INAUGURAL – DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich – Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.–Phys. Jörg Rieling
aus Stolzenau a. d. Weser

Tag der mündlichen Prüfung: 3. Dezember 1997

Entwicklung eines Silizium–Vertex–Detektors für das HERA–B–Experiment

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann
Prof. Dr. Karlheinz Meier

Zur wohlwollenden Kenntnisnahme: Dieser Text ist entsprechend der am 1. 7. 1996 in Wien beschlossenen reformierten Rechtschreibung verfasst. Die eine oder andere Schreibweise mag daher zunächst ungewohnt erscheinen.

Entwicklung eines Silizium – Vertex–Detektors für das HERA–B – Experiment

Zusammenfassung

HERA–B ist ein im Aufbau befindliches Experiment, das in inelastischen pN–Reaktionen an einem feststehenden Target B^0–Mesonen erzeugen und in dem Kanal $B^0 \to J/\psi K_S$ nach einer Verletzung der CP–Symmetrie suchen wird. Es ist nötig, die Teilchenspuren nahe dem Primärvertex genau aufzulösen. Bei HERA–B wird dazu ein Silizium–Detektor eingesetzt.
Ausgehend von physikalischen und technischen Randbedingungen wird zunächst der Entwurf eines Detektorsystems erarbeitet, das zum einen die notwendige Auflösung erbringt und zum anderen technisch umsetzbar ist. Es ist möglich, in der Anordnung eine eigenständige Rekonstruktion durchzuführen: es wurde eine Mustererkennung entwickelt, die auf einem dreidimensionalen Kalman–Filter basiert. Sie trägt der exakten Materialverteilung Rechnung und rekonstruiert Spuren ohne die Information anderer Detektorkomponenten. Die intrinsische Auflösung, Nachweiswahrscheinlichkeit und Zwillingsauflösung der projektierten Zählerebenen werden mit detaillierten Studien zur Signalformation in doppelseitigen Siliziumdetektoren abgeschätzt. Basierend auf Daten, die während der Strahlzeit '96 mit einem Prototypen des entworfenen Detektorsystems aufgezeichnet wurden, werden Verfahren zur Rohdatenkorrektur entwickelt. Eine einfache Spurrekonstruktion ermöglicht, Auflösung, Nachweiswahrscheinlichkeit und Zwillingsauflösung der Zählerprototypen zu bestimmen. Es werden Studien zur Dynamik des Targets von HERA–B vorgenommen. Schließlich wird ein Rechnermodell der Anordnung erstellt und die gemessenen Winkel– und Multiplizitätsverteilungen mit denen der Simulation verglichen.

Development of a Silicon Vertex Detector System for HERA–B

Abstract

HERA–B is an experiment under construction which will search for CP violation in the system of neutral B mesons. It will investigate the channel $B^0 \to J/\psi K_S$. The mesons are produced in a fixed target. It is necessary to resolve the particle trajectories close to the primary vertex with high accuracy. A silicon vertex detector will be used for this purpose.
A vertex detector system is designed which on the one hand provides the desired reconstruction precision and which is, on the other hand, technically feasible. It is possible to perform a self–contained pattern recognition: to prove this, a reconstruction algorithm based on a 3–dimensional Kalman filter is developed. It reconstructs tracks without further information from other detector components. Resolution, detection probability and double hit resolution are estimated by detailed studies of the signal formation in double sided silicon detectors. Based on data taken with a prototype system during the '96 run period, methods for correcting detector raw data are developed. A simple pattern recognition algorithm allows to determine resolution, detection probability and double hit resolution of the prototype counters. Studies about the target dynamics are performed. A computer model of the test experiment is written, and the measured angular and multiplicity distributions are compared with the simulation.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort

Im Jahre 1912 bewies die Mathematikerin *Emmy Noether* (1882–1935), dass jeder physikalische Erhaltungssatz auch als eine Symmetrie der Naturgesetze aufgefasst werden kann. Das ist ein weitreichender, ästhetisch befriedigender Satz. Er setzt die Unveränderlichkeit physikalischer Gesetze gleich mit der Erhaltung der Energie; die Translationsinvarianz mit der Impulserhaltung; die Eichsymmetrie eines Potentials mit der Ladungserhaltung. In der modernen Physik misst man Symmetrien eine so hohe Bedeutung bei, dass manchmal die Rede ist von der Abkehr vom Weltbild des *Demokrit* (Materialismus) und der Wendung zu dem des *Platon* (Idealismus).

In der Elementarteilchenphysik ist es üblich, Theorien sehr kompakt im Lagrange–Formalismus auszudrücken. Eine korrekte Lagrangedichte muss Symmetrien genügen, die aus den empirisch gefundenen Erhaltungsgrößen folgen. Zum Beispiel stellt man experimentell fest, dass der Isospinbetrag I in starken Prozessen erhalten ist. Die beschreibende Lagrangedichte muss daher invariant gegenüber Drehungen um die z–Achse im Isospinraum sein.

Eine Verletzung der oben angeführten Symmetrien ist bisher nicht beobachtet worden. Lange Zeit glaubte man, die Natur sei auch invariant gegenüber der Operation *CP*. Das würde bedeuten, dass Materie und Antimaterie Inversionsspiegelbilder voneinander sind, mit umgekehrten Ladungsvorzeichen. Im Jahre 1964 stellten *Christensen* et al. jedoch fest, dass im K^0–System die Eigenwerte von *CP* nicht erhalten sind. Die Lagrangedichte, welche die beobachteten Prozesse beschreibt, darf also nicht invariant unter *CP* sein.
Das sehr erfolgreiche, bisher nicht falsifizierte Standardmodell der Elementarteilchenphysik siedelt den Ursprung der im K^0–System beobachteten *CP*–Verletzung in der elektroschwachen Wechselwirkung an. Es sagt voraus, dass auch im System der neutralen B–Mesonen *CP*–verletzende Effekte auftreten. Bisher waren Experimente nicht sensitiv genug, um diese Vorhersage überprüfen zu können.

Das Interesse an einer richtigen Beschreibung dieser Phänomene ist nicht auf die Elementarteilchenphysik beschränkt. In der Kosmologie hat man das Problem, das im beobachtbaren Universum offensichtliche Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie zu erklären. Alle Modelle der Baryogenesis benötigen *CP*–Verletzung, um den Überschuss an Materie zu reproduzieren. Von einer Klärung des Ursprunges der *CP*–Verletzung profitierte auch die Kosmologie.

Die Frage, ob sich das Standardmodell auch darin bewährt, die *CP*–Eigenschaften des B–Systems zu beschreiben, ist gegenwärtig von hohem Interesse. Zur Zeit sind mehrere Experimente in Vorbereitung, die dem Studium der B–Physik gewidmet sind.

Schwere Quarks entstehen in Elektron–Positron – Kollisionen. B–Zerfälle aus diesen Reaktionen lassen sich am leichtesten studieren, denn die geringe Zahl von Spuren erlaubt sehr saubere Analysen. Die meisten Präzisionsmessungen in der B–Physik wurden in der Vergangenheit an Leptonspeicherringen durchgeführt, und auch für die im Bau befindlichen neuen B–Experimente *BaBar* und *BELLE* wird man so b–Quarks erzeugen.

Ein komplementäres Konzept ist, schwere Quarks in Hadron–Hadron – Kollisionen zu erzeugen. Selbst bei den vergleichsweise geringen Schwerpunktsenergien von Experimenten mit feststehendem Target entstehen b–Quarks ausgesprochen häufig. Ihre Zahl pro normal–inelastischer Reaktion ist allerdings um viele Größenordnungen unterdrückt. Die Herausforderung besteht darin, die hohe b–Quark – Rate tatsächlich zu nutzen und Detektorsysteme zu entwickeln, die aus der Flut hadronischen Untergrundes effektiv die physikalisch interessanten Zerfälle filtern.

Es sind mehrere Detektoren in Planung, die Hadronstrahlen als Quelle von b–Quarks nutzen werden. Das Experiment HERA–B am Proton–Positron – Speicherring HERA in Hamburg ist ein solches Experiment. Die b–Quarks werden mit dem Protonenstrahl in einem feststehenden Target erzeugt. Bei einer Schwerpunktsenergie von 40 GeV können pro Jahr bis zu 10^9 B–Hadronen produziert werden. Physikalisches Ziel der Kollaboration ist, *CP*–verletzende Effekte im System der neutralen B–Mesonen zu suchen.

Man wird dazu die Zerfälle des B^0–Mesonen und seines Antiteilchens vermessen. Insbesondere die Flugstrecken dieser Teilchen zwischen Enstehungsort und Zerfall sind von Bedeutung, denn die eventuell bestehende *CP*–Verletzung würde als flugzeitabhängige Asymmetrie der Zerfallsraten zwischen dem B^0 und dem $\bar{B}^0$ zu Tage treten. Weil diese Teilchen aber auch mit mehreren 10 GeV Impuls nur wenige Millimeter zurücklegen, ist ein Detektor nötig, der den Zerfalls– und Produktionsort sehr präzise bestimmen kann.

Wie jedes der neuen B–Experimente wird auch HERA–B als zentralen Bestandteil einen Vertexdetektor haben. In seiner Konstruktion schlagen sich die besonderen Bedingungen des hadronischen Umfeldes nieder — er stellt, gemeinsam mit vielen anderen Komponenten des Experimentes, ein technisches Novum dar. In dieser Arbeit wird die Entwicklung des Vertexdetektorsystems für das HERA–B–Experiment beschrieben.

Zunächst aber soll im ersten Kapitel genauer ausgeführt werden, wie man die Verletzung der *CP*–Symmetrie theoretisch behandelt, und wie man sie bei HERA–B misst.

1 Einführung

1.1 Theoretische Einbettung der CP–Verletzung

Es gibt mehrere theoretische Ansätze die erklären, wie CP–Verletzung zustandekommen könnte. Das Standardmodell [smod] bietet hier einen Mechanismus an, der zwar nicht zwanglos ist. Doch er erscheint auch deswegen notwendig, weil er den Ursprung der Massen der elementaren Fermionen erklärt. Außerdem ist das Standardmodell die am genauesten geprüfte Theorie und hat sich bisher mit ihren Vorhersagen stets bewährt, so dass es die komplette Begrifflichkeit für die Arbeit in der Teilchenphysik liefert. Deshalb liegt das Hauptgewicht des nächsten Abschnittes auf der CP–Verletzung im Standardmodell. Ein anschließender Absatz weist in knapper Form auf weitere theoretische Ansätze hin.

1.1.1 CP–Verletzung und Standardmodell

Vereinigung elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung

Es ist eine experimentelle Tatsache, dass geladene schwache Ströme an linkshändige Fermionen koppeln, nicht aber an rechtshändige. Der neutrale schwache Strom dagegen wirkt auf beide Helizitäten; das gilt auch für die elektromagnetische Wechselwirkung. Es ist möglich, eine Symmetrie zu finden, die den Beobachtungen Rechnung trägt, wenn man beide Wechselwirkungen vereint beschreibt.

Dazu ordnet man den elementaren Fermionen einen *schwachen Isospin* $\mathbf{T}$ zu und ordnet sie in folgendem Schema an:

$\lvert T\rvert$	T_3	Leptonen:				Quarks:			
1/2	$+1/2$	ν_e	ν_μ	ν_τ	$\ldots$	u_L	c_L	t_L	$\ldots$
	$-1/2$	e_L	μ_L	τ_L		d_L	s_L	b_L	
0	0	e_R	μ_R	τ_R	$\ldots$	$u_R, d_R, c_R, \ldots$			

Aus den neutralen Strömen beider Wechselwirkungen bildet man jetzt Linearkombinationen J_3^μ und J_Y^μ, die definierte Transformationseigenschaften unter $SU(2)_T$ haben: J_3^μ bildet mit den geladenen Strömen J_1^μ und J_2^μ ein Isospin–Triplett, und J_Y^μ ist ein

Isospin–Singulett — die SU(2) ist die Symmetriegruppe der elektroschwachen Kräfte im Isospinraum. Man hat $J^\mu_{\text{e.-m.}} = J^\mu_3 + \frac{1}{2}J^\mu_Y$, bzw.

$$Q \;=\; T_3 + \frac{Y}{2}\,.$$

Das ist die *Gell-Mann–Nishiyama – Relation.* Sie verknüpft die elektrische Ladung Q und die 3–Komponente des Isospins T_3 mit der *schwachen Hyperladung* Y.
Der Operator $\mathbf{Y}$ ist seinerseits Generator einer $U(1)$–Gruppe. Die Lagrange–Dichte der elektroschwachen Wechselwirkung soll also invariant sein gegenüber kombinierten Transformationen aus $SU(2)_T \times U(1)$. Außerdem soll lokale Eichinvarianz gelten. Man führt nun vier Eichfelder $W^\mu_1, W^\mu_2, W^\mu_3, B^\mu$ ein und schreibt für $\mathcal{L}$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{fE} + \mathcal{L}_E\,, \\
\mathcal{L}_{fE} &= \sum_{i=1}^{N}\left[\overline{L}_i\gamma_\mu\left(i\partial^\mu - \frac{1}{2}g(\mathbf{T}\cdot\mathbf{W})^\mu - g'\frac{Y}{2}B^\mu\right)L_i\right. \\
&\qquad\left. + \overline{R}\gamma^\mu\left(i\partial^\mu - g'\frac{Y}{2}B^\mu\right)R\right] \\
\mathcal{L}_E &= -\frac{1}{4}\left(\mathbf{W}_{\mu\nu}\mathbf{W}^{\mu\nu} - B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}\right)\,,\text{mit} \\
\mathbf{W}_{\mu\nu} &\stackrel{\text{def}}{=} \partial_\mu\mathbf{W}_\nu - \partial_\nu\mathbf{W}_\mu - g\mathbf{W}_\mu\times\mathbf{W}_\nu\,, \\
B_{\mu\nu} &\stackrel{\text{def}}{=} \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu\,.
\end{aligned} \tag{1.1}$$

Die Parameter g und g' sind Kopplungskonstanten, und die L bzw. R bezeichnen die Isospin–Tripletts bzw. –Singuletts:

$$L \stackrel{\text{def}}{=} \begin{pmatrix}\nu_e\\ e_L\end{pmatrix}, \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu_L\end{pmatrix}, \ldots \qquad \text{und} \quad R \stackrel{\text{def}}{=} e_R, \mu_R, \ldots\,.$$

$\mathbf{T}$ ist der $SU(2)_T$–Generator. Die Summe in $\mathcal{L}_{fE}$ läuft über alle Fermionfamilien. $\mathcal{L}_E$ enthält die „Feldtensoren“ der Eichfelder und liefert die Selbstenergie und kinetische Energie der Eichbosonen.
In $\mathcal{L}$ finden sich nicht unmittelbar die physikalischen Felder, wie z.B. das Vektorpotential A^μ; diese sind Linearkombinationen der $\mathbf{W}^\mu, B^\mu$. Durch Anwenden der Leiteroperatoren von $\mathbf{T}$ erhält man die Eichbosonenfelder $(W^+)^\mu, (W^-)^\mu$:

$$\left(W^\pm\right)^\mu \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W^\mu_1 \pm W^\mu_2\right)\,.$$

Das Vektorpotential A^μ nebst einem weiteren Feld Z^μ erhält man aus der Forderung, dass A^μ nicht an die Neutrinos koppelt:

$$\begin{pmatrix}Z^\mu\\ A^\mu\end{pmatrix} \;=\; \begin{pmatrix}\cos\vartheta_w & \sin\vartheta_w\\ -\sin\vartheta_w & \cos\vartheta_w\end{pmatrix}\begin{pmatrix}W^\mu_3\\ B^\mu\end{pmatrix}\,,\ \sin\vartheta_w \stackrel{\text{def}}{=} \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}} = \frac{e}{g}\,.$$

Der *Weinberg–Winkel* ϑ_w muss gemessen werden. Er beschreibt das Verhältnis zwischen schwachem neutralen Strom und dem Photonaustausch.
$\mathcal{L}_{fE}$ beschreibt korrekt die $(V-A)$–Struktur der schwachen Wechselwirkung. Eine wichtige Folgerung aus $\mathcal{L}_{fE}$ ist auch das Nichtauftreten familienändernder neutraler Ströme *(FCNC = flavour changing neutral currents)*. Betrachtet man die Terme neutraler Ströme, d.h. solcher, die nur Fermionen mit $T_3 = +\frac{1}{2}$ bzw. $-\frac{1}{2}$ untereinander verknüpfen, so fallen nach Transformation auf physikalische Zustände (s.u.) alle Mischterme weg *(GIM–Mechanismus)*. Dass tatsächlich keine solchen Ströme beobachtet werden, ist ein großer Erfolg der Theorie.

Die Lagrangedichte erfüllt nun alle Symmetrieforderungen, liefert die $(V-A)$–Kopplung und beschreibt auch das Ausbleiben der *FCNCs*. Leider ist sie noch falsch, denn Fermionen wie Eichbosonen sind masselos: Terme wie $\overline{L}ML$ dürfen nicht angefügt werden, sie sind nicht eichinvariant. Über den *Higgs–Mechanismus* [wei67] ist es aber möglich, auch massive Teilchen zu beschreiben.

Higgs–Mechanismus

Man kann $\mathcal{L}$ erweitern und neue Terme anfügen, die im einfachsten Falle vier zusätzliche reelle Felder ϕ_i enthalten. Man führt einen Isospin–Vektor H ein: $H \stackrel{\text{def}}{=} (\phi_1 + i\phi_2,\ \phi_3 + i\phi_4)^T/\sqrt{2}$; die Komponenten von H sollen ein $SU(2)_T$–Dublett bilden. H koppelt mit sich selbst, den Fermionen und den Eichbosonen:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = \mathcal{L}_{fE} + \mathcal{L}_E + \underbrace{\mathcal{L}_{fH}}&+\mathcal{L}_{EH} + \mathcal{L}_H \\ &= -\sum_{i=1}^{N} \left[\, \overline{L}_i H C_{L,i} R_i + \overline{R}\,\overline{H} C_{R,i} L \right]\end{aligned} \tag{1.2}$$

(Der Kürze halber ist nur $\mathcal{L}_{fH}$ ausgeschrieben). Die neuen Terme sind eichinvariant. Die Massenterme erscheinen nun durch *spontane Symmetriebrechung*: die Struktur von H lässt es zu, stets eine Eichtransformation U zu finden, so dass für den Vakuumzustand von H gilt $U(H_0) = (0, \rho(x))$ mit $\rho(x) \geq 0$. Der Grundzustand zeichnet damit eine Richtung im $SU(2)$–Raum aus. Entwickelt man H um $U(H_0)$ und drückt alles in der Funktion $\rho' = <0|\rho|0>$ aus, so findet man

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{fH} \stackrel{\text{sSb}}{\longrightarrow} \mathcal{L}_m \quad = \quad & -(u_R, c_R, t_R, \dots)\, M_u \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \\ \vdots \end{pmatrix} - (d_R, s_R, b_R, \dots) M_d \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \\ \vdots \end{pmatrix} \\ & -(e_R, \mu_R, \tau_R, \dots)\, M_l\, (e_L, \mu_L, \tau_L, \dots)^T\end{aligned} \tag{1.3}$$

Das sind die erwünschten Massenmatrizen. Sie sind proportional zum Vakuumerwartungswert ρ' des Higgs–Feldes und hängen natürlich von den Kopplungen C ab. Interessanterweise treten keine Neutrino–Terme auf: sie sind in diesem einfachsten Higgs–Modell masselos. Das liegt letztlich daran, dass der Grundzustand die Symmetrie bricht,

die in der Lagrangedichte vorliegt.
In 1.3 ist M_l bereits diagonal. In diesem Modell entsprechen die Massenzustände der Leptonen bereits den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung, und tatsächlich konnte im Experiment bisher keine Mischung festgestellt werden [kar96]. Die Massen der Eichbosonen ergeben sich aus dem Term $\mathcal{L}_{EH}$. Auch sie hängen von ρ' und den nicht festgelegten Kopplungen ab; man leitet jedoch folgende wichtige Relation ab:

$$\frac{m_Z}{m_W} = \cos\vartheta_w \, .$$

Die M_u, M_d in 1.3 sind noch nicht diagonal. Man braucht pro Term zwei unitäre Matrizen, um sie zu diagonalisieren. Im Summand mit M_u schreibt man z.B.:

$$\begin{aligned}(u_R^*, c_R^*, t_R^*, \dots) M_u \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \\ \vdots \end{pmatrix} &= (u_R, c_R, t_R, \dots)^{\text{phys}} \, \text{Diag}(m_u, m_c, m_t, \dots) \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \\ \vdots \end{pmatrix}^{\text{phys}} \\ (u_{L,R}, c_{L,R}, t_{L,R}, \dots)^{\text{phys}\,T} &\stackrel{\text{def}}{=} U_{L,R}^{(u)} (u_{L,R}, c_{L,R}, t_{L,R}, \dots)^T \, ,\end{aligned}$$

und die Transformation auf Diagonalgestalt lautet $\text{Diag}(\dots) = U_R^{(u)} M_u \overline{U}_L^{(u)}$.

CP–Verletzung im Standardmodell

Jetzt können die Terme des geladenen Stromes in $\mathcal{L}_{fe}$ (Glg. 1.1) als Funktion der physikalischen Felder ausgedrückt werden. Man erhält

$$\begin{aligned} J_\mu^{(g)} &= (u_L^*, c_L^*, t_L^*, \dots)^{\text{phys}} \gamma_\mu V_{\text{CKM}} (d_L, s_L, b_L, \dots)^{\text{phys}\,T} \, , \text{ mit} \\ V_{\text{CKM}} &\stackrel{\text{def}}{=} \overline{U}_L^{(u)} U_L^{(d)} \end{aligned}$$

V_{CKM} ist die *Cabibbo–Kobayashi–Maskawa–Matrix* oder *Quarkmischungsmatrix* [kob73]. Sie beschreibt, mit welcher Drehung und Phasenverschiebung der geladene Strom die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung mit $T_3 = -\frac{1}{2}$ an die Massenzustände mit $T_3 = +\frac{1}{2}$ koppelt. Als unitäre, komplexe Matrix mit N Spalten hat sie zunächst N^2 freie Parameter, davon kann man $N(N-1)/2$ als (reelle) Euler–Winkel wählen. Die verbleibenden (komplexen) Phasen sind nicht alle beobachtbar; im Falle zweier Generationen kann man sie durch Umdefinition der $u_l, \dots$ verschwinden lassen, und man erhält die bekannte *Cabibbo–Matrix*:

$$V_{\text{CKM}}^{(2)} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\vartheta_c & \sin\vartheta_c \\ -\sin\vartheta_c & \cos\vartheta_c \end{pmatrix}$$

mit dem Cabibbo–Winkel ϑ_c. Bei drei Generationen hat man drei Winkel, und es bleibt eine Phase. Eine bekannte Parametrisierung [hik90] ist:

$$V_{\text{CKM}}^{(3)} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 c_2 & s_1 c_2 & s_2 e^{-i\delta} \\ -s_1 c_3 - c_1 s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3 e^{i\delta} & s_3 c_2 \\ s_1 s_3 - c_1 s_2 c_3 e^{i\delta} & -c_1 s_3 - s_1 s_2 c_3 e^{i\delta} & c_3 c_2 \end{pmatrix} ,$$

mit $s_i \stackrel{\text{def}}{=} \sin\vartheta_i$, $c_i \stackrel{\text{def}}{=} \cos\vartheta_i$. Die *Wolfenstein-Parametrisierung* ist eigentlich eine Näherung und nützt aus, dass $V_{ud} \simeq 1 \simeq \cos\vartheta_c$; die Entwicklung in $\lambda = \sin\vartheta_c$ ergibt:

$$V^{(3)}_{\text{CKM}} \simeq \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} .$$

Die *CP*–Verletzung im Standardmodell tritt dann im Term $\mathcal{L}_{fH}$ der Lagrange–Dichte auf, wenn V_{CKM} nicht reell ist (das sieht man, indem man *CP* auf 1.1 anwendet und $\mathcal{L}_{fH}$ und $CP(\mathcal{L}_{fH})$ vergleicht). $V^{(3)}_{\text{CKM}}$ enthält eine komplexe Phase — im Standardmodell ist sie der Ursprung der *CP*–Verletzung. Gegenwärtig sind erst die Beträge der Elemente der ersten beiden Zeilen direkt vermessen. $|V_{td}|, |V_{ts}|, |V_{tb}|$ sind über die $B^0_{(s)}$–Mischung zugänglich. Eine signifikantere Einschränkung erhält man hier, wenn man die Unitarität der Matrix fordert. In diesem Falle werden auch die Fehler auf die Beträge der anderen Matrixelemente kleiner. Kombiniert man alle Messungen, so erhält man [gil96]:

$$|V_{\text{CKM}}| \stackrel{90\%\,\text{CL}}{=} \begin{pmatrix} 0,9745-0,9757 & 0,219-0,224 & 0,002-0,005 \\ 0,218-0,224 & 0,9736-0,9750 & 0,036-0,046 \\ 0,004-0,014 & 0,034-0,046 & 0,9989-0,9993 \end{pmatrix}$$

Ich fasse zusammen. Im Standardmodell der schwachen Wechselwirkung tritt dann *CP*–Verletzung auf, wenn man Higgs–Felder einführt: diese erzeugen Massenterme in der Lagrange–Dichte, und aus der Transformation auf Masseneigenzustände erhält man die Quarkmischungsmatrix $V^{(3)}_{\text{CKM}}$, welche bei drei Generationen einen komplexen Parameter enthält. Eine komplexe *CKM*–Matrix aber ist gleichbedeutend mit *CP*–Verletzung.

1.1.2 Andere theoretische Ansätze

Ein bekanntes Modell, das *CP*–Verletzung außerhalb des Standardmodells erklärt, ist das der superschwachen Wechselwirkung. Es ist eine *ad–hoc* – Theorie, die von *Wolfenstein* unmittelbar nach dem *Christensen*–Experiment [chr64] aufgestellt wurde [wol61]. Hier wird einfach ein zusätzlicher Beitrag H_{ssw} zum Hamiltonoperator eingeführt, der die Zeitentwicklung im K^0–System beschreibt. Man kann nun in der Basis $\{K_1, K_2\}$ Störungsrechnung treiben und erhält aus der Hermizität von H_{ssw} und dem *CPT*–Theorem die Eigenzustände der Massenmatrix M:

$$\begin{aligned} K_S &= K_1 + \varepsilon K_2\,, \quad K_L \;=\; K_2 + \varepsilon K_1\,, \\ \varepsilon &\stackrel{\text{def}}{=} \frac{< K_1\,|M|K_2 >}{m_L - m_S - \frac{i}{2}(\Gamma_L - \Gamma_S)}\,. \end{aligned}$$

$< K_1\,|M|K_2 >$ ist der einzige freie Parameter des Modells. Ursprung der *CP*–Verletzung ist hier nicht eine schwache Zerfallsamplitude, sondern die ausschließlich im K^0–System

wirksame superschwache Kraft — im B^0–System sollten sich keine Effekte beobachten lassen.
Die neue Kraft stellt einen sehr einfachen *CP*–verletzenden Mechanismus dar; ihre Einführung entbehrt natürlich nicht einer gewissen Willkür, denn sie erfolgte, ohne sich um natürlichere Lösungen zu bemühen. Tatsächlich ist es bisher aber nicht gelungen, die superschwache Wechselwirkung experimentell zu falsifizieren.

Es gibt noch weitere Modelle, die außerhalb des Standardmodells stehen oder es erweitern. Acht oft zitierte Theorien sind mit ihren Vorhersagen für das B–System in [nir92] zusammengefasst. Der Vollständigkeit halber sei hier noch ein weiterer, grundlegend anderer Ansatz angeführt:

Schon 1961, drei Jahre vor dem *Christensen*–Experiment wurde bemerkt, dass eine Verletzung des Äquivalenzprinzips zu einer Verletzung der *CP*–Symmetrie im K–System führen könnte [goo61]. Eine gravitative Abstoßung zwischen Materie und Antimaterie* bewirkt eine Phasenverschiebung zwischen K^0 und $\bar{K}^0$, so dass z.B. ein K_L–Zustand eine K_S–Komponente entwickelt. *Chardin* schätzt den ε–Parameter zu

$$\varepsilon = f\,\frac{(h/2\pi)m_K g}{\Delta m_K^2 c^3} = f\ 0,88\cdot 10^{-3}$$

ab [cha92]. g ist die Erdbeschleunigung und f eine dimensionslose Konstante mit $f = \mathcal{O}(1)$. ε ist experimentell zu $\varepsilon = 2,3\cdot 10^{-3}$ bestimmt.
Im B^0–System sollte ε nach obenstehender Gleichung in der Größenordnung $10^{-5}\ldots 10^{-6}$ liegen. Das ist zu klein, um in absehbarer Zeit beobachtet werden zu können.

Als Experimentalphysiker geht man am besten von gesichertem Boden aus. Vorrangige Aufgabe der experimentellen *flavour*–Physik ist gegenwärtig, das Standardmodell im Rahmen seiner Begrifflichkeit zu kritisieren, d.h. vor allem Messwerte der Elemente vom $V_{\mathrm{CKM}}^{(3)}$ zu liefern, so dass Konsistenztests möglich werden. Experimentell bisher unzugänglich ist die Frage nach der Stärke der *CP*–Verletzung im System der neutralen B–Mesonen. Das Standardmodell macht dafür Voraussagen.

1.2 Phänomenologie der *CP*–Verletzung

Die Elemente der CKM–Matrix werden nicht vorhergesagt. Allerdings muss V_{CKM} als Produkt zweier unitärer Matrizen selbst unitär sein. Die sechs Unitaritätsbedingungen

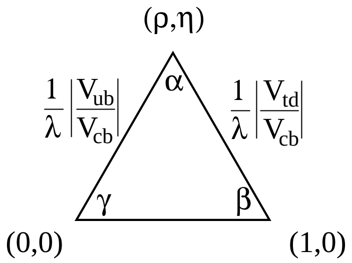
$$\begin{aligned} 0 &= \sum_{i\in\{u,c,t\}} V_{ij}V_{ik}^*\,,\ j\neq k,\ j,k\in\{d,s,b\} \\ 0 &= \sum_{i\in\{d,s,b\}} V_{ij}V_{ik}^*\,,\ j\neq k,\ j,k\in\{u,c,t\} \end{aligned}$$

*Die klassischen Argumente gegen Antigravitation werden in [nie91] kritisch geprüft.

sind die Summe dreier komplexer Zahlen und lassen sich also als Dreieck in der komplexen Ebene darstellen — gäbe es mehr Familien, hätte man $N(N-1)$ Unitaritätspolygone. Die Dreiecke sind i. Allg. von verschiedener Gestalt, ihre Fläche jedoch ist gleich. Das folgt leicht aus der Unitarität. Im Falle von $N = 3$ hat die Fläche eine besondere Bedeutung: viele *CP*–verletzende Effekte sind proportional zur Größe $a \stackrel{\text{def}}{=} |V_{ud}V_{us}V_{cd}V_{cs}| \sin\Delta\phi$, wobei $\Delta\phi$ die Phase zwischen $V_{ud}V_{us}$ und $V_{cd}V_{cs}$ ist [dal82]. Das ist gerade die doppelte Fläche der Dreiecke; sie ist unabhängig von der Parametrisierung und wird oft als *Stärke der CP–Verletzung* bezeichnet.

1.2.1 Das Unitaritätsdreieck der B–Physik

Eine der Unitaritätsbedingungen lautet $\sum_i V_{ui}V_{ti}^* = 0$. Schreibt man sie in der Wolfenstein–Parametrisierung aus, so erhält man $(\rho + i\eta) + (1 - \rho - i\eta) = 1$. In der (ρ, η)–Ebene ist das:



Die experimentelle Aufgabe ist, Winkel und Seitenlängen zu bestimmen. Dabei ist die Frage, ob sich bei einer Überbestimmung der Figur tatsächlich alle Dreiecksrelationen ergeben, von zentraler Bedeutung. Ist das nicht der Fall, so ist die Beschreibung der *CP*-Verletzung durch das Standardmodell falsch.

Es sei zusammengefasst, in welchem Grade das Unitaritätsdreieck gegenwärtig bestimmt ist. Die linke Seite ist durch V_{ub}/V_{cb} gegeben. Die genaueste Bestimmung von V_{ub} kommt aus einer Analyse der Form inklusiver Leptonspektren in B–Zerfällen [bar93, alb94a]. Die dominierende Unsicherheit betrifft die Form des Spektrums von $b \to u\ell\nu$. V_{cb} erhält man sehr sauber aus der Rate von $B \to D^*\ell\nu$. In der (ρ, η)–Ebene erhält man also zwei um den Ursprung zentrierte Kreise, zwischen denen die Spitze des Dreieckes liegen muss (s. Abb. 1.1).

Die B_d^0–Mischung ist von *top*–Quark – Diagrammen dominiert. Damit wird V_{td} indirekt zugänglich; eine Messung von x_d schränkt also die rechte Seite des Dreieckes ein. Der größte Beitrag zum Fehler kommt auch hier aus der Theorie und betreffen die Zerfallskonstante f_B und den *bag*–Parameter B_B [ale92].

Eine weitere Beschränkung kommt aus dem K^0–System. Hier misst man den Mischungswinkel ε zwischen den Masseneigenzuständen und denen der schwachen Wechselwirkung. Die Vorhersage des Standardmodells für ε hängt auch von V_{CKM} ab. Es ergibt sich ein Zusammenhang der Form $\eta(1 - \rho + x) = y \pm \Delta y$ mit numerischen Konstanten x, y. Das sind zwei verschobene Parabeln. Sie sind ebenfalls in 1.1 eingezeichnet.

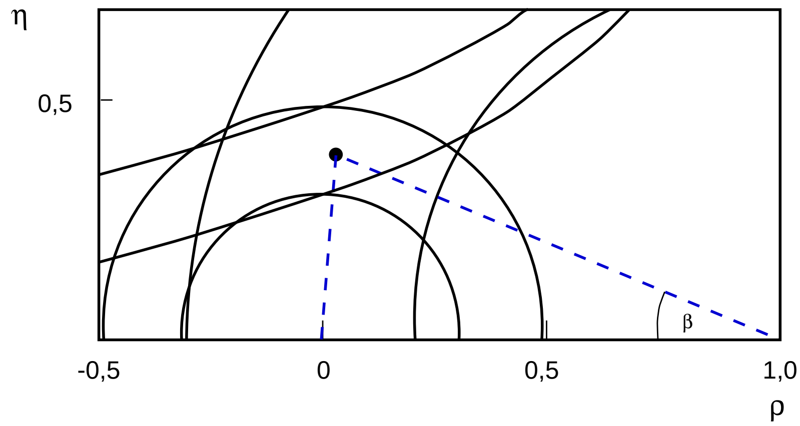


Abbildung 1.1: Einschränkungen der Gestalt der Unitaritätsdreieckes (90 % CL). Die drei Toleranzbereiche überschneiden sich in einer Region. Eingezeichnet ist das nach gegenwärtigen Daten wahrscheinlichste Dreieck.

Die Toleranzregionen der drei besprochenen Einschränkungen überlappen sich. Es sei darauf hingewiesen, dass dieser Umstand bereits eine Überbestimmung des Dreieckes bedeutet. Eine *CP*–Verletzung im B^0–System ist damit noch nicht nachgewiesen. Sie ist mit den Winkeln des Dreiecks verknüpft.

1.2.2 Winkelmessungen im Unitaritätsdreieck

Es gibt einige (nichtleptonische) Endzustände, die sowohl vom B^0 als auch vom $\bar{B}^0$ erreicht werden können. Das B^0 ($\bar{B}^0$) zerfällt dann entweder direkt in den Endzustand, oder nachdem es sich durch Mischung in sein Antiteilchen umgewandelt hat. Die Überlagerung der beiden Zerfallsamplituden bringt *CP*–verletzende Effekte hervor: man beobachtet eine flugzeitabhängige Asymmetrie der Zerfallsraten zwischen dem B^0– und dem $\bar{B}^0$–Anfangszustand. Sie hängt direkt mit einem der Winkel im Unitaritätsdreieck zusammen.
Es sei zunächst die zeitabhängige und zeitintegrierte Asymmetrie definiert:

$$\begin{aligned} a_{\mathrm{CP}}(t) &= \frac{\partial_{t'}\Gamma(B \to X) - \partial_{t'}\Gamma(\bar{B} \to X)}{\partial_{t'}\Gamma(B \to X) + \partial_{t'}\Gamma(\bar{B} \to X)}, \quad \text{und} \\ A_{\mathrm{CP}} &= \frac{\Gamma(B \to X) - \Gamma(\bar{B} \to X)}{\Gamma(B \to X) + \Gamma(\bar{B} \to X)}. \end{aligned}$$

Die Zahl der Zerfälle in einem Flugzeitintervall $\partial_{t'}\Gamma$ lässt sich errechnen: sie ist eine Funktion der Mischungsmatrix, der *CKM*–Matrix und der B–Zerfallsbreite Γ_B. Durch Integration erhält man dann A_{CP}:

$$A_{\mathrm{CP}} = -\underbrace{\frac{x}{1+x^2}}_{\stackrel{\mathrm{def}}{=} f(x)} \mathrm{Im}\,\phi(X)\,. \tag{1.4}$$

x ist der Mischungsparameter, und X bezeichnet einen hadronischen Endzustand. Betrachtet man z.B. den Zerfall $B^0 \to J/\psi K_S$, so hat man $\phi = -\exp(-2i\beta)$, also

$$A_{\mathrm{CP}} = f(x)\,\sin 2\beta\,. \tag{1.5}$$

Ist diese Asymmetrie messbar? Für das B_d^0–System mit $x = 0,67$ wird der Vorfaktor $f(0,67) = 0,46$, das ist nahe dem optimalen Wert von $\frac{1}{2}$ bei $x_{\mathrm{opt}} = 1$. Man erwartet bereits zeitintegriert eine messbare Asymmetrie. Der Zerfall $B^0 \to J/\psi K_S$ ist noch aus zwei anderen Gründen ein geeigneter Kandidat zum Messen der *CP*–Verletzung: zum Ersten sind die Korrekturen durch Diagramme höherer Ordnung vernachlässigbar, und zweitens lässt er sich sehr sauber selektieren, wenn man z.B. den Endzustand $J/\psi K_S \to \ell^+\ell^-\pi^+\pi^-$ betrachtet.
Die zeitaufgelöste Messung ist experimentell anspruchsvoller. Allerdings liefert sie nach Anpassung der erwarteten Asymmetrie von

$$a_{\mathrm{CP}} \;=\; \sin xt\,\cdot\,\sin 2\beta$$

einen geringeren Fehler auf $\sin 2\beta$.
Für große x wird die integrierte Asymmetrie nach 1.5 sehr klein. Deswegen sind im B_s^0–System mit $x_s \simeq 25$ nur zeitaufgelöste Messungen praktikabel.

Mit dem Zerfall $B \to \pi^+\pi^-$ wird auch der Winkel α zugänglich, denn hier ist $\phi(\pi^+\pi^-) = \exp(2i\alpha)$. Die Bestimmung ist allerdings aus zwei Gründen schwieriger: zum einen ist das Verzweigungsverhältnis sehr klein, zum anderen hat man in den Korrekturen große Unsicherheiten durch starke Phasen aus *penguin*–Zerfällen. Der Winkel γ ist am schwierigsten zu bestimmen. Man kann ihn z.B. über $B_s^0 \to \rho^0 K_S$ messen. Allerdings ist hier ein B_s^0–Meson notwendig (s. Glg. 1.4 !), außerdem ist der Zerfall *colour*–unterdrückt, so dass sich nur schwer genügend Ereignisse sammeln lassen werden.

Aus dem Vorausgegangenen wird zweierlei deutlich. Es ist wichtig, im Unitaritätsdreieck auch die Winkel zu vermessen. Diese sind unmittelbar mit *CP*–verletzenden Zerfällen im B–System verknüpft, und bisher steht deren experimenteller Nachweis noch aus. Zweitens: den einfachsten Zugang hat man mit dem Zerfall $B^0 \to J/\psi K_s \to \ell^+\ell^-\,\pi^+\pi^-$, denn er hat einerseits eine klare Signatur, andererseits nur geringe theoretische Unsicherheiten.
Die HERA–B–Kollaboration hat sich zum Ziel gesetzt, diesen Zerfall zu vermessen. Die Idee ist, ein schlankes, spezialisiertes Experiment zu entwickeln, das auf den „goldenen Zerfall“ $B^0 \to J/\psi K_s$ zugeschnitten ist. Es soll aber nicht auf die Fertigstellung einer der B–Fabriken gewartet werden, sondern man wird die Protonen des HERA–*ep*–Speicherringes in Hamburg verwenden, um mit einem feststehenden Target in inelastischen hadronischen Wechselwirkungen B–Mesonen zu erzeugen.

1.3 Das HERA–B – Experiment

Im Jahre 1994 wurde HERA–B vorgeschlagen [loh94a]. Als Experiment mit einem feststehenden Target nutzt es die Protonen des HERA–Speicherringes, um in inelastischen hadronischen Wechselwirkungen B–Mesonen zu erzeugen. Die Kollaboration hat einen ehrgeizigen Zeitplan beschlossen: bereits im Jahre 1999, also nach einer Entwicklungs– und Aufbauphase von nur fünf Jahren, soll mit der Datennahme begonnen werden. Die Technologie des Experimentes ist von der Aufgabe geprägt, aus der überwältigenden Fülle hadronischen Untergrundes in Echtzeit die Signalzerfälle zu filtern.

In Abbildung 1.2 findet sich eine Skizze des Detektors. Es handelt sich um ein typisches Vorwärtsspektrometer. Zur genauen Auflösung der Spurursprünge befindet sich nahe des Targets ein Siliziumvertexdetektor. Ein Magnet trennt die Teilchen nach Impulsen, und ein System von Spurkammern verschiedener Granularität ermöglicht eine sichere, sich über die gesamte Länge des Detektors erstreckende Rekonstruktion. Auffällig ist der große RICH; der Teilchenidentifikation dienen außerdem ein elektromagnetisches Kalorimeter, ein Myon–System und ein Übergangsstrahlungsdetektor in Strahlnähe. Es erweist sich als unmöglich, den nicht benötigten Elektronenring um das Experiment herumzuführen. Er durchstößt deswegen den Detektor und muss im Magneten sorgfältig geschirmt werden.

In diesem Abschnitt wird das Experiment ein wenig genauer vorgestellt. Ich beginne mit der Produktion von B–Mesonen im Target und erläutere dann das Prinzip der Messung im „goldenen Kanal“ $B^0 \to J/\psi K_S \to \ell^+\ell^-\pi^+\pi^-$. Einige abschließende Absätze befassen sich mit den einzelnen Detektorkomponenten. Sie zeigen, wie sich die hohen Anforderungen an das Experiment in der Konstruktion niederschlagen. Das Vertexsystem ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Seine Auslegung wird deswegen gesondert im zweiten Kapitel behandelt.

1.3.1 Produktion von B–Mesonen

B–Mesonen entstehen bei HERA–B in der Reaktion $pN \to b\bar{b}X \to B\bar{B}Y$; N ist ein Nukleon, X und Y bezeichnen hadronische Reste. Die b–Quarks entstehen hauptsächlich durch Gluon – Fusion ($\simeq 85\,\%$) und Quark–Annihilation. Um den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{b\bar{b}}$ abzuschätzen, sind Rechnungen [alt88, nas89] durchgeführt worden, die Diagramme bis zu dritter Ordnung in α_s berücksichtigen. Für die HERA–Energie von $E_p = 820\,\mathrm{GeV}$ sagen sie $(12\ {}^{+18}_{-8})$ nb/Nukleon voraus. Bisher gibt es nur zwei Messungen in diesem Energiebereich: E789 misst 1995 $\sigma_{b\bar{b}} = (5{,}7 \pm 1{,}5 \pm 1{,}3)$ nb/Nukleon [jan95], und der sehr aktuelle Wert von E771 ist $\sigma_{b\bar{b}} = (42\ {}^{+11+7}_{-13-7})$ nb/Nukleon [ale97]. Die Messungen sind mit der Rechnung konsistent, sie fallen in die 2σ–Umgebung der Vorhersage.

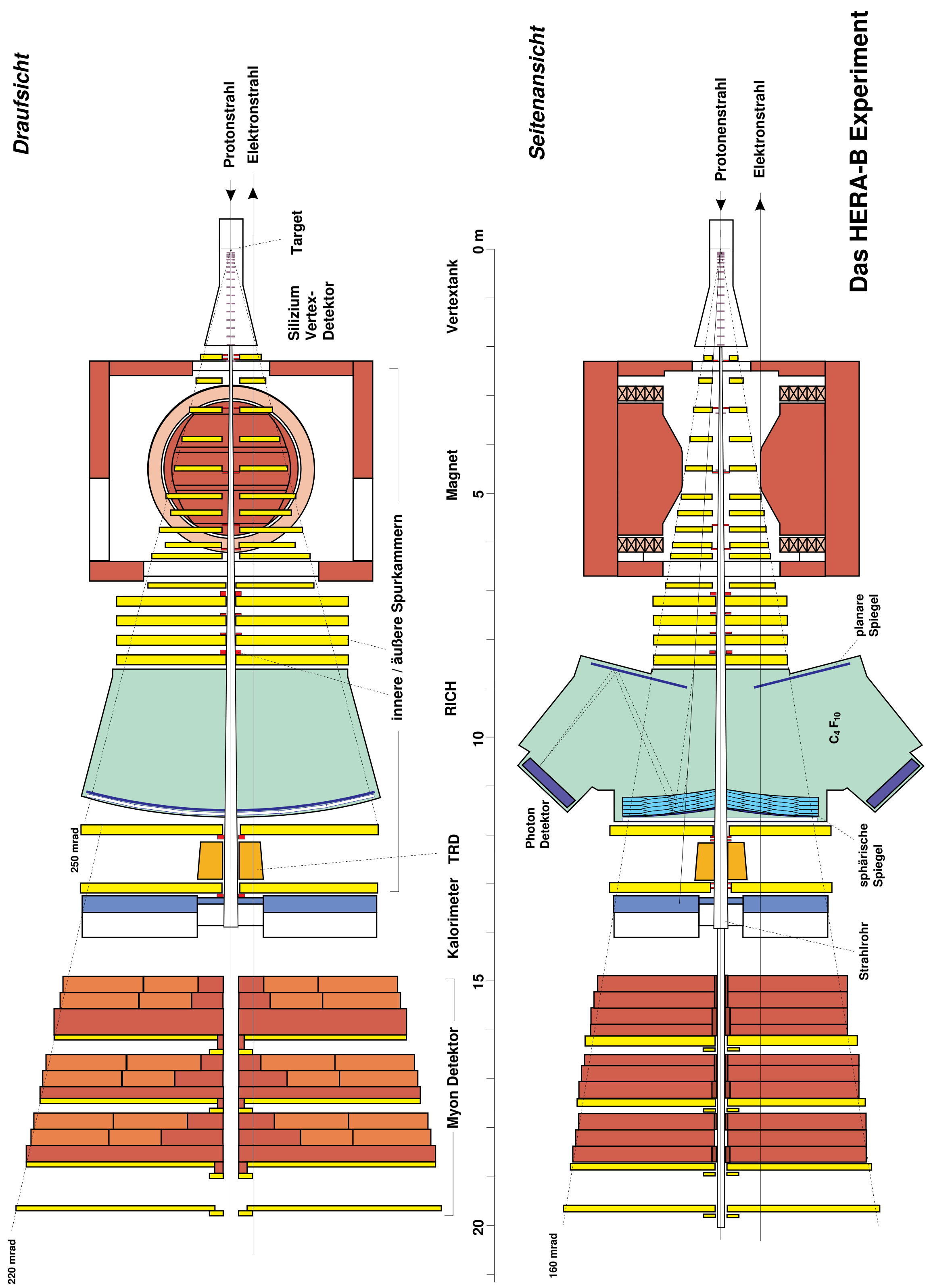


Abbildung 1.2: Der HERA–*B*–Detektor (Stand: Oktober 1997). Erläuterungen s. Text.

Zwar stimmt die neue Messung zuversichtlich. Doch die beiden experimentellen Werte sind nicht miteinander verträglich; zusammengenommen erhält man mit 8 nb/Nukleon immer noch einen geringeren Wert als berechnet.

Die B–Mesonen erzeugt man allerdings nicht am Nukleon, sondern an einem Kern. Experimentell findet man, dass der Wirkungsquerschnitt für schwere Quarks $\sigma_{\mathrm{sQ}}^{\mathrm{Kern}}$ proportional zur Massenzahl A ist (s. z.B. [ald91a, ald91b]), ein schweres Targetmaterial wäre also von Vorteil. Eine zweite wichtige Zahl ist die mittlere Zahl geladener Spuren n_g, die pro $b\bar{b}$–Ereignis produziert werden. Hohe Multiplizitäten treiben den Besetzungsgrad im Detektor in die Höhe, damit sinkt die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der einzelnen Spur und die Rechenzeit steigt. n_g ist proportional zu $A^{0,2}$ [loh94a]. Die dritte relevante Größe ist der totale inelastische Wirkungsquerschnitt σ_{inel}. Er skaliert mit $\sigma_{\mathrm{inel}} \gtrsim A^{0,7}$ und sollte natürlich, wie n_g, möglichst klein sein. Das Wechselspiel dieser drei Größen bestimmt die Wahl des Targetmaterials. Dabei stellt sich Aluminium ($A = 27$) als ein guter Kompromiss heraus.

Die Details der Fragmentation sind noch unter einem anderen Gesichtspunkt interessant: zwar werden b– und $\bar{b}$–Quarks in gleicher Menge produziert, jedoch reichert die Fragmentation jene B–Mesonen an, die die Valenzquarks des Protons enthalten. Eine Simulation mit dem Lund–Stringmodell [and79] ergibt z.B.: $n(B^0)/n(\bar{B}^0) = 1{,}03$. Dieses Ungleichgewicht kann aber eine *CP*–Asymmetrie vortäuschen [cha93]. Deshalb ist es wichtig, die Verschiebung zugunsten der B^0–Mesonen experimentell und theoretisch gut zu verstehen. Den Simulationen, auf denen die Auslegung des Experimentes beruht, liegen Ereignisse des *PYTHIA*–Generators [sjo94] zugrunde. Der Parametersatz wurde den Bedingungen bei HERA–B speziell angepasst.

Aus dem Modell erhält man auch die Rapiditätsverteilung der Teilchen des goldenen Zerfalles. Sie haben eine mittlere Rapidität von $y \simeq 4$; in Winkeln ausgedrückt bedeutet das, dass eine Spektrometerakzeptanz von 10 . . . 250 mrad in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld und von 10 . . . 150 mrad parallel zum Feld einer Überdeckung von 90 % des Raumwinkels im Schwerpunktsystem entspricht. Das ist die Designvorgabe für die Konstruktion.

1.3.2 Messung des Zerfalles $B^0 \to J/\psi K_S$

HERA–B wird den goldenen Kanal $B^0 \to J/\psi K_S \to \ell^+\ell^-\pi^+\pi^-$ vermessen. Der größte Teil des Untergrundes stammt von direkt produzierten J/ψ–Mesonen, also $pN \to J/\psi X$, und von mehreren semileptonisch zerfallenden Hadronen mit $C \neq 0$.
Diese unerwünschten Ereignisse weist man sehr effektiv mit einem Schnitt auf die Position des Leptonvertex zurück. Verlangt man eine minimale Flugzeit der B-Mesonen im Laborsystem t_0 (bzw. eine minimale Separation vom Primärvertex $d = ct_0$), so verringert

sich die gemessene integrierte Asymmetrie:

$$\begin{aligned} A_{\mathrm{CP},t}(t_0) &= f_t(t_0) A_{\mathrm{CP}}\,, \\ f_t(t_0) &\stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{\sin xt_0 + \cos xt_0}{1+x^2}\,. \end{aligned} \tag{1.6}$$

A_{CP} ist nach Gleichung 1.5 gegeben. Natürlich hat man nun auch weniger Signalzerfälle, und für kleine A_{CP} wird der Fehler

$$\Delta A_{\mathrm{CP}} = \frac{1}{f_t(t_0)} \frac{1}{\sqrt{\exp(-\gamma^{-1}\Gamma_B t_0) N_0}}\,,$$

wobei N_0 die Gesamtzahl von Signalzerfällen ist. Unterhalb von $t_0 \simeq x \cdot \gamma/\Gamma_B$ hängt ΔA_{CP} nur schwach von t_0 ab, denn die Mesonen haben dann noch nicht gemischt, es konnte sich folglich noch keine Asymmetrie aufbauen. Man wählt also $d_{\min} \simeq cx\gamma\Gamma_B^{-1}$. Das entspricht einer Flugstrecke von ungefähr 7 mm.

Bisher wurde stillschweigend angenommen, dass die *flavour* der B^0–Mesonen bekannt ist. Das ist in der Praxis aber nicht der Fall. Man kann die Sorte des Signalmesons aber bestimmen, indem man *flavour*–spezifische Zerfälle („*tag*“–Zerfälle) des anderen b–Quarks rekonstruiert, zum Beispiel $b \to c\ell\nu$ oder $b \to cX \to KY$. Im ersten Fall ist es die Ladung des Leptons, im zweiten die des Kaons, die Auskunft über die Quarksorte gibt. Schließlich kann man sich noch zunutze machen, dass die Ladungsinformation der energiereichsten von Sekundärvertizes stammenden Teilchen das Quark ausweist — dass es also eine Korrelation zwischen $S \stackrel{\mathrm{def}}{=} \mathrm{sign}(\sum_i p_i q_i)$ und der Quark–*flavour* gibt.
Bezieht man die Wahrscheinlichkeit e_T ein, dass die Betrachtung des *tag*–Zerfalles das zerfallende *tag* – B–Meson falsch identifiziert, so wird die beobachtete Asymmetrie:

$$\begin{aligned} A_{\mathrm{CP},tT} &\simeq f_T A_{\mathrm{CP},t}\,, \\ f_T &\stackrel{\mathrm{def}}{=} (1-2e_T) \cdot \frac{1}{1+x^2}\,. \end{aligned} \tag{1.7}$$

$A_{\mathrm{CP},t}$ ist nach 1.6 gegeben. Für den Beitrag zum Fehler hat man dann:

$$A_{\mathrm{CP}}^{(t,T)} \simeq \frac{1}{f_t(t_0) f_T} \frac{1}{\sqrt{\exp(-\gamma^{-1}\Gamma_B t_0) N_0}}\,.$$

Die Tabelle fasst die wichtigen Zahlen zusammen. In den Akzeptanzen $\mathcal{A}$ und Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten $\mathcal{R}$ ist bereits das detaillierte Detektordesign vorweggenommen:

$\sigma_{b\bar{b}}$	6 nb	12 nb	17 nb
σ_{inel}		— 13 mb —	
$\sigma(b\bar{b} \to B^0\bar{B}^0X)/\sigma_{b\bar{b}}$		— 0,8 —	
$\text{Br}(B^0 \to J/\psi K_S)$		— $5 \cdot 10^{-4}$ —	
$\text{Br}(K_S \to \pi^+\pi^-)$		— 0,69 —	
$\text{Br}(J/\psi \to \ell\ell)$		— 0,12 —	
$\mathcal{A}_{\text{gold}} \cdot \mathcal{R}_{\text{gold}}$		— 0,18 —	
Wechselwirkungsrate		— 40 MHz —	
Zahl $(J/\psi K_S \to \ell\ell\,\pi^+\pi^-)/10^7\,\text{s}$	680	1360	1930
$f_t \cdot \sqrt{\exp(-\gamma^{-1}\Gamma t_0)}$		— 0,43 —	
$f_T \cdot \sqrt{\mathcal{A}_{\text{tag}}\mathcal{R}_{\text{tag}}}$		— 0,31 —	
$\delta(\sin 2\beta)$	0,19	0,13	0,11

Soll $\sin 2\beta$ nach einer Messzeit von einem Jahr, entsprechend 10^7 s, mit einer Genauigkeit von $\delta(\sin 2\beta) \leq 0,15$ bekannt sein, so muss das Experiment eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz handhaben können. Die Protonenbündel des HERA–Ringes folgen einander im Abstand von 100 ns, entsprechend 10 MHz. Das bedeutet: der Detektor soll alle 100 ns vier überlagerte Ereignisse verarbeiten können!
Das sind offensichtlich hohe experimentelle Anforderungen. Um dem schnellen Auslesetakt folgen zu können, ist ein mehrstufiger Trigger notwendig, in dem die Rekonstruktionsalgorithmen trotz der hohen Spurdichten in Echtzeit arbeiten. Die Daten können nicht wie bei konventionellen Experimenten mit losen Triggerbedingungen aufgezeichnet und anschließend selektiert und analysiert werden — im Gegenteil fließt bei HERA–B ein Maximum an Analyseerfahrung hin zum frühestmöglichen Zeitpunkt in der Auslesekette. Es sei daran erinnert, dass die Echtzeitverarbeitung von Spur– und Vertexdaten voraussetzt, dass Aufgaben wie Rohdatenkorrekturen, Zeitkalibration, Alignement etc. vollautomatisiert und zuverlässig ablaufen.

Die hohen technischen Anforderungen schlagen sich vor allem in dem Gebiet nieder, das man in Trigger und Datennahme (DAQ) zu unterteilen pflegt. Bei HERA–B jedoch sind diese beiden Bereiche unauflöslich miteinander verbunden, denn die gesamten Detektordaten werden bereits zur Ereignisauswahl gebraucht. Der Transport der Daten zur Aufzeichnung, klassischerweise die einzige Aufgabe der DAQ, stellt ein nur nebensächliches Problem dar. Man charakterisiert HERA–B am besten, wenn man, wie unten geschehen, beim Trigger beginnt.
Auch die Komponenten des Detektors selbst sind von dem besonderen Umfeld geprägt. Sie müssen vor allem die Messwerte jedes Kanals totzeitfrei zur Verfügung stellen. Außerdem darf die Zeitspanne zwischen Teilchendurchtritt und dem Zeitpunkt, wo die

Information im Detektor – *front–end* digitalisiert zur Verfügung steht, nicht höher als einige 100 ns sein. Alle Subsysteme sollen während des Messbetriebes im Sekundenbereich kalibriert werden. Wegen der hohen Teilchenflüsse muss die verwendete Technologie besonders strahlenhart sein.

1.3.3 Triggersystem

Erste Triggerstufe (L1–T)

Die erste Triggerstufe muss sehr schnell über ein Ereignis entscheiden, denn die Detektorinformation muss ja in Puffern aufbewahrt werden, um eine totzeitfreie Auslese zu ermöglichen. Die Rohdatenpuffer sind 128 Ereignisse tief, daher entscheidet die erste Triggerstufe mit einer Latenz von $< 12\,\mu$s. Das einzelne Ereignis ist bei HERA–*B* etwa 450 kB groß; diese Datenmenge fällt im 10 MHz–Takt an, so dass man eine Rohdatenrate von 45 TB/s hat. Um diese Zahl schnell zu reduzieren, ist eine hohe Selektionsfähigkeit vonnöten.

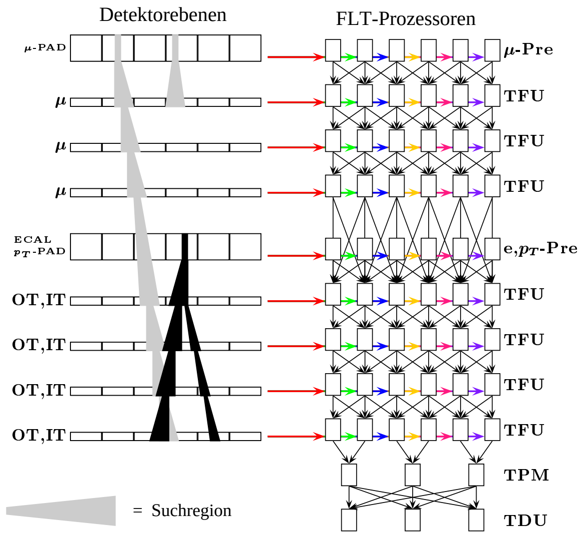


Abbildung 1.3: Prozessoranordnung und Informationsweitergabe in der ersten Triggerstufe.

Der einzig gangbare Weg ist, bereits im L1–T maximalen Nutzen aus der sauberen Signatur des goldenen Zerfalles zu ziehen. Der L1–T ist ein J/ψ–Trigger: die Idee ist, Leptonpaare entgegengesetzten Vorzeichens zu finden und auf deren invariante Masse zu schneiden. Um aus dem Knickwinkel im Magnetfeld den Impuls abzuschätzen, ist bereits eine einfache Spurrekonstruktion nötig. Man erfüllt die Latenzforderung, indem man spezialisierte, schnelle Prozessoren auf die einzelnen Detektormodule setzt und sie topologisch vernetzt. Das ist in Abbildung 1.3 erläutert:

Im Bild liegt das Target unten, die Teilchen fliegen nach oben. Jede Detektorlage ist mit einem Satz Prozessoren ausgestattet, die jeweils nur einen Teil der Kanäle überwachen. Trifft nun z.B. ein Myon eine Triggerlage der Myonkammern, so initiiert die mit μ–*Pre* bezeichnete Prozessorlage einen Pre–Trigger, d.h. sie schickt an die benachbarten Prozessoren der nächsten Detektorlage eine Nachricht, dass hier ein Kandidat gefunden wurde. Die angesprochenen Prozessoren (TFU = *track finding unit*) berechnen die Spurparameter und schicken ihrerseits Nachrichten an die möglichen nächsten Detektorkomponenten. Ist die letzte Lage erreicht worden, so liegt tatsächlich ein Myon vor. Die mit TPM (= *track parameter matching*) bezeichnete Lage sammelt alle Nachrichten,

die zum gleichen Protonenbündel gehören, und die TDUs *(= trigger decision units)* berechnen Ladungen und invariante Massen der gefundenen Leptonpaare und akzeptieren bzw. verwerfen dann das Ereignis.
Um die sehr selektive erste Triggerstufe auf weitere in der B–Physik interessante Zerfälle zu erweitern, ist noch eine weitere Quelle von Ausleseentscheidungen vorgesehen. Neben dem Lepton–Trigger wird ein Mechanismus implementiert werden, der auch beim Auftreten von *Hadronen* hohen Transversalimpulses eine Pretriggernachricht initiiert. Zu diesem Zweck werden im Magneten bei großen Winkeln drei Pixelkammern installiert (nicht in 1.2 eingezeichnet). Wenn die dreidimensionale Information dieser Detektoren eine Spur anzeigt, die sich im Magnetfeld nur wenig krümmt, so wird ein Pretrigger ausgelöst. Mit dem Hochimpulstrigger wird vor allem der mit dem Winkel α verknüpfte Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ messbar. Mit einem Vertexdetektor hinreichend guter Auflösung würde auch die B_s^0–Mischung in den Kanälen $B_s \rightarrow (D_s^+\pi^-, D_s^+\pi\pi\pi), D_s \rightarrow (KK\pi, \rho\pi\pi\pi)$ zugänglich.

Das gesamte System läuft komplett asynchron — die letztlich korrekte Abstimmung wird sichergestellt, indem jedes Informationspaket mit einer aus dem HERA–Taktsignal abgeleiteten Zeitstempel versehen wird (s. Abb. 1.4).
Messungen an Prototypen und detaillierte Simulationen zeigen, dass der Forderung von $< 12\,\mu$s Latenz bei 40 MHz Wechselwirkungsrate entsprochen wird. Man erzielt dabei eine Datenreduktion um den Faktor 200.

Zweite Triggerstufe (L2–T)

Im Falle einer positiven Entscheidung des L1–T werden die gesamten Detektordaten aus den *Front–end* – Puffern in den Puffer der zweiten Triggerstufe geschickt (s. Abb. 1.4). Der L2–T ist als Prozessorfarm implementiert; sie wird die Rate um einen weiteren Faktor 25 herabsetzen, indem sie die Leptonkandidaten aus dem L1–T durch den Magneten und den Vertexdetektor verfolgt und verlangt, dass beide Spuren einen gemeinsamen, vom Target klar separierten Sekundärvertex bilden. Die Größe des Puffers bestimmt auch hier die zur Verfügung stehende Zeitspanne: gefordert sind 5–50 ms pro Ereignis. In diesem Falle werden im L2–T etwa 200 Knoten benötigt, wenn man die Rechenleistung eines PP/200 zugrunde legt.
Das Hauptproblem besteht darin, die großen Datenmengen im asynchronen Verkehr stets effektiv weiterzuleiten. Die Kommunikation im L2–Puffer und dem *„switch“* ist daher intelligent — die Herzstücke dieser Komponenten sind digitale Signalprozessoren. Sie kombinieren hohe Bandbreite und den erforderlichen Speicherplatz mit einer (begrenzten) Rechenleistung. Sie ermöglichen außerdem, einen Großteil der Rohdatenaufbereitung bereits hier zu erledigen.

Dritte Triggerstufe (L3–T)

Die Daten bleiben so lange im Puffer des L2–T, bis dieser über ihren Verbleib entschieden hat. Akzeptiert er ein Ereignis, so leitet der *switch* sie in die dritte Triggerstufe. Hier werden die Datenfragmente eines Ereignisses erstmals vollständig gesammelt und ab

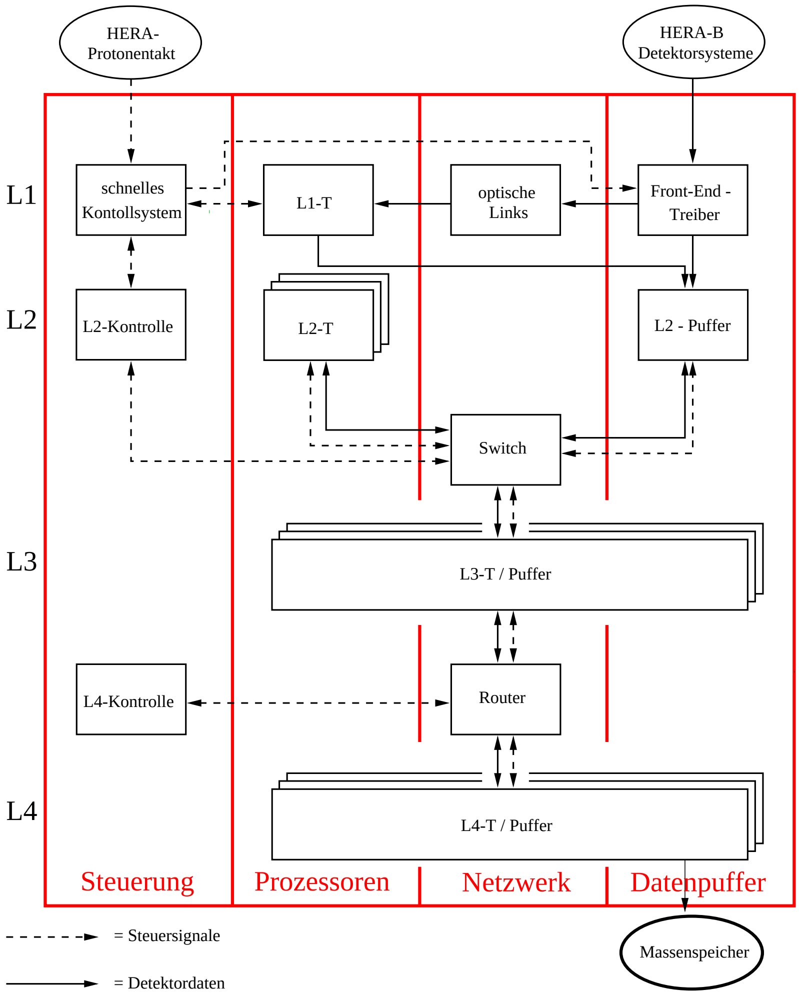


Abbildung 1.4: DAQ– und Triggersystem von HERA–*B*.

jetzt nur noch *en bloc* behandelt.
Der L3–T, bestehend aus einigen zehn Knoten, wird weitere Schnitte auf Ereignisse anwenden, die nicht auf den goldenen Zerfall zurückgehen, sie seien hier nicht weiter besprochen. Man erwartet eine Ratenreduktion um einen weiteren Faktor 20.

L4–Rekonstruktion

Die L4–Prozessorfarm ist über *fast ethernet*, also vergleichsweise langsame Links, mit dem L3–T verbunden. Hier findet keine weitere Datenreduktion statt, sondern die vollständige Rekonstruktion der Ereignisse. Aus dem L3–T treffen die Datensätze im 50 HZ–Takt ein. Die Rechenzeit pro Ereignis liegt mit heutiger Prozessortechnik zwischen zwei und vier Sekunden pro Ereignis. Es werden also rund 200 Knoten benötigt.
In die Massenspeicher werden nur summarische Größen und die Daten rekonstruierter Spuren geschrieben, jedoch keine Detektormesswerte. Die große Rechenleistung der

Farm wird, speziell wenn der Ring nicht in Betrieb ist, auch für klassische *off line*–Anwendungen zur Verfügung stehen, z.B. für das Reprozessieren von Daten oder für Simulationen.

Es ist geplant, noch im laufenden Jahr (1997) den kompletten Daten– und Kontrollfluss aller Triggerstufen zu implementieren und zu testen.

1.3.4 Spursystem

Die Komponenten des Spursystems müssen vor allem strahlenhart sein.Außerdem soll wegen der hohen Teilchendichten über das gesamte Volumen des vom Spektrometer aufgespannten Kegelstumpfes eine hohe Granularität gewährleistet sein; besonders in Strahlnähe muss die Segmentierung sehr fein werden.

Den größten Teil des aktiven Volumens überdeckt das **äußere Spursystem**. Es besteht aus planaren Honigwaben–Driftzellen, die mit einem schnellen Ar–CH_4–CF_4 – Gemisch betrieben werden. Die Zeitmessung erfolgt mit einer Präzision von 0,5 ns, in der Praxis wird damit eine Ortsauflösung von $\sigma \simeq 200\,\mu$m möglich. Die Zellen sind in vierzehn „Superlagen“ angeordnet: acht im Magneten, und sechs zwischen Magnet und Kalorimeter (s. Abb. 1.2). Eine Superlage zerfällt in mehrere Module, deren Größen zwischen $80 \times 120\,\mathrm{cm}^2$ und $4\frac{1}{2} \times 6\,\mathrm{m}^2$ liegen. Trotz dieser großen Flächen liegt der Zellradius aber bei 5 mm (außen) bzw. 2,5 mm (in Strahlnähe). Die Zellen müssen schon außen klein sein, damit sie ein genügend schnelles Signal liefern. Innen ist die hohe Besetzungsdichte der Anordnung ($p_{\mathrm{Treffer}} = 20\,\%$) der entscheidende Faktor.
Die Anforderungen an die Strahlenhärte sind sehr hoch: in den inneren Regionen der Spurkammern hat man eine Ladungsdeposition von $1,1\,\mathrm{C/(cm \cdot Jahr)}$. Das liegt Größenordnungen über der Dosis, der solche Detektoren bei e^+e^-–Experimenten ausgesetzt sind. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt wurde für Prototypenkammern gezeigt, dass sie Dosen von ca. 6 HERA–B–Jahren standhalten. Die großtechnische Umsetzung der Produktion hochwertiger Kammern wirft allerdings noch Probleme auf.

Das äußere Spursystem reicht bis etwa 20 cm an den Strahl heran. Dort werden die Flüsse so hoch, dass man zu einer anderen Technologie übergeht. Im **inneren Spursystem** arbeiten MSGCs *(micro–strip gas chambers)* mit einem Anodenabstand von $300\,\mu$m. Der Vorteil solcher Detektoren ist ihre feine Segmentierung bei moderatem Preis pro Fläche. Es stellt sich heraus, dass konventionelle MSGCs in der hadronisch regen Umgebung von HERA–B nicht betrieben werden können, weil die Anoden durch hadronisch induzierte Gasentladungen innerhalb von Stunden zerstört werden. Vor kurzem konnte aber nachgewiesen werden, dass MSGCs mit GEM–Folie [bou96] *(gas electron multiplier)* für HERA–B eine geeignete Lösung darstellen [sch97]. Eine Prinzipzeichnung findet sich in Abb. 1.5: der Unterschied zu konventionellen MSGCs besteht in einer zusätzlichen dünnen, beidseitig metallisierten und perforierten Isolatorfolie. Man kann die Potentialverhältnisse in dem Detektor damit so wählen, dass man nicht eine, sondern zwei Regionen hoher Feldstärke hat — die GEM–Folie wirkt als Vorverstärker. Damit sinkt bei gleicher Gasverstärkung die Kathodenspannung um einige 100 V, das Risiko eines Funkenüberschlages ist vermindert.

Ähnlich dem äußeren ist auch das innere Spursystem in Superlagen zusammengefasst. Es gibt derer aber nur zehn, vier im und sechs außerhalb des Magneten. Die Spurauflösung beträgt $\sigma = 85\,\mu$m.

Der dritte Teil des Spursystems ist der **Vertexdetektor**. Da hier die Messung der *CP*–Asymmetrie im engeren Sinne geschieht, ist er zentraler Bestandteil des Experimentes. Als Gegenstand der vorliegenden Arbeit wird er in den folgenden Kapiteln gesondert behandelt.

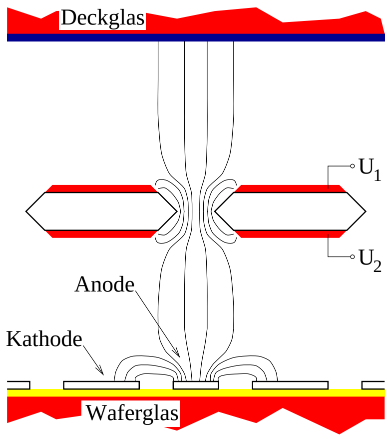


Abbildung 1.5: Funktionsprinzip einer GEM–Kammer.

1.3.5 Teilchenidentifikation

Der L1–Trigger soll J/ψ–Mesonen selektieren. Also braucht das Experiment eine gute Leptonidentifikation; es ist mit Myon–Kammern, einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem Übergangsstrahlungsdetektor ausgerüstet.

Das **Myon–System** besteht aus einem dreigeteilten Absorber und vier Superlagen. Die letzten beiden enthalten Gas–Pixel – Kammern zwei verschiedener Granularitäten. Sie liefern mit ihrer dreidimensionalen Spurinformation den Myon–Pretrigger im L1–T. Die anderen beiden sind mit Driftröhren ausgestattet und ermöglichen die präzise Extrapolation hin zu kleineren z. Alle Kammern werden mit einem schnellen Ar–CF_4 – Gemisch betrieben. — Insgesamt 500 t Eisen und 350 t Stahlbeton bilden den Myon–Filter; er ist 3,15 m tief. Das entspricht einem minimalen μ–Impuls von $p_\mu = 4,5\,\mathrm{GeV}/c$.

Das **elektromagnetische Kalorimeter** steht vor dem Myonfilter. Es liefert den Elektron–Pretrigger. Auch hier hat man eine zum Strahl hin feiner werdende Segmentierung: die Zellgröße schrumpft von $11 \times 11\,\mathrm{cm}^2$ (außen) über $6 \times 6\,\mathrm{cm}^2$ (Mitte) auf $2,2 \times 2,2\,\mathrm{cm}^2$ (innen). Alle drei Regionen sind als *sampling*–Kalorimeter ausgeführt mit Blei (außen, Mitte) bzw. einer Wolfram/Nickel/Eisen–Legierung (innen). Die Energieauflösung wurde mit einer *GEANT*–Rechnung ermittelt: man findet $\sigma(E)/E = 9,5\,\%/\sqrt{E}$ für die mittlere und $\sigma(E)/E = 17\,\%/\sqrt{E}$ für die innere Region. Die Ortsauflösung (RMS) für Elektronen aus dem J/ψ–Zerfall bestimmt man zu 17 mm, 8,2 mm, 3,3 mm.

In Strahlnähe verliert die Elektron–Hadron–Separation an Qualität. Hier hilft der **Übergangsstrahlungsdetektor**. Er umschließt das Strahlrohr unmittelbar vor dem Kalorimeter. Insgesamt achtzehn Radiator/Detektor–Lagen lassen eine sichere Elektron–Erkennung von 98 % bei einer Elektron–Hadron – Trennung von $R_{eh} \simeq 15$ zu. Es ist vorgesehen, auch den Übergangsstrahlungsdetektor im Elektron–Pretrigger zu verwenden. Es zeigt sich nämlich, dass die Pretriggerrate des Kalorimeters um einen Faktor drei gesenkt werden könnte, wenn man diesen Detektor hinzuzöge: das liegt an dessen niedrigem Besetzungsgrad von nur etwa 3 %.

Das ehrgeizigste System in der Teilchenidentifikation ist der **Cherenkov–Detektor** (RICH). In Abbildung 1.2 fällt der große Radiatortank mit den beiden sphärischen und planaren Spiegelflächen sofort ins Auge. Er schließt etwa $100\,\mathrm{m}^3$ des Gases C_4F_{10} ein. Außerhalb der Spektrometerakzeptanz sind zwei große Photondetektoren angebracht. Sie bestehen aus Vielkanal–Photomultipliern.
Der sicherlich hohe Aufwand für diesen Detektor ist allerdings berechtigt: der RICH wird bis zu $p \simeq 80\,\mathrm{GeV}/c$ eine π/K–Separation im Bereich von $3\,\sigma$ liefern. Damit erst wird der auf S. 15 erwähnte Kaon–*tag* möglich. Er ist zwar unreiner als der Lepton–*tag*, tritt dafür aber öfter auf, so dass der RICH den Fehler auf die Winkelmessung $\Delta \sin 2\beta$ um etwa einen Faktor 1,4 senkt.

1.3.6 Halo–Target

HERA–B erzeugt die Wechselwirkungen mit einem feststehenden Target. Der Betrieb an einem Speicherring mit mehreren Experimenten bedeutet, dass die Wechselwirkungsrate möglichst unmerklich erzeugt werden sollte: das Target darf weder die ep–Luminosität signifikant vermindern noch den Strahluntergrund erhöhen. Es soll außerdem die Lebensdauer des Protonenstrahles möglichst wenig herabsetzen, andererseits Wechselwirkungsraten bis zu 50 MHz liefern können.

Für HERA–B ist ein neuartiges Target entwickelt worden [ehr95], das sich die natürlichen Strahlverluste des Speicherringes zunutze macht. Es arbeitet wie folgt: Aus dem zentralen Bereich des Protonenstrahles, dem Kern, driften fortwährend Teilchen in die außenliegenden Regionen, den Halo. Protonen im Halo tragen nicht mehr zur Luminosität der Experimente bei und gehen schließlich auf den Kollimatoren des Ringes verloren. Bewegt man nun einen Draht an den Strahl, bis er diesen gerade berührt, so fängt er mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ε_T Protonen ab, die anderenfalls auf den Kollimatoren verlorengingen. Ein solches Halotarget wirkt wie ein halbdurchlässiger Kollimator.

Bei HERA–B wird eine Anordnung von 2×4 Targetdrähten verwendet, die den Strahl in Form zweier Quadrate einfassen. Die beiden Targetstationen haben einen Abstand von 5 cm. Jeder Draht kann individuell verstellt werden. Messungen zeigen, dass sich ε_T erreichen lassen, die sicher über 50 % liegen. Die zentrale Aufgabe besteht gegenwärtig darin, die Wechselwirkungen gleichmäßig über die Targetstruktur zu verteilen — gibt es ein Ungleichgewicht, so leidet die Qualität der Rekonstruktion, denn die sich an einer Stelle überlagernden Primärvertizes können nicht mehr sicher separiert werden. Dieser Punkt wird bei der Analyse der Vertex–Prototypendaten im fünften Kapitel wieder aufgegriffen.

Die obenstehende verkürzte Beschreibung des Experimentes zeigt, ein welch neuartiges, technisch anspruchsvolles Experiment HERA–B ist. Wegweisende Unterschiede zu anderen Experimenten mit feststehendem Target liegen in der Trigger– und Datennahmekette, dem inneren Spursystem und dem Target. Auch das äußere Spursystem stellt durch seine immense Größe und die nötige Strahlenhärte eine Herausforderung dar.

Der Vertexdetektor wurde bisher ausgespart. Er ist ebenfalls ein konstruktives Novum. Das **zweite Kapitel** beschreibt, ausgehend von physikalischen und technischen Randbedingungen, dessen geometrische und technische Auslegung.
Das im zweiten Kapitel entwickelte Vertexsystem stellt keine optimale Umgebung für eine Mustererkennung dar. Im **dritten Kapitel** wird nachgewiesen, dass eine erfolgreiche Rekonstruktion trotzdem noch möglich ist.
Für die Untersuchungen der Kapitel 2 und 3 werden Werte für Auflösung, Nachweiswahrscheinlichkeit und Doppelspurauflösung der Zählerbenen angenommen. Diese Annahmen erfahren im **vierten Kapitel** mit detaillierten Studien zur Signalformation in doppelseitigen Siliziumzählern Rechtfertigung.
Während der Strahlzeit '96 wurden Prototyp–Siliziumdetektoren stromabwärts des Targets von HERA–*B* betrieben. Im **fünften Kapitel** werden die Daten der Strahlzeit 1996 analysiert.

2 Entwurf des Vertex–Systems von HERA–B

Im HERA–B – Detektor spielt der Vertexdetektor eine besondere Rolle. Er ist das Instrument, mit dem man die *CP*–Verletzung über die Bestimmung der Zerfallslänge der B^0–Mesonen bestimmt. In diesem Kapitel wird, den physikalischen und technischen Forderungen Rechnung tragend, die Konzeption des Vertexsystems von HERA–B beschrieben.

2.1 Physikalische Anforderungen

Vorrangiges Ziel ist, einen Detektor zu bauen, der sowohl das Leptonpaar als auch die *tag*–Teilchen hinreichend gut vermessen kann. Was bedeutet hier „hinreichend gut“?
Die Vertexauflösung sollte signifikant besser sein als die mittlere Zerfallslänge der B–Mesonen, welche $\bar{l} = 9\,\text{mm}$ beträgt. Auf Triggerniveau schneidet man, um den *charm*–Untergrund zurückzuweisen, auf die Separation der Sekundärvertexkandidaten vom Target. Man wählt die minimale Separation so, dass die Rate der zweiten Triggerstufe von den nachfolgenden Triggerstufen gehandhabt werden kann. Durch den Schnitt gehen auch einige B^0–Mesonen verloren, doch ist der Einfluss auf den statistischen Fehler der *CP*–Asymmetrie gering, denn die in der Nähe des Produktionsvertex zerfallenden B–Mesonen konnten noch nicht mischen (s. Kap. 1). Wird die Vertexauflösung aber so schlecht, dass der Schnitt in den Bereich fällt, in der sich die Asymmetrie bereits entwickelt hat, dann verliert man an *CP*–Sensitivität. Man fordert also $\sigma_{\text{vtx}} \leq \bar{l}/10 \simeq 900\,\mu\text{m}$. Das entspricht einer transversalen Auflösung der Signalleptonen von 25–30 μm. Um im Kaon–*tag* das Kaon sauber zu selektieren, fordert man einen gewissen transversalen Abstand der Spur zu allen Primärvertizes im Ereignis. Hier ergeben sich allerdings keine strengeren Anforderungen [loh94b].
Die Messung des B_s–Mischparameters x_s bedeutete eine interessante Erweiterung des Physikprogrammes von HERA–B (s. Kap. 1). x_s hängt mit den *CP*–Asymmetrien $\sin 2\beta$ und $\sin 2\alpha$ zusammen. Man findet, dass der experimentelle Fehler auf x_s von der Vertexauflösung dominiert ist: bei $x_s = 20$ käme eine Verbesserung der Auflösung von 800 auf $\simeq 500\,\mu\text{m}^*$ einer Verkürzung der Messzeit auf ein Sechstel gleich [tho96]. Bei höheren

*Dies ist die Auflösung des B_s–Vertex im Kanal $B_s^0 \to D_s^- l^+ \nu$.

x_s werden die Verhältnisse noch extremer. Es wird sich jedoch im Folgenden zeigen, dass eine Auflösung von 500 μm im Rahmen der Zeitplanung von HERA–B vorerst jenseits des Machbaren liegt. Es sei also wieder das eigentliche Ziel von HERA–B in den Blick gerückt, die Bestimmung von $\sin 2\beta$, und die weiter oben angeführte Forderung möge als Richtwert für die Messgenauigkeit des Systems verstanden werden.

Es sollte des Weiteren möglich sein, im Vertexdetektor eine eigenständige, dreidimensionale Mustererkennung vorzunehmen. Das folgt aus der besonderen Natur des Experimentes: wegen der hohen Spurdichten wird die Rekonstruktion ungewöhnlich schwierig. Wenn aber im Vertexdetektor und in den Spurkammern hinter dem Magneten zwei unabhängige Spurfindungsprogramme arbeiten, so ist es wahrscheinlich, dass eines die Spuren findet, die das andere verfehlt. Geeignete Strategien der Spurverknüpfung und -verfolgung ermöglichen dann, Vorteil aus der Redundanz zu ziehen und mehr Teilchen zu rekonstruieren. Der Einwand zusätzlicher Rechenzeit verliert an Schärfe, wenn man bedenkt, dass die Spurverfolgung im Magneten erheblich schneller wird, wenn durch die Verknüpfung der Spursegmente in der Ebene parallel zum Feld eine bereits recht genaue Impulsinformation vorliegt. Falls sich aber eines der — oder beide — Spursysteme als ausreichend erweisen sollte, die Rekonstruktion alleine durchzuführen, so hat man die Gewissheit, im ersten Falle die richtige, im anderen die schnellere Strategie verwirklichen zu können. Ein eigenständig rekonstruktionsfähiges Vertexsystem bedeutet also für das Experiment in allen Szenarien einen Gewinn an Sicherheit und Geschwindigkeit.

2.2 Technische Randbedingungen

Im knappen Zeitplan des Experimentes ist nicht viel Raum für prinzipielle Neuentwicklungen. Dieser Umstand ist von maßgeblichem Einfluss auf die Wahl des Detektortyps. Eine bewährte und robuste Technologie sind *Siliziumstreifendetektoren* (s. z.B. [eng81, beu87, ado92]); ihr Einsatz ermöglicht, die vielfältigen Erfahrungen anderer Experimente zu nutzen.
Intrinsische Auflösungen ähnlicher Größenordnung bieten auch *szintillierende Fasern*. Da sie strahlungstoleranter als Siliziumzähler sind, lassen sie sich dichter am Strahl betreiben und man erhält im Mittel bessere Auflösungen. Allerdings hat bisher nur ein Experiment praktische Erfahrungen mit einem solchen Detektorsystem [aok93]. Es fehlt an praktischer Erfahrung, die auf die Verhältnisse bei HERA–B übertragen werden könnte; insbesondere die Umsetzung der Lichtpulse in elektrische Signale bedürfte weiterer Entwicklung. Praktikable Lösungen sind hier nicht auf kurzen Zeitskalen zu verwirklichen. Das gilt in noch höherem Maße für *Diamantdetektoren*, welche noch in kein Experiment integriert worden sind.
Es wurde deswegen beschlossen, bei HERA–B Siliziumdetektoren zu verwenden. Wird diese Technologie verwendet, so ergeben sich die wichtigsten technischen Randbedingungen aus deren begrenzter Strahlenhärte.

Die Auflösung wird besser, wenn man den Abstand zum Strahl klein macht, denn dann wird der Hebelarm zwischen dem Vertex und dem ersten Messpunkt einer Teilchenspur klein. Auch aus Akzeptanzgründen ist ein geringer transversaler Abstand wünschenswert, denn in einem weiten Bereich des Polarwinkels ϑ fällt der Teilchenfluss mit dem inversen Quadrat des Abstandes, ist jedoch unabhängig von der longitudinalen Entfernung z [fey69].
Allerdings verhindert die massive Strahlenschädigung eine beliebig dichte Annäherung. Sie manifestiert sich, makroskopisch betrachtet, vor allem in erhöhten Detektorvorspannungen und stärkerem Rauschen durch Leckströme. Umfangreiche Studien zeigen [rie96a, rie97], dass moderne Siliziumzähler [bis93] im HERA–B–Experiment ein Jahr bei einem minimalen transversalen Abstand von 1 cm betrieben werden können, sofern man, um die Leckströme klein zu halten, die Detektoren kühlt. Außerdem müssen die am stärksten belasteten Regionen der Zähler nach einem halben Jahr Messzeit vom Strahl entfernt werden.
Durch moderne Kühlverfahren [kno96] lassen sich Temperaturen von $T \simeq 0\,°\mathrm{C}$ auf den Detektoren erreichen. Es ist jedoch offensichtlich, dass sich zwar Verbesserungen, jedoch keine Größenordnungen an Lebenszeit gewinnen lassen. Die Beschränkung auf 1 cm radialen Abstand gilt deswegen als Konstruktionsrichtwert.
Während der Injektion des Protonenstrahles ist jedoch ein größerer Abstand erforderlich. Alle Aperturbegrenzungen im *HERA*–Ring müssen dann auf mindestens 1,7 cm Entfernung vom Sollorbit zurückgezogen werden. Die Zähler sollen sich deswegen in radialer Richtung verschieben lassen.

Aus Auflösungsgründen sollte sich möglichst wenig Material zwischen einer Primärwechselwirkung und dem Nachweis ihrer Teilchen befinden. Man betreibt die Detektoren deswegen im Vakuum. Daraus ergibt sich eine weitere Gruppe technischer Forderungen:
Es ist zum einen nötig, das Ringvakuum vor dem Ausgasen der Siliziumebenen zu schützen, zum anderen Ausleseelektronik gegen die sehr rege elektromagnetische Umgebung zu schirmen. Man umgibt die Zähler mit einer dünnen, selbsttragenden Aluminiumhülle. Eine Beschreibung der technischen Umsetzung wird weiter unten gegeben; hier ist aber wichtig, Strahlungslängen und Platzbedarf für diese Struktur vorzusehen.
Die Montage im Vakuum erfordert die Konstruktion eines UHV–festen „Tanks“, an dem die Haltestrukturen der Detektoren befestigt sind. Ein solcher Tank stellt einen Hohlraumresonator dar, der ohne weitere Maßnahmen Strahlenergie dissipieren würde. Man muss deswegen das Gros der influenzierten Spiegelströme mit einer Abschirmung, also einer parallel zum Strahl verlaufenden Leiterstruktur aufnehmen.

Die vorangegangenen Abschnitte charakterisieren den Vertexdetektor als einen ehrgeizigen, technisch anspruchsvollen Bestandteil des Experimentes. Es soll ein Siliziumspektrometer entwickelt werden, das bei sehr hohen Teilchendichten im Vakuum arbeitet. Eine aktive Kühlung ist ebenso notwendig wie eine hohe Zahl mechanischer Freiheitsgrade. Die anschließenden Abschnitte dokumentieren den Weg vom ersten Designvorschlag bis zum endgültigen Entwurf.

2.3 Geometrische Auslegung

2.3.1 Ein erster Vorschlag

Für das Konzeptdokument [loh94a] des HERA–*B*–Experimentes wurde ein erster Designvorschlag erarbeitet, an dem und aus dem sich die wichtigsten Konstruktionsregeln entwickeln lassen. Der Detektor besteht aus 136 rechteckigen Siliziumebenen, die in 17 „Superlagen" angeordnet sind (s. Abb. 2.1). Die acht Ebenen einer Superlage bilden eine quadratische sensitive Fläche, der zentrisch ein Loch für den Strahl einbeschrieben ist. Die Ebenen messen $5 \times 7\,\mathrm{cm}^2$, so dass der kleinste Abstand zum Strahl 1 cm beträgt. Mit diesen Abmessungen kann ein Zähler aus einem handelsüblichen $4''$–*Wafer* gewonnen werden. In den letzten 5 Superlagen rücken die Ebenen entsprechend der

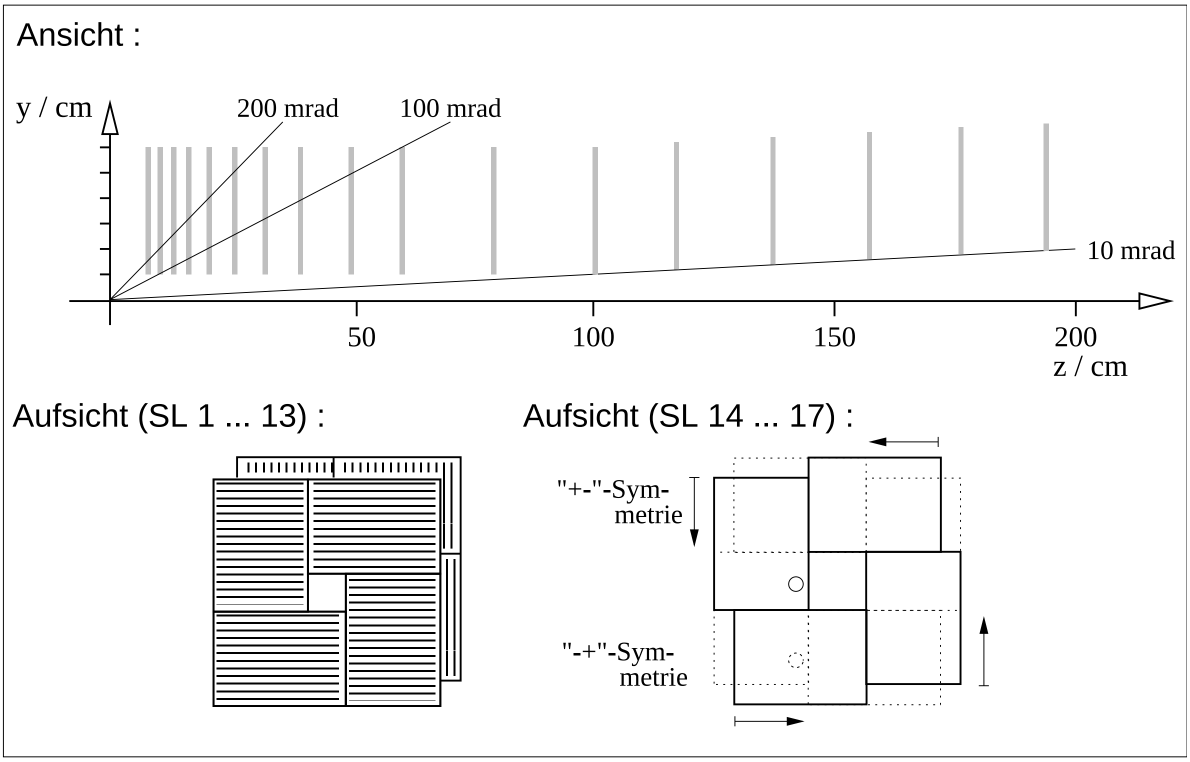


Abbildung 2.1: Das Diagramm oben zeigt die z–Position der Superlagen. Es ist lediglich einer der vier Quadranten eingetragen. Die Strahlen entspringen dem Punkte $\vec{x}_0 = (0, 0, 0)$ und treffen wenigstens acht Quadranten. Unten links ist eine Superlage skizziert. Sie misst $\alpha_{\mathrm{st}} = 0°, 90°$. Durch Rotation einer Lage um 45° erhält man $\alpha_{\mathrm{st}} = 45°, 135°$. Unten rechts ist gezeigt, wie man die „±"– in die spiegelsymmetrische „∓"–Konfiguration überführt, um eine gleichmäßigere Strahlenbelastung zu erzielen.

10 mrad – Grenze radial nach außen, wobei sie sich gleichzeitig in tangentialer Richtung verschieben, um keine Akzeptanzlücken entstehen zu lassen. Jede zweite Superlage ist um 45° verdreht, d.h. insgesamt misst man in vier Stereowinkeln (0°, 45°, 90°, 135°). Die Rotationsbewegung, die vormals stark belastete Regionen des Zählers vom Strahl entfernt, ist in der Abbildung durch die Pfeile angedeutet. Die entsprechende spiegelsymmetrische Konfiguration ist gestrichelt eingezeichnet. Während der Injektion bewegt man die Zähler entlang eines weiteren, radialen Freiheitsgrades nach außen.

Die Anordnung der Superlagen in z ergibt sich wie folgt: die erste Messung von Spuren mit $\vartheta = 10$ mrad kann im Falle eines Targets bei $z = 0$ frühestens bei $z_1 = 1$ m erfolgen. Fordert man eine konstante Anzahl Treffer für alle Polarwinkel ϑ, so findet man, dass die z–Positionen der Ebenen bei konstantem Abstand d vom Strahl einer geometrischen Folge gehorchen. Für deren Konstante κ leitet man die praktische Gleichung

$$d(\kappa^k - 1) \;=\; D \tag{2.1}$$

ab. D ist die transversale Ausdehnung der sensitiven Fläche und k die mittlere Anzahl getroffener Ebenen. Sollen mindestens acht Superlagen getroffen werden, so muss man zwischen Target und $z = 1$ m zwölf Positionen besetzen, um Spuren bis zu $\vartheta = 200$ mrad zu erfassen.

Ab $z = 1$ m folgen fünf weitere, äquidistant angeordnete Gruppen bis zu $z = 195$ cm, um auch Spuren mit kleinem Winkel hinreichend gut erkennen zu können. Die Positionen z, innere Radien d und Stereowinkel α_{st} sind dann:

SL	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
z/cm	8,0	10,0	12,6	15,9	20,0	25,2	31,7	39,9	50,2	63,2
d/cm	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
$\alpha_{\mathrm{st}}/^\circ$	0,90	45,135	0,90	45,135	0,90	45,135	0,90	45,135	0,90	45,135

SL	11	12	13	14	15	16	17
z/cm	79,5	100,0	119,0	138,0	157,0	176,0	195,0
d/cm	1,0	1,0	1,19	1,38	1,57	1,76	1,95
$\alpha_{\mathrm{st}}/^\circ$	0,90	45,135	0,90	45,135	0,90	45,135	0,90

Es soll nun die Auflösung der Anordnung angegeben werden. Wie man sie analytisch errechnen kann, wird im nächsten Kapitel erklärt. Hier genüge der Hinweis, dass man aus Materieverteilung und Detektorgeometrie die Auflösung eines Teilchens mit gegebenem Impuls berechnen kann.

Es sei eine intrinsische Auflösung der Zählerebenen von 12 μm angenommen. Das ist ein Wert, der mit üblichen Streifendetektoren leicht erreicht werden kann. Ein vereinfachtes Modell einer Superlage berücksichtigt die Strahlungslängen von Haltestruktur, Schirmkappe und Detektoren; es ist in Abb. 2.2 gezeigt. Senkrecht zur Zählerfläche hat man hier 1,2 % einer Strahlungslänge. Die kürzlich konstruierten, für die erste Datennahme des gesamten Experimentes vorgesehenen Zähler haben eine kompliziertere Materieverteilung als das einfache Modell, doch die Strahlungslängen sind mit 1,2 %X_0 senkrecht

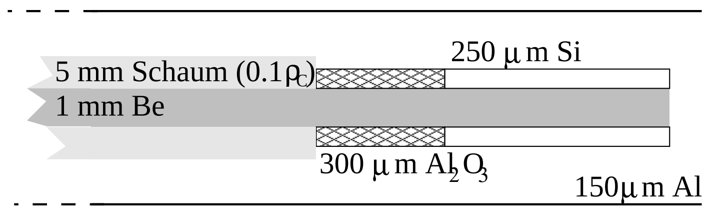


Abbildung 2.2: Das Rechnermodell eines Quadranten berücksichtigt Zähler, Haltestruktur und Auslesechips. Die zugrundegelegten Materiestärken sind eingetragen.

zur Messfläche gleich (s.u.).
Abbildung 2.3 a.) zeigt die transversale Auflösung σ_x als Funktion von ϑ für Teilchen, die bei $\vec{x}_0 = (0,0,0)$ beginnend den Detektor mit $p_t = 1\,\mathrm{GeV}$ durchfliegen. Für $\vartheta < 100\,\mathrm{mrad}$ liegt σ_x konstant bei etwa $39\,\mu$m. Dieses Phänomen ist eine weitere Eigenschaft der geometrischen Folge; sie hängt mit den Hebelarmverhältnissen zusammen und führt dazu, dass die Auflösung bei $p_t = const.$ über weite Bereiche des Phasenraumes gleichmäßig gut ist. — Ab $\vartheta \simeq 100\,\mathrm{mrad}$ verschlechtert sich σ_x bis zu etwa $52\,\mu$m bei $200\,\mathrm{mrad}$. Das geschieht, weil der erste Messpunkt nun bereits die erste Superlage ist und trotz wachsender Spurneigung nicht mehr näher an der Ursprung heranrückt.
In Diagramm 2.3 b.) ist die Verteilung von σ_x für die Leptonen des goldenen Zerfalles eingetragen. Die Ereignisse wurden mit dem *PYTHIA*–Ereignisgenerator erzeugt und den topologischen und kinematischen Schnitten der Triggerbedingungen [loh94a] unterworfen. Die mittlere Auflösung liegt bei $<\sigma_x>= 29\,\mu$m. Teil c.) der Abbildung zeigt schließlich die Dicke der durchquerten Materie in Einheiten von Strahlungslängen für dieselben Teilchen. Im Mittel durchqueren sie etwa $15\,\%\ X_0$.

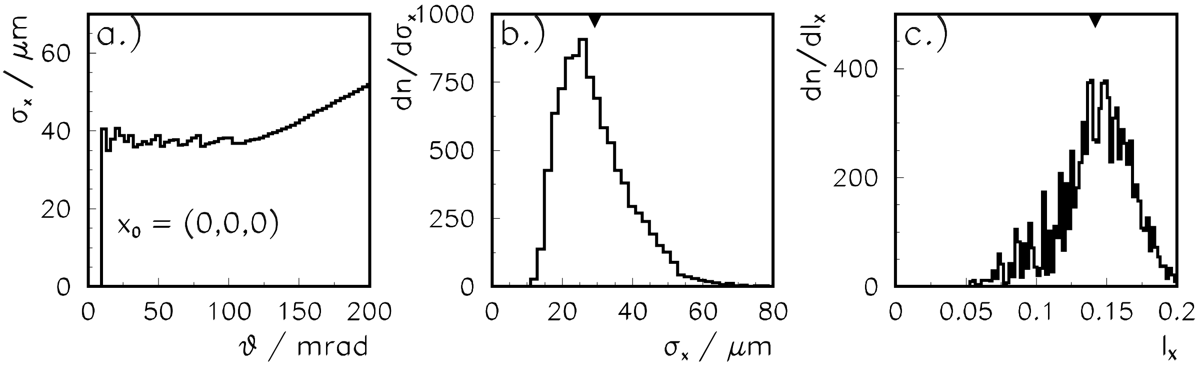


Abbildung 2.3: Für den besprochenen Detektorentwurf zeigt: a.) σ_x i.A. von ϑ für Spuren mit $p_t = const. = 1\,\mathrm{GeV}$; b.) die Verteilung der Auflösungen für Myonen aus dem goldenen Zerfall; c.) die durchquerte Strahlungslänge $I_X = \int dl/X_0(l)$. Die Mittelwerte der Verteilungen sind markiert.

Den physikalischen und technischen Anforderungen ist damit Genüge getan. Das System löst gut genug auf und stellt mit mehr als 14 Treffern in vier Stereowinkeln viel Information für eine dreidimensionale Mustererkennung zur Verfügung. Die Detektorebenen sind entlang zweier Achsen verschiebbar, um erstens bei Injektionen zurückgezogen werden zu können, und zweitens die notwendige gleichmäßige Belastung der Zähler während eines HERA–B–Jahres zu ermöglichen. Die Zähler selbst sind sehr einfach mit parallel zur Schmal– bzw. Längsseite verlaufenden Streifen.

Allerdings vereinfacht der Entwurf stark: in Wahrheit hat man kein punktförmiges Target, sondern zwei Gruppen von Drähten im Abstand von 5 cm. Die Spurursprünge liegen, den Designparametern des Targets folgend, bei $\vec{x}_0 = (\pm 0.3, \pm 0.3, \pm 2.5)\,\mathrm{cm}$. Wenn Spuren von diesen Primärvertizes stets erkannt werden sollen, müssen die Ebenen dichter aneinander gerückt werden.
Des Weiteren dürfen die Quadranten einer Superlage nicht an der gleichen z–Koordinate stehen. Denn die sensitiven Flächen haben eine kleinere transversale Ausdehnung als die Schirmkappen, und um keine Akzeptanzlücke entstehen zu lassen, müssen diese einander überlappen. Das geht nur, wenn sich ihr z unterscheidet. Ein realistischer Wert für den Abstand zweier Quadranten ist $\Delta z = 2\,\mathrm{cm}$. Dieser Wert ist den Abständen der ersten Superlagen vergleichbar. Das Konzept der geometrischen Reihe löst sich dort auf.

Es gibt aber auch fundamentale Einwände. Die hohe Zahl von Quadranten, bestehend aus Haltestrukturen, Stromversorgungs– Auslese– und Kühlleitungen, stellt vor allem ein Raumproblem dar, wirft aber auch die Frage nach der Qualität des Vakuums auf. Außerdem ist die Menge durchquerter Materie mit $15\,\% X_0$ recht hoch. Der Großteil entfällt hier auf passives Volumen.
Der Forderung nach eigenständiger Mustererkennung wurde auf womöglich zu gewissenhafte Weise Rechnung getragen. Wegen des Abbruchs der geometrischen Reihe bei $z = 1\,\mathrm{m}$ gibt es meist mehr als acht getroffene Lagen. Dabei tragen die hinteren Zähler nicht mehr zur Auflösung bei: betrachtet man ein relativ hartes Teilchen mit $p = 34\,\mathrm{GeV}$ — dem Medianimpuls der Signalleptonen—, und bestimmt σ_x nach $n = 2, 3, \ldots$ durchstoßenen Lagen, so errechnet man bei $\vartheta = 25\,\mathrm{mrad}$:

n	2	3	4	5	6	...	11
σ_x / μm	54	31	25	24	24		24

(1 % X_0 pro Lage)

Die meisten Ebenen dienen nur der Mustererkennung und tragen nicht zur Spurauflösung bei.

Es sind mehrere Vorschläge geäußert worden, die den grundlegenden Nachteilen des vorgestellen Detektorentwurfs begegnen sollten [med94, alb94b, rie95]. Im nächsten Abschnitt sollen die wichtigsten Ideen aufgegriffen werden, um daraus zwei vorteilhaftere Entwürfe zu entwickeln.

2.3.2 Verbesserungsansätze

Die naheliegende Idee, die oben vorgestellte Konstruktion im Prinzip beizubehalten, sie jedoch zu verschlanken, führt zu keiner größeren Verbesserung. Dies sei kurz skizziert.
Fordert man nur fünf statt sieben getroffener Lagen, so hat man noch zehn Treffer in vier Winkeln. Das ist an der Grenze dessen, was eine Mustererkennung noch leisten kann. Wählt man die Ebenen mit $5,6 \times 7,6\,\mathrm{cm}^2$ etwas größer, berechnet sich κ nach 2.1 zu 1,47 , und man hat ab $z=7\,\mathrm{cm}$ sieben Superlagen bis hin zu $z=1\,\mathrm{m}$. Weitere vier Lagen folgen äquidistant bis $z=1,95\,\mathrm{m}$. Teilchen von der stromaufwärts gelegenen Targetstation treffen ab $\vartheta \simeq 180\,\mathrm{mrad}$ nur vier Ebenen, dasselbe gilt für Spuren mit $\vartheta < 15\,\mathrm{mrad}$. Spuren unterhalb dieses Winkels müssen mit Hilfe der ersten Lage des inneren Spursystems im Magneten gefunden werden (vgl.. Abb. 1.2).
Man findet, dass die Auflösung unverändert bleibt, während die durchquerten Strahlungslängen von $15\,\%\ X_0$ auf $10\,\%\ X_0$ sinken. Die Konstruktion wird wegen des Raumgewinnes einfacher.
Sofern man dem ersten Designvorschlag folgt, ist dies bereits die Grenze des Machbaren. Eine weitere Reduktion wäre von der Auflösung her vertretbar, ließe die Zähler jedoch sehr groß werden.

Ein anderer Ansatz ist, mehrere Messungen an einer z–Position vorzunehmen: man stattet eine Superlage nicht mit zwei Stereowinkeln aus, sondern mit allen vier (s. Abb. 2.4 b.)).

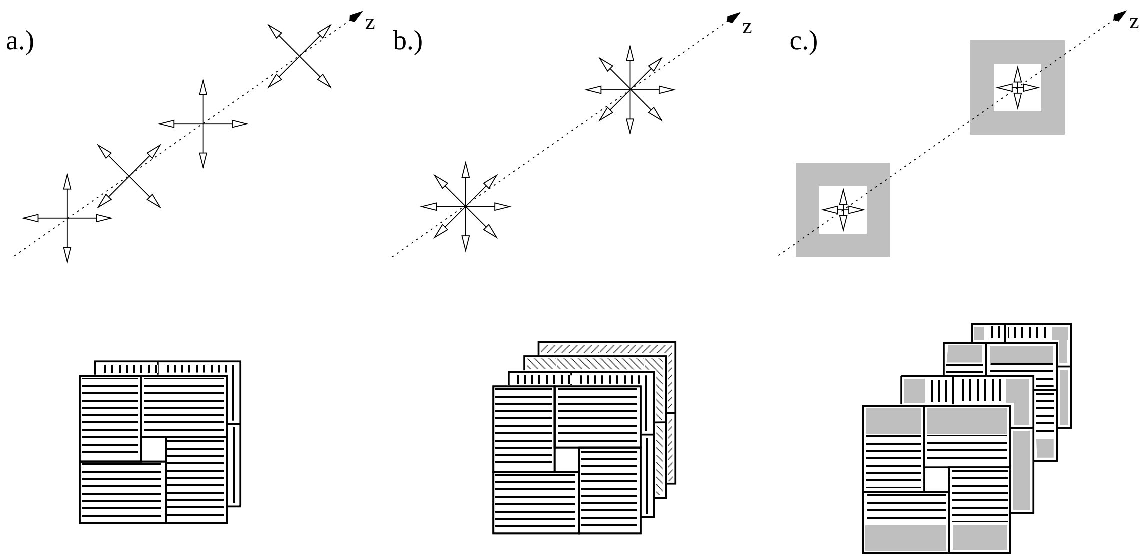


Abbildung 2.4: Verschiedene Konzepte für das Vertex–System. a.) entspricht dem bereits besprochenen Ansatz. In b.) werden mehr Messungen in einer Superlage zusammengefasst. Der Entwurf c.) verwendet nicht nur Streifen– sondern auch Pixel–Information; auch hier misst man mehr als zweimal pro Lage.

Dann benötigt man pro Messpunkt nur noch halb so viel passive, d.h. nichtsensitive Materie. Die Stereowinkel erzeugt man nicht durch mechanische Drehung, sondern indem man die Streifen schräg zu den Kanten der Ebenen aufbringt. Der Winkel ist frei wählbar, weil es keine konstruktiven Randbedingungen mehr gibt.
Die Zählerkonstruktion wird nun aufwendiger; doch ist der mechanische Aufwand stark vermindert, denn es gibt nur noch Haltestrukturen unter $0°$ und $90°$, und deren Zahl ist auf etwa die Hälfte vermindert. Die Auflösung ändert sich nicht: zwar wächst die Strahlungslänge am ersten Messpunkt, dafür verbessert sich die Messgenauigkeit um den Faktor $1/\sqrt{2}$ und die Hebelarme werden länger.
Ungewiss ist allerdings, ob eine solche Anordnung eine gute Umgebung für eigenständige Spurfindungsalgorithmen darstellt. Während in a.) die Messungen gleichmäßig entlang der Teilchentrajektorie verteilt sind, liegt die ganze Information nun in drei oder vier Raumpunkten.

Ein anderes interessantes Konzept kombiniert die Technologien von Streifen– und *Pad*–Detektoren. Die Idee dabei ist, nur in zwei Stereowinkeln zu messen und der Mustererkennung die Korrelation zwischen x und y mit der Pixelinformation auf sehr unmittelbare Weise zu verschaffen (s. Abb.2.4 c.)). Die Rekonstruktion ist dann ein schneller, zweidimensionaler Algorithmus. Weil sich die Zahl der Auslesekanäle gegenüber a.) und b.) nicht vergrößern sollte, hängt die Abmessung der *Pads* vom ihrem Anteil an der Gesamtfläche eines Zählers ab.
Die sensitive Fläche wird zum Vermessen der Spur und zum Korrelieren der Projektionen benutzt. Eine gute Auflösung ist nur dann möglich, wenn man für genügend Streifeninformation sorgt. Deswegen kombiniert man wie in b.) mehrere Zähler zu einer Lage, trotzdem wird wieder eine engere Staffelung nötig.
Die Modulkonstruktion erfordert nun mehr Entwicklungsaufwand. Insbesondere besteht eine Superlage aus zwei verschiedenen Modultypen. Der mechanische Aufwand ist jedoch auch hier viel geringer als bei den aus a.) abgeleiteten Entwürfen.

Der Entwurf b.) wurde zum Vertexdetektor des Experimentes weiterentwickelt; die detailliertere Auslegung ist im nächsten Abschnitt zusammengefasst. Die Frage, ob eine eigenständige Mustererkennung in dieser reduzierten Anordnung noch möglich ist, wird im nächsten Kapitel beantwortet werden. Als Zweitlösung wird der Entwurf c.) angesehen; insbesondere die bei HERA–B notwendigen kurzen Rechenzeiten ließen es ratsam erscheinen, auch diesen Ansatz weiter zu entwickeln.

2.3.3 Der Vertexdetektor des Experimentes

Von allen den Targetdrähten entspringenden Spuren sollten drei Superlagen getroffen werden. Die Drähte werden etwa $7\sigma_s$ vom Strahlzentrum entfernt sein, die Strahlbreite σ_s beträgt am Ort des Experimentes etwa 0,5 mm. Also beträgt die radiale Versetzung der Spurursprünge $d_t \simeq 3,5\,\mathrm{mm}$; in der geometrischen Auslegung wird konservativ $d_t = 5\,\mathrm{mm}$ angenommen. Die Targetstationen befinden sich bei $\pm\Delta z_t = 2,5\,\mathrm{cm}$.

Die z–Position der Superlagen berechnet man aus 2.1, wobei der ungünstigste Ursprung $\vec{x}_0 = (+\Delta z_t, d_t, 0)$ zugrunde gelegt wird. Benachbarte Quadranten einer Superlage unterscheiden sich in z um 2 cm: das führt zu einem Überlapp der sensitiven Flächen in der xy–Ebene, und die z–Positionen verschieben sich um ein weniges. Man erzeugt den Überlapp, indem man die Ebenen tangential, aber nicht radial versetzt.
Die Spiegelsymmetrie der Quadranten wählt man so, dass aufeinanderfolgende Superlagen jeweils unterschiedlich ausgerichtet sind. Auf diese Weise ist die passive Materie der Haltestrukturen über einen größeren Winkelbereich verteilt. Die Stereowinkel der Module wurden zu $\alpha_{\mathrm{st}} = -2,5\,°, 2,5\,°, 87,5\,°92,5\,°$ gewählt. Die relativ kleine Winkeldifferenz soll die Implementation verschiedener Spurfindungsmethoden ermöglichen (s. Kap. 3).
Die abschließende Zusammenarbeit mit Ingenieuren veränderte die Positionen und Symmetrien nochmals um ein weniges. Die Tabelle fasst die Geometrie des Detektors zusammen:

Superlage	1	2	3	4	5	6	7
z_{min}	10,0	16,4	24,4	39,4	63,2	102,3	154,4
z_{max}	12,0	18,4	26,4	41,4	65,2	104,3	156,4
d	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,55
Überlapp	0,43	0,22	0,13	0,08	0,05	0,03	0,02
α_{st}	(in allen Lagen: $(0 \pm 2,5)°, (90 \pm 2,5)°$)						
Spiegel–symmetrie	$\pm$	$\pm$	$\pm$	$\mp$	$\pm$	$\mp$	$\pm$

(Angaben in cm)

Über die Raumüberdeckung der Anordnung gibt Abbildung 2.5 Auskunft: sie zeigt als Funktion der Steigungen a_x, a_y die Zahl durchstoßener Quadranten; die Spuren kommen von der (willkürlichen) Primärvertexposition $\vec{x}_0 = (+\Delta z_t,\ -0.5\,\mathrm{cm},\ 0.1\,\mathrm{cm})$. Über den größten Teil des Winkelbereiches treffen die Teilchen drei oder vier Superlagen. Bei kleinen Winkeln gibt es eine Region, in der die Spuren nur zwei Lagen treffen. Man kann diese Teilchen allein im Vertexdetektor nicht rekonstruieren, sondern benötigt zusätzlich die Information der ersten Lage des inneren Spursystems (vgl. Abb. 1.2).

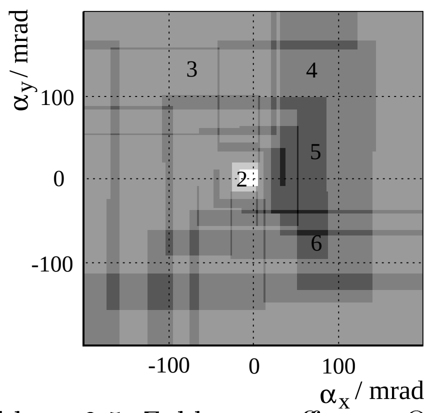


Abbildung 2.5: Zahl getroffener Quadranten für Spuren mit $\vec{x}_0 = (2.5, -0.5, 0.1)\,\mathrm{cm}$.

Bevor die technische Umsetzung der Konstruktion gezeigt wird, seien Auflösung, Strahlungsdicke und geometrische Akzeptanz des Detektors sowie der Zweitlösung angegeben.
Die Auflösung wurde mit zwei verschiedenen Strahlungsdicken in den Quadranten gerechnet: einer **schlanken** Version mit mit 0,88 % X_0 an den sensitiven Flächen und

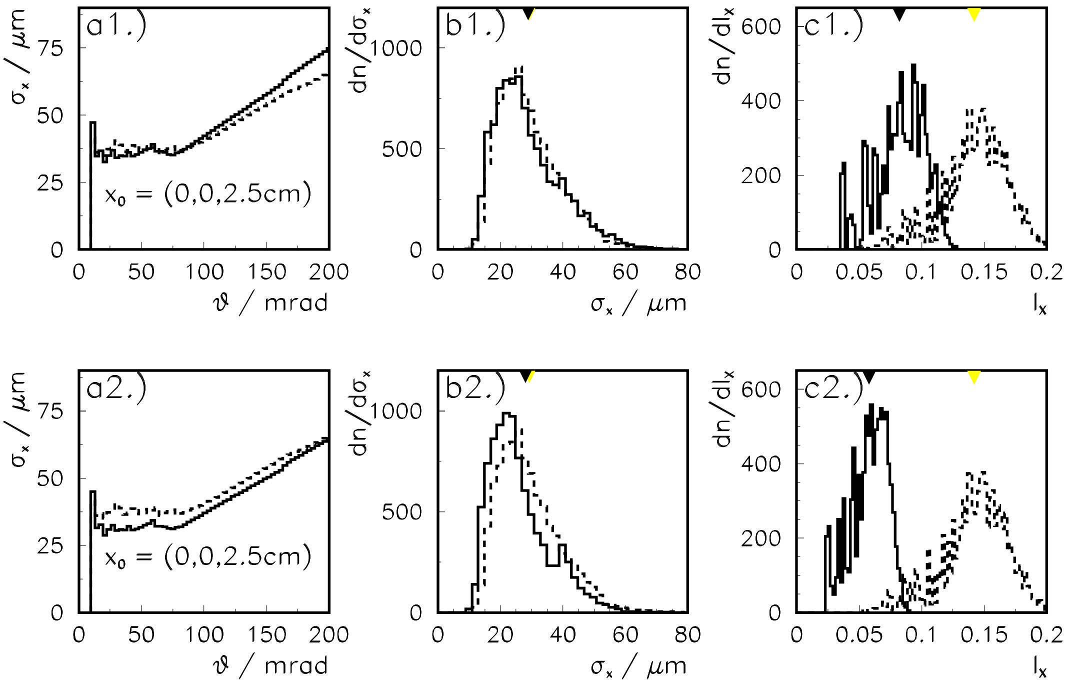


Abbildung 2.6: Für eine konservative Quadrantenkonstruktion (s. Text) zeigt a1.) σ_x als Funktion von ϑ für Spuren mit $p_t = const. = 1\,\mathrm{GeV}$, die in $\vec{x}_0 = (0, 0, 0)$ entspringen. b1.) ist die Verteilung von σ_x für Myonen aus dem goldenen Zerfall, c1.) deren Verteilung durchflogener Strahlungslängen. In a2.) – c2.) finden sich die gleichen Diagramme für die schlanke Quadrantenkonstruktion. Zum Vergleich sind die Werte des ersten Entwurfes gestrichelt eingezeichnet (s. Abb. 2.4 a.)).

1 % X_0 an den Haltestrukturen, und einer **konservativen** Ausführung mit 1,2 % X_0 bzw. 1,6 % X_0. Erstere repräsentiert eine technisch anspruchsvolle Konstruktion, die andere eine stabilere Lösung. Die Siliziumdetektoren, die bei HERA–B während der ersten Datennahme mit dem gesamten Experiment verwendet werden, entsprechen der konservativen Lösung (s.u.). Die Diagramme a1.) und a2.) in 2.6 zeigen σ_x als Funktion von ϑ für $p_t = 1\,\mathrm{GeV}$. Zum Vergleich sind die Daten der ersten Ausführung mit eingezeichnet. Die Auflösung bleibt im Falle der konservativen Ausführung vergleichbar, die schlanke bedeutet eine Verbesserung. Unterhalb von $\vartheta \simeq 15\,\mathrm{mrad}$ werden nur zwei Superlagen getroffen, so dass die Verhältnisse hier schlechter sind.

Die Diagramme b1.) und b2.) sowie c1.) und c2.) zeigen die Verteilungen von σ_x und durchflogener Strahlungslänge für Signalleptonen. Die Produktionsvertizes ihres Mutterteilchens, des B^0, wurden uniform über die Targetstruktur verteilt, wobei mit $d_t = 4\,\mathrm{mm}$ gerechnet wurde, und das Leptonpaar musste einen Dileptontrigger auslösen. Die Auflösungen bleiben im Falle des konservativen Entwurfes vergleichbar. Die anspruchsvollere Lösung mit weniger Strahlungslängen ist überlegen; der kleine Buckel bei $\sigma \simeq 42\,\mu\mathrm{m}$ stammt von der bei flachen Winkeln fehlenden Superlage. Bei den

Teilchen	$\varepsilon_{\mathrm{geo}}$ für: Erstentwurf	HERA–*B*–Vertexdetektor	Ersatzentwurf
$J/\psi \to e^+e^-$	0.952	0.966	0.973
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	0.954	0.968	0.975
tag–Elektronen	0.963	0.971	0.973
tag–Myonen	0.974	0.976	0.977
tag–Kaonen	0.89	0.9	0.903

Tabelle 2.1: Geometrische Akzeptanzen der drei besprochenen Entwürfe.

Strahlungslängen erzielt man gar eine Halbierung.
Die geometrischen Akzeptanzen der Signalleptonen und der *tag*–Teilchen finden sich in Tabelle 2.1. Auch die zur Berechnung verwendeten *tag*–Teilchen erfüllen die entsprechenden Selektionsschnitte. Eine Spur wird als „rekonstruierbar“ gezählt, wenn sie mindestens acht Ebenen getroffen hat. Man sieht, dass man beim Übergang vom ersten Entwurf mit 17 Superlagen zum Enddetektor mit 7 Superlagen keine Einbußen hinnehmen muss.

Die Diagramme in Abb. 2.7 zeigen die entsprechenden Verteilungen für den Streifen–*Pad*–Entwurf; er wird nicht im Detail besprochen, die geometrischen Daten sind aber in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Sofern man die schlanke Detektorversion bauen kann, gewinnt man auch hier gegenüber dem ersten Entwurf in jeder Hinsicht. In der o.a. Tabelle finden sich auch die geometrischen Akzeptanzen für die Streifen–*Pad* – Lösung. Hier zählt ein Teilchen als rekonstruierbar, wenn es mindestens zwei *pad*– und sechs Streifenebenen getroffen hat. Die Werte bleiben auch hier vergleichbar.

Superlage	1	2	3	4	5
z	6,5	10,5	16,3	25,2	39,1
d	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
$\alpha_{\rm st}$	$0°, 90°$	$0°, 90°$	$0°, 90°$, *Pads*	$0°, 90°$, *Pads*	$0°, 90°$, *Pads*

Superlage	6	7	8	9-a	9-b
z	60,6	93,9	144,5	195,0	195,0
d	1,0	1,0	1,42	1,93	1,93
$\alpha_{\rm st}$	$0°, 90°$, *Pads*	$0°, 90°$, *Pads*	$0°, 90°$, *Pads*	$0°, 90°$	*Pads*

(Angaben in cm)

Tabelle 2.2: Geometrie des *Pad*–Entwurfes. Ein Zähler misst $5 \times 7\,\mathrm{cm}^2$, die radiale Ausdehnung der *Pads* beträgt 3 cm. Die ersten beiden Superlagen bestehen nur aus Streifendetektoren, in der letzten (9 a/b) sind reine *Pad*–Detektoren mit Streifenzählern kombiniert.

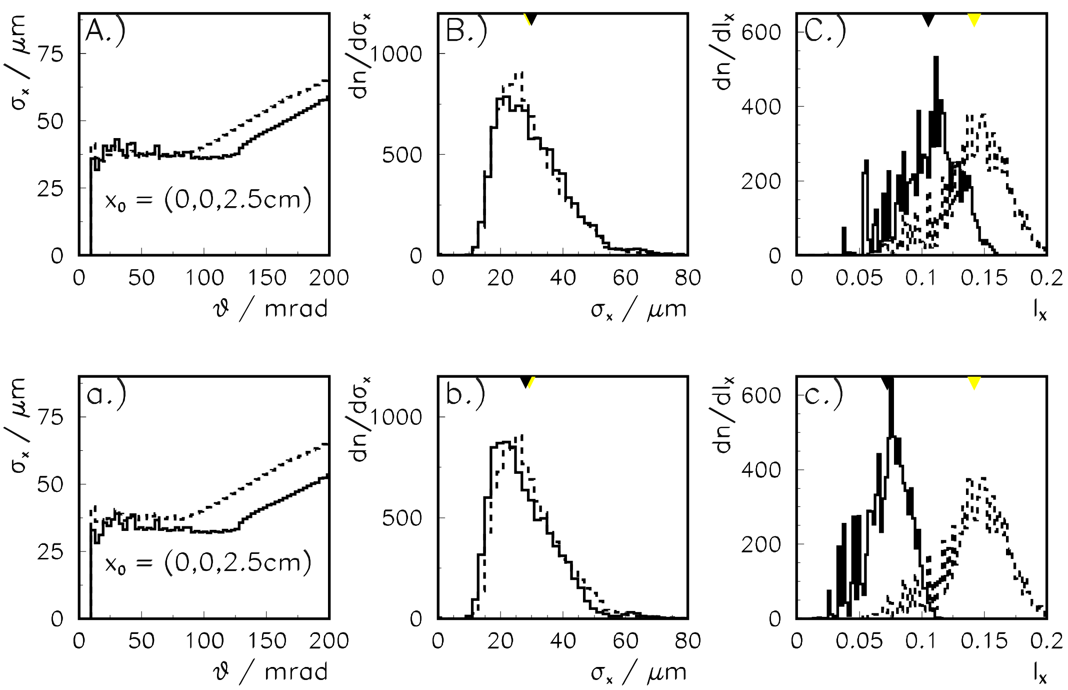


Abbildung 2.7: Die Verteilungen aus Abb. 2.6 für die Streifen–Pixel – Lösung.

2.4 Technische Umsetzung

Vertextank und Stellmechanik

Die Ebenen des Vertex–Detektors befinden sich in unmittelbarer Nähe des Strahles. Rückgrat des Systems ist ein Tank, der zum einen das Vakuum des *HERA*–Ringes schützt, jedoch auch die mechanische Referenz aller Komponenten ist. Eine technische Zeichnung findet sich in Abbildung 2.9 a.). Es handelt sich um einen runden Stahlkörper von etwa 2,50 m Länge, der sich auf halber Länge nach Art eines Trichters aufweitet. Die kleinere Abschlussöffnung misst 50 cm im Durchmesser; sie wird an das Ringvakuum angeschlossen. Die große Öffnung ist 1,20 m weit und ist von einem Austrittsfenster verschlossen (s. Abb. 2.8). Aus nur 2 mm starkem Aluminium bestehend, wölbt es sich mit leichter Krümmung in das Tankinnere, um verschweißt, ohne weiteren Flansch, in das 15 m lange Strahlrohr des Experimentes überzugehen. Auf der anderen Seite des Tanks, unmittelbar hinter dem Strahleintritt, sind auf gleicher Höhe vier Flansche eingelassen. Sie nehmen jeweils zwei Targets auf. Es schließen sich fünf weitere Gruppen von je vier, in z leicht versetzt stehender Flansche an: hier werden die Quadranten der Superlagen montiert. Die erste, große Öffnung ist für die Superlagen 1, 2 und 3.

Insgesamt sind also 20 Manipulatoren nötig. Sie sehen aus wie in Abb. 2.9 gezeigt. Eine Referenzplatte ist mit dem Tank fest verschraubt *(Ebene 1)*. Auf einem Schlitten gleitet eine *zweite Ebene*, die ihrerseits drei Gewindestangen Halt gibt. Die *dritte Ebene* schließlich kann sich vermittelst angetriebener Gewinde an den Stangen entlang der Senkrechten bewegen. Mit ihr sind die Detektoren starr verbunden. Man kann also einen Quadranten durch die beiden Stellmöglichkeiten der Konstruktion radial und tangential verschieben.

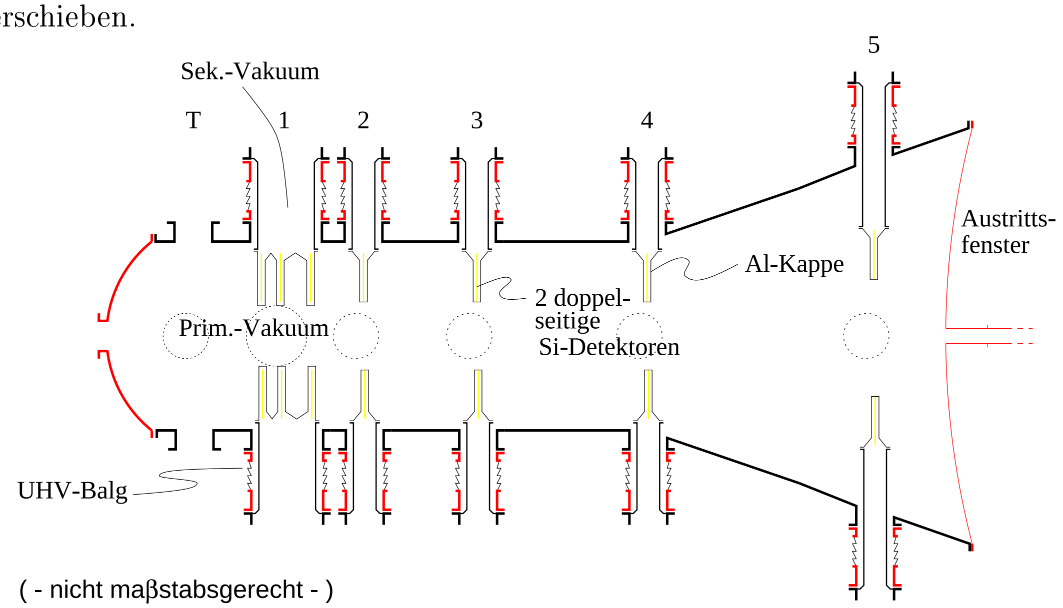


Abbildung 2.8: Anordnung der 4×7 Quadranten zum Vertexdetektor des Experimentes. Die Detektoren werden mit den Manipulatoren aus Abb. 2.9 verstellt.

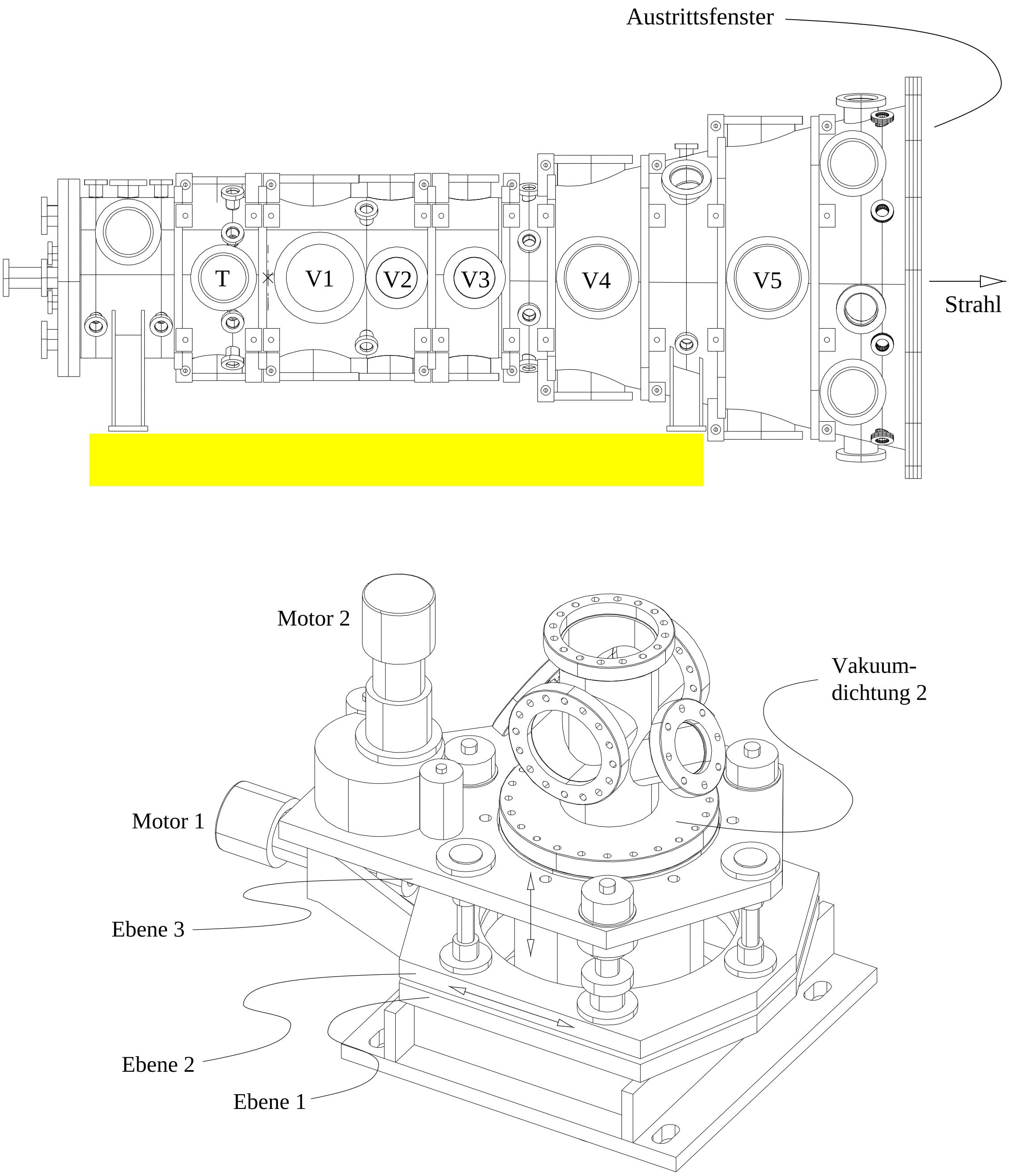


Abbildung 2.9: **Oben:** Vakuumtank für das Vertexdetektorsystem. Vakuumflansche für den Vertexdetektor sind mit *V1. . . V5* gekennzeichnet, einer der Targetflansche mit *T*. **Unten:** Stellmechanik eines Siliziumquadranten. Auf den Vakuumflansch 2 setzt die Struktur auf, in der die Detektoren befestigt sind. Sie endet als sehr dünne Aluminiumhülse. Ein UHV–Balg verbindet den Flansch 2 mit dem Tank.

Die dritte Ebene hält in einer Vakuumdichtung *(Dichtung 2)* ein Rohr, das in den Tank hineinreicht und die Detektoren hält. Es läuft in eine Aluminiumhülse aus. Die Hülse bildet eine HF–Abschirmung für die Detektormodule in ihrem Inneren. Sie kann in einer Dicke von 125 μm zuverlässig gefertigt werden.
Das Innere dieser Baugruppe ist getrennt vom Ringvakuum. Man hat hier einen Druck von etwa 10^{-6} mbar gegenüber den 10^{-8} mbar im großen Tankvolumen. In der Aluminiumhülse befinden sich die Detektoren; sie sind an einem Haltearm befestigt, der Kühl–, Auslese– und Versorgungsleitungen durch das Rohr hinauf zu den Vakuumdurchführungen eines Verschlussdeckels führt.
Die Daten der Servomotoren geben nach einer Eichung Aufschluss über die Position der Detektoren im Tank. Im Prinzip ist die Lage auf wenige μm genau bekannt. Um aber durch eine direkte Anschauung der Position mechanischen Unwägbarkeiten zuvorzukommen, z.B. einem Getriebespiel, wird zusätzlich ein Laser–Kalibrationssystem verwendet (nicht eingezeichnet). Es kann Verschiebungen eines Referenzpunktes auf der dritten Ebene in zwei Dimensionen mit einer Genauigkeit von $< 1\,\mu$m feststellen.

Es ist wichtig, bei der Konstruktion auch den elektromagnetischen Eigenschaften des Tanks Rechnung zu tragen. Denn er stellt einen Hohlraumresonator dar, und ohne geeignete Maßnahmen kommt es zu einer Energieübertragung vom Strahl auf die Strukturen im Inneren. Das führt nicht nur zu lokalen Erwärmungen, sondern beeinträchtigt auch die Strahlqualität. Diese Probleme wurden sowohl mit Simulationsrechnungen als auch mit einem Modell des Tanks in halber Größe ausführlich studiert [kle97]. Es zeigt sich, dass es notwendig ist, die Spiegelströme der Protonenbündel durch einen HF–Schirm aufzunehmen, der den Strahl einfasst und vom hinteren Ende des Tanks bis zum Austrittsfenster reicht. In Abbildung 2.10 ist eine mögliche Konstruktion gezeigt: vier Stahlbänder von nur $5\,\mu$m Dicke umgeben den Strahl in einem Abstand von 2 cm. Wenn die Detektoren auf ihre Messposition fahren, drücken sie die Bänder bis auf einen Radius von etwa 9 mm

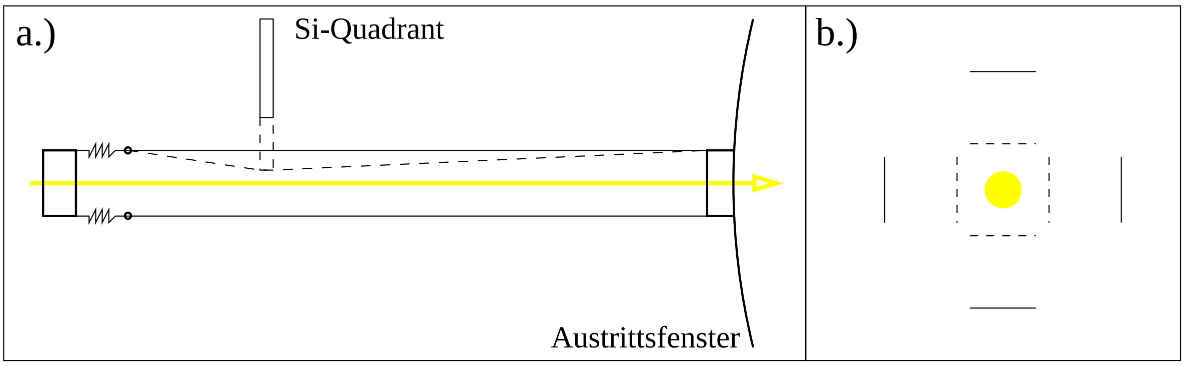


Abbildung 2.10: Mögliche HF–Abschirmung zur Aufnahme der Spiegelströme. a.) Seitenansicht, b.) Aufsicht. Die gestrichelte Konfiguration liegt vor, sobald die Quadranten in Messposition stehen.

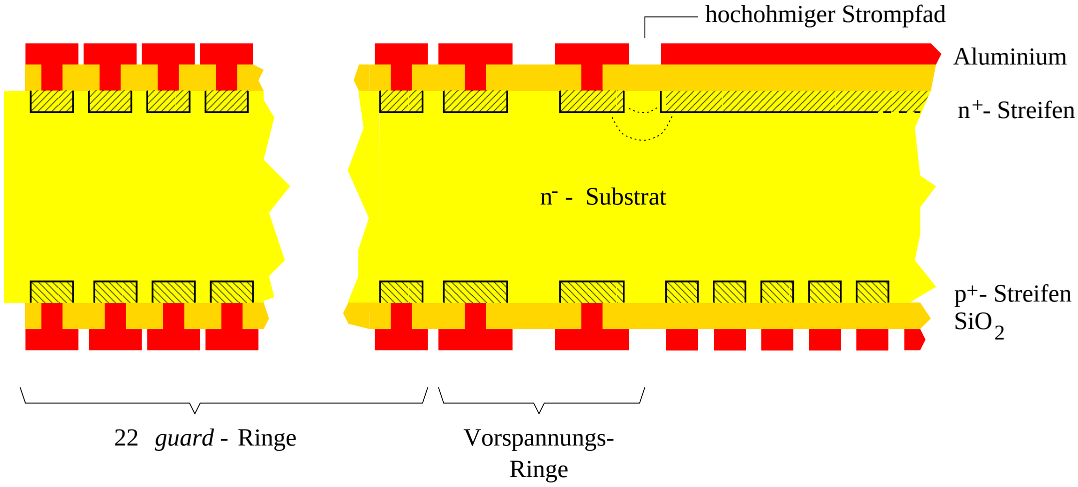


Abbildung 2.11: Schemaskizze eines doppelseitigen Siliziumzählers, wie er bei HERA–*B* verwendet werden wird.

heran. Die Bänder geben nach, weil sie an einem Ende federgelagert sind.

Detektoren und Ausleseelektronik

Man verwendet doppelseitige Siliziumzähler von 280 μm Dicke. Der Potentialverlauf vom Rand bis zur sensitiven Fläche wird von einer neuartigen *guard-ring*–Struktur geführt, so dass auch Vorspannungen jenseits von 300 V möglich sind [bis93, abt96] (s. Abb. 2.11). Das bedeutet zusammen mit einer geeigneten Kühlung eine erhöhte Strahlentoleranz (vgl. S. 27). Der Streifenabstand beträgt 25 μm, und jeder zweite Streifen wird ausgelesen. Damit erreicht man eine intrinsische Auflösung von 10–15 μm. Der Zusammenhang zwischen Streifen– und Ausleseabstand sowie der Auflösung wird weiter unten genau untersucht.

Im projektierten Vertexsystem braucht man mit doppelseitigen Detektoren zwei Zählerebenen pro Quadrant. Abbildung 2.12 zeigt einen Haltearm für einen Detektor (ein Quadrant wird von zwei dieser Arme gebildet). Die Auslesestreifen sind an ihren Enden mit flexiblen Kapton–Adaptern kontakiert. Die Verbindung wird mit konventionellen Mikroschweißdrähten *(wire bonding)* hergestellt. Die Adapter führen die Signale zu den weiter außen, in weniger durchstrahltem Umfeld liegenden Auslesechips. Weil hier im Takt der passierenden Protonenbündel Daten eintreffen, der Trigger aber erst nach eine gewisse Zeitspanne über ein Ereignis entscheidet, speichern die Chips die letzten 128 Messwerte jedes Kanals in einer analogen Pipeline. Wird ein Ereignis als interessant eingestuft, so gibt er die entsprechenden Pulshöhen seriell über die Kaptonkabel und eine optische Verbindung an die Abtastelektronik im Kontrollraum. Der Auslesechip *HELIX* wurde gesondert für HERA–*B* entwickelt [fal96]. Er erlaubt eine totzeitfreie Auslese, d.h. gleichzeitigen Schreib– und Lesezugriff und kann mit 40 MHz ausgelesen werden.

Der Haltearm muss besonders im Bereich der Zähler möglichst leicht sein, soll aber auch eine hohe thermische Leitfähigkeit besitzen. Die Karbonfaser KX1100 bietet, in einer Epoxidmatrix fixiert, bei diesen Eigenschaften auch eine hohe Festigkeit. Man

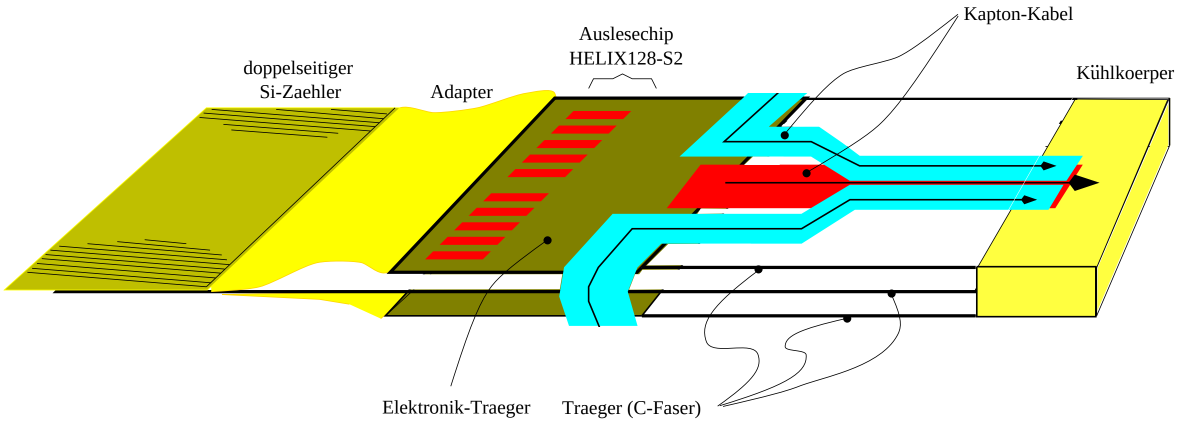


Abbildung 2.12: Haltestruktur eines doppelseitigen Siliziumzählers. Zwei dieser Konstruktionen bilden einen Quadranten in einer Superlage.

erkennt in der Abbildung, dass der Arm aus drei verschiedenen Karbonplättchen ($d = 700\,\mu$m, $X_0 = 25\,$cm) aufgebaut ist. Auf diese Weise ist der Kühlpfad der Auslesechips von dem der Zähler getrennt, und man erreicht niedrigere Temperaturen auf der Detektorfläche. Das mittlere Trägerplättchen gabelt sich im Bereich der Zählerfläche, so dass entlang der Messpunkte weniger Materie liegt. Gemittelt über die Zähleroberfläche hat man in einem Quadranten, bestehend aus zwei der skizzierten Arme sowie einer Aluminiumhülse von 125 μm Dicke, eine Strahlungslänge von 1,2 $\%X_0$.
Die Wärmesenke auf dem Quadranten ist der Kühlblock. Er muss etwa 20 W Kühlleistung erbringen. Als Kühlmittel wird FLO–ICE benutzt, ein Zweiphasengemisch aus Wasser/Ethanol und feinen Eiskristallen. Die Detektoren können damit auf 0° gekühlt werden, was der Vorgabe entspricht.

Die Frage, ob im projektierten Vertexdetektor rekonstruiert werden kann, wurde bisher nicht beantwortet. Das soll im folgenden Kapitel geschehen.

3 Spurrekonstruktion

Die Auslegung eines Spurfindungssystems muss sich in zweierlei Hinsicht bewähren. Erstens muss sichergestellt sein, dass die zu rekonstruierenden Teilchen genug Information im Detektor hinterlassen, um aus den Messdaten die Spurparameter eindeutig bestimmen zu können. Das ist die Frage nach der geometrischen Akzeptanz: sie wurde bereits im vorigen Kapitel behandelt.
Es ist aber ebenso wichtig darauf zu achten, dass die in der Anordnung verteilten Informationsstücke auch wieder zusammengefügt werden können. Das ist die Frage nach der Praktikabilität. Eine verwandte Aufgabenstellung aus der Computerlinguistik ist, die Stimmen mehrerer gleichzeitig sprechender Personen zu trennen. Es ist einsichtig, dass diese Aufgabe erleichtert wird, wenn man eine Anordnung mit mehreren Mikrofonen verwendet, weil zu den Frequenzdaten noch räumliche Information tritt. Bei HERA–B nun verzichtet man durch die Wahl der Anordnung auf einen Teil der räumlichen Information, denn die Spurinformation konzentriert sich in einer minimalen Anzahl von Raumpunkten. Der Grad an Überbestimmtheit ist damit vermindert, und man fragt sich, ob die Fähigkeit des Systems Ambiguitäten aufzulösen nicht auf unakzeptable Weise leidet. Ziel der anschließenden Studien ist, den entworfenen Detektor im Sinne dieser zweiten Anforderung zu prüfen.

Wie eingangs des vorigen Kapitels angeführt, besteht die Strategie der HERA–B – Rekonstruktion darin, mittels unabhängiger Mustererkennungen vor und hinter dem Magneten ein Maximum an Redundanz zu schaffen. Es ist deswegen im Gegensatz zu Studien über die topologischen Trigger wichtig, in den folgenden Untersuchungen voraussetzungsfrei zu arbeiten, d.h. keine Spurhypothesen zugrunde zu legen.
Um die Eignung des Siliziumdetektors als eigenständiges Spursystem abzuschätzen, wurde eine vollständige Mustererkennung entwickelt. Sie wird in den ersten Abschnitten dieses Kapitels beschrieben. Im Anschluss werden Möglichkeiten vorgestellt, die Spursegmente des Siliziums mit denen jenseits des Magneten zu verschmelzen, so dass auch die Zuordnungsqualität quantifizierbar wird. Weil Generalisierbarkeit und Qualität des entstandenen Programmpaketes *SUSi (= Searching Utility for the Silicon)* [rie96b] über die einer isolierten Studie hinausgehen, ist es nun Bestandteil der offiziellen Rekonstruktionssoftware von HERA–B. Als vollwertige Mustererkennung wird sie hier auch ausführlicher behandelt als ein entsprechendes Versuchsprogramm, jedoch soll nicht versäumt werden, aus der Rekonstruktion auch Lehren für die Auslegung des Detektors zu ziehen.

Ein abschließender Abschnitt wird daher daher die wichtigsten Konsequenzen zusammenstellen.
Bevor aber Mathematik und Heuristik im Detail besprochen werden, seien einige Anmerkungen zum verwendeten Geometrie–Modell vorausgeschickt.

3.1 Rechnermodell der Detektoranordnung

Das Rechnermodell erzeugt Primärwechselwirkungen auf dem Target und propagiert die entstandenen und in Folge neu entstehenden Teilchen durch die Materieverteilung des Detektors. Wenn geladene Teilchen sensitive Flächen durchstoßen, erzeugt es unter vereinfachenden Annahmen Messwerte. Die drei Schritte seien genauer dargelegt:

Primärwechselwirkungen

Das HERA–B–Experiment wird bei $R_{\mathrm{WW}} = 40\,\mathrm{MHz} \simeq 4$ Wechselwirkungen/Protonenbündel Daten nehmen. Ein B–Ereignis ist bei dieser Rate von im Mittel vier normalen inelastischen Reaktionen begleitet. Das Rechnermodell erzeugt pro Ereignis n überlagerte Wechselwirkungen, wobei n poissonverteilt ist mit $<n>= 5$. Eine dieser Reaktionen ist der Signalzerfall $pN \to B^0 \bar{B}\, X, \quad B^0 \to J/\psi\, K_s$, die anderen sind hadronische Untergrundreaktionen $pN \to X'$.
Zur Ereigniserzeugung steht der *PYTHIA*–Generator [sjo94] zur Verfügung, ein Programm, das nur Nukleon–Nukleon – Wechselwirkungen simuliert, jedoch auch schwere Quarks erzeugt. Der *FRITIOF*–Generator [nil87] dagegen rechnet auch Hadron–Kern – Kollisionen, erzeugt aber nur leichte Quarks. Um Reaktionen mit einem Target*kern* zu modellieren, erzeugt man mit *PYTHIA* die beiden b–Quarks der Signalwechselwirkung und deren Umwandlung in Mesonen. Der Rest des *PYTHIA*–Ereignisses wird nun verworfen, und den normal inelastischen Anteil der Kollision erzeugt man wie folgt: der Impuls des $b\bar{b}$–Paares wird von einem einfallenden Proton abgezogen. Das nun weichere Proton wechselwirkt dann inelastisch mit dem Targetkern: dazu benutzt man die in *FRITIOF* implementierten phänomenologischen Modelle. Beide Teilprozesse werden dann zur einzelnen Signalwechselwirkung addiert[alb93]. Die $<n> -1$ Untergrundreaktionen erzeugt man direkt mit *FRITIOF*. Parametersätze und Initialisierungsroutinen beider Generatoren sind den Verhältnissen bei HERA–B angepasst.
Nach der Erzeugung werden die Reaktionen auf der Targetstruktur verteilt. Die Vertexdichte entlang der Drähte folgt dabei einer Dichteverteilung, die sich direkt aus der horizontalen und vertikalen Strahlbreite am Orte des Experimentes ergibt (s. Abb. 3.1 a.)).

Materieverteilung, Sekundärteilchen und Magnetfeld

Nun übernimmt das Programmpaket *GEANT* die Primärteilchen, propagiert sie unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung und des Energieverlustes durch den Detektor, sorgt für den Zerfall instabiler Partikel und erzeugt Sekundärteilchen. Die untere Abschneideenergie liegt bei 1 MeV.
Abbildung 3.1 b.) zeigt das Modell der Materieverteilung im Siliziumdetektor. Es wird

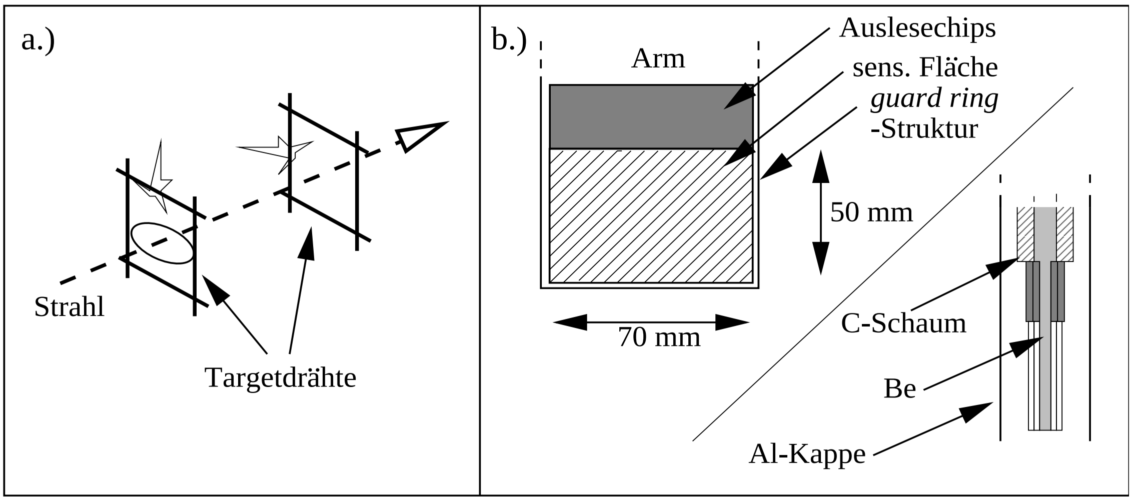


Abbildung 3.1: Softwaremodell der Materieverteilung. a.) Die Targetstruktur, b.) Auf– und Ansicht eines Siliziummoduls. Die Aluminiumkappen sind in der Aufsicht nicht eingezeichnet. Die Stärke der Schichten ist in nebenstehender Tabelle angegeben.

Komponente	*Dicke*
Arm	*1,5* cm Schaum($\frac{1}{16}\rho_C$), *2,5* mm *Be*
Chips	$4 \times 300\,\mu m$ *Si, 1,5 mm Be*
Si–Ebenen	$4 \times 250\,\mu m$ *Si, 1,5 mm Be*
Al–Kappe	$2 \times 125\,\mu m$ *Al*

angenommen, ein Arm in einer Superlage sei mit vier einseitigen Siliziumzählern von $250\,\mu$m Dicke bestückt. Um die passive *guard ring*–Struktur zu berücksichtigen, ist nicht die gesamte Fläche des Zählers als sensitiv deklariert. Eingeschlossen sind außerdem die Auslesechips, die Haltearme in den äußeren Bereichen sowie die Aluminiumkappen, die den Zähler gegen das Tankvolumen schirmen. Die Annahmen über die Strahlungslängen sind konservativ. Man hat hier $1{,}8\,\%X_0$ senkrecht zur Zählerfläche. Das ist zu vergleichen mit der Dicke von $1{,}2\,\%X_0$ für die Quadranten des projektierten Systems. Die zugrundegelegte Materialverteilung ist in der Abbildung angegeben.
Das Magnetfeld im Silizium wird vernachlässigt. Die Simulation nimmt erst hinter dem Austrittsfenster des Tanks ein zylinderförmiges Volumen homogener Feldstärke an, dessen senkrechte Symmetrieachse im Zentrum des Magneten steht.

Treffererzeugung im Silizium

Treffen geladene Teilchen einen Siliziumzähler, so errechnet eine schnelle Simulation unmittelbar gemessene Koordinaten, d.h. Rohdatenerzeugung und Treffersuche werden übersprungen. Dabei werden makroskopischen Zählereigenschaften zugrundegelegt: die *intrinsische Auflösung* σ beschreibt die Messgenauigkeit des Zählers, die *Nachweiswahrscheinlichkeit* ε seine Sensitivität, und die *Zwillingsauflösung* Δx_z gibt an, wie nahe zwei Spuren einander kommen dürfen, um noch als separate Teilchen erkannt zu werden. Die Simulation nimmt an:

$$\begin{aligned} \sigma &= 12\,\mu\mathrm{m} \\ \varepsilon &= 0{,}95 \\ \Delta x_z &= 200\,\mu\mathrm{m} \end{aligned}$$

Diese Annahmen erfahren in Kapitel 4 Rechtfertigung. Die Treffererzeugung arbeitet damit wie folgt:

1. Man sortiert die Durchstoßpunkte zunächst in der zur Streifenrichtung senkrechten Koordinate m,

2. und löscht dann gemäß der Nachweiswahrscheinlichkeit ε eine (binomialverteilte) Anzahl von Treffern.

3. Punkte, die weniger als $|m_1 - m_2| = \Delta x_z$ separiert sind, werden zu nur einer Koordinate $m = (m_1 + m_2)/2$ verschmolzen. Das ist gerechtfertigt, weil die Grenze zwischen aufgelösten und nichtaufgelösten Zwillingstreffern sehr scharf verläuft (s. Kap. 4).

4. Alle verbliebenen Koordinaten verschmiert man nun mit der Detektorauflösung σ. Für verschmolzene Zwillingstreffer wird damit die Auflösung $\sigma_z = \Delta x_z/\sqrt{12} \oplus \sigma$, sofern man $\Delta m \stackrel{\mathrm{def}}{=} m_1 - m_2$ als gleichverteilt in $|\Delta m| < \Delta x_z$ annimmt.

Auf diese Weise erhält jede Siliziumebene einen Satz gemessener Koordinaten. Abbildung 3.2 zeigt die Messwerte eines typischen Ereignisses — Aufgabe der Mustererkennung ist nun, jene Teilchenspuren zu rekonstruieren, die dieses Treffermuster erzeugt haben.

3.2 Rekonstruktion

Ein idealer Detektor weist ein durchfliegendes Teilchen in jeder Ebene nach, die es berührt — ist die magnetische Feldstärke im gesamten Volumen Null, so liegen die Treffer exakt auf einer Geraden. In der Praxis wird das Abbild der Teilchenspur durch die begrenzte Ortsauflösung des Detektors und seine endliche Nachweiswahrscheinlichkeit unklar. Außerdem erfährt das Projektil in jeder Materieschicht eine leichte Änderung der Bewegungsrichtung, so dass dessen Pfad keine gerade Linie mehr ist. Wenn nun mehrere Teilchen dicht beisammen durch die Anordnung treten, so wird es oft schwierig zu entscheiden, ob ein Treffer dem Abbild dieses oder jenes Teilchens zugehört.
Es ist Aufgabe des Spurfindungsalgorithmus, aus der Gesamtheit aller Messungen M

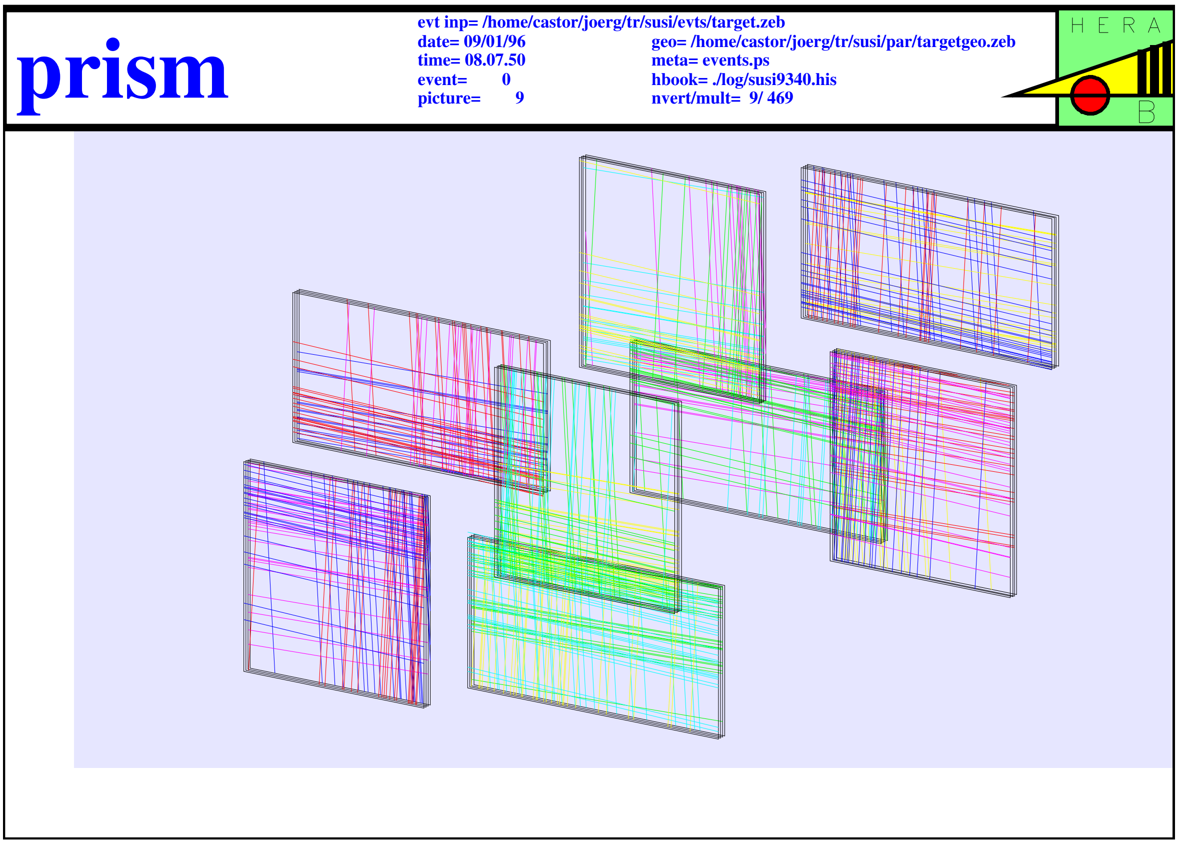


Abbildung 3.2: Rohdaten eines simulierten Ereignisses. Gezeichnet sind die jeweils vier Ebenengruppen der Superlagen 3 und 4. Die feinen, leicht gewinkelten Linien innerhalb der Ebenen entsprechen je einer gemessenen Koordinate.

jene Treffer auszusondern, die ein einzelnes Teilchen erzeugt hat, also eine möglichst disjunkte (wenig Fehlzuweisungen) und möglichst vollständige (hohe Trefferfindung) Überdeckung der Menge M zu finden. Spurrekonstruktionsmethoden lassen sich in *globale* und *lokale Verfahren* unterteilen. Die Vorschriften globaler Algorithmen beziehen sich stets auf die Gesamtheit von M: alle Messungen gehen auf gleiche Weise ein. Die Methoden verzerren das Ergebnis also nicht, sie sind erwartungstreu. Das gilt nicht für lokale Verfahren. Sie behandeln in einer begrenzten Raumregion nur einen oder wenige Spurkandidaten gleichzeitig, in der sie typischerweise mit einer kleinen Anzahl von Keimmessungen beginnen und in Folge weitere, mit den bisherigen Treffern kompatible Koordinaten auflesen. Schon weil man sich in jeder Region zunächst eine Spurhypothese verschafft, sind lokale Algorithmen nie erwartungstreu. Oft markieren diese Verfahren die Treffer erfolgreich erkannter Spuren, um sie als „benutzt“ im Weiteren gesondert zu behandeln; dann führen sie noch von zweiter Seite einen statistischen *bias* ein.
Andererseits erlauben lokale Methoden wegen ihres sequenziellen Charakters eine natürli-

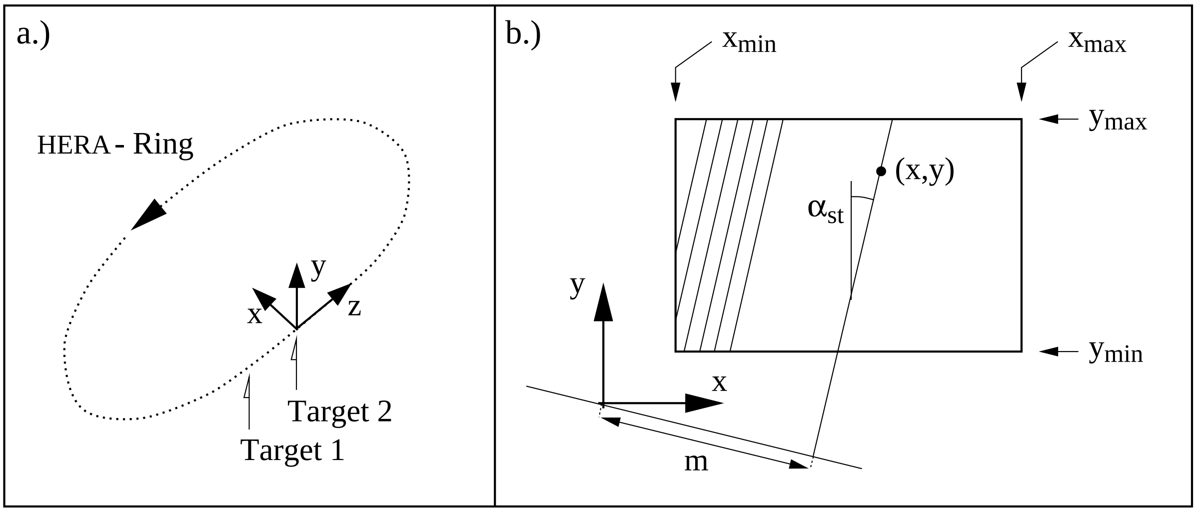


Abbildung 3.3: a.) Orientierung des HERA–B–Koordinatensystems. b.) Skizze der geometrischen Größen einer sensitiven Fläche.

che Behandlung von Vielfachstreuung; die analytisch richtige Behandlung mit einer globalen Mustererkennung ist viel schwieriger. Intuitiv erwartet man außerdem, dass sie sich in einer von hohen Spurdichten geprägten Umgebung robuster verhalten als die gängigen globalen Ansätze (Transformationsverfahren und thermodynamische Methoden). Mittlerweile gibt es gesonderte Untersuchungen, die diese Vermutung bestätigt haben [bor96, sch96]. Aus diesen Gründen wurde ein dreidimensionaler Spurfolgealgorithmus entwickelt.
Zunächst seien nun die notwendigen geometrischen Konventionen zusammengestellt. Der anschließende Abschnitt entwickelt die Mustererkennung im Detail, außerdem werden zwei Verfahren zur Verschmelzung der Spursegmente beider Rekonstruktionsteile angegeben. Ein letzter Abschnitt wird quantifizieren, wie gut die entwickelten Methoden gegenwärtig arbeiten.

3.2.1 Konventionen

Koordinatensystem. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Zentrum des Strahles an der Position des stromabwärts gelegenen Targets. Um ein rechtshändiges System zu haben, weist die x–Achse senkrecht zum Strahl ins Zentrum des Ringes, $\vec{e}_y$ zeigt nach oben und die z–Achse liegt in Strahlrichtung (s. Abb.3.3 a.)).

Sensitive Flächen. Die Kanten der Siliziumebenen liegen parallel zu $\vec{e}_x$ bzw. $\vec{e}_y$. Ihre Lage im Raum ist deswegen vollständig durch die z–Position z und die vier Zahlen $x_{\min}, x_{\max}, y_{\min}, y_{\max}$ festgelegt (s. Abb.3.3 b.)).

Die *sensitive Koordinate* m eines Vektors (x, y) sei definiert zu

$$m \;=\; x\cos\alpha_{\mathrm{st}} - y\sin\alpha_{\mathrm{st}}. \tag{3.1}$$

Der *Stereowinkel* α_{st} ist der mathematisch negativ gezählte Winkel zwischen $\vec{e}_y$ und der Streifenrichtung; m ist eine vorzeichenbehaftete Projektion von (x, y) auf die Richtung senkrecht zu den Streifen. Solange man die sensitive Koordinate stets gemäß 3.1 angibt, liegt der Stereowinkel nur modulo π fest.

Spurparameter Der Siliziumdetektor ist feldfrei. Als Spurmodell zwischen zwei Messpunkten schreibt man deswegen

$$p(z_0) = \begin{pmatrix} x(z_0) \\ y(z_0) \\ m_x \\ m_y \end{pmatrix}.$$

m_x, m_y sind die Steigungen in x bzw y. Die Ordinatenabschnitte hängen vom Orte der Auswertung z_0 ab.
Die Kovarianzmatrix der Spurparameter sei mit $\mathcal{C} \stackrel{\mathrm{def}}{=} \mathrm{cov}(p(z))$ bezeichnet.

3.2.2 Spurfindung im Siliziumdetektor

Die Mustererkennung arbeitet in drei Schritten. In der **Keimbildung** erzeugt sie zunächst Spurhypothesen $\vec{p}_0$, indem sie die Messungen im Detektor in systematischer Weise kombiniert. Die Zahl dieser *Keimvektoren* muss sehr hoch sein, um bei der endlichen Nachweiswahrscheinlichkeit alle rekonstruierbaren Spuren zu erfassen. In der nachfolgenden **Ausbreitung** werden die $\vec{p}_0$ durch den Detektor propagiert und neu berechnet, wenn sich entlang ihres Weges neue Messwerte finden. Ein Keimvektor wird dann zu einem *Spurkandidaten*, wenn er während seiner Ausbreitung genügend weitere Treffer gesammelt hat. Nicht alle Paare von Spurkandidaten sind miteinander verträglich, denn zuweilen haben sie zu viele Treffer gemein. Die **Spurselektion** wählt aus den unverträglichen Paaren die besten Spuren aus.

Keimbildung

Spurvektoren sind vierdimensional; man braucht deswegen vier Messungen in mindestens zwei Stereowinkeln, um einen Startvektor festzulegen. Formuliert in einer Programmiersprache liegen fünf verschachtelte Schleifen vor: eine über geeignete Gruppen von Ebenen und vier über die Treffer in jeder von ihnen.
Beim Festlegen der Ebenengruppen *(= Keimgruppen)* beachte man:

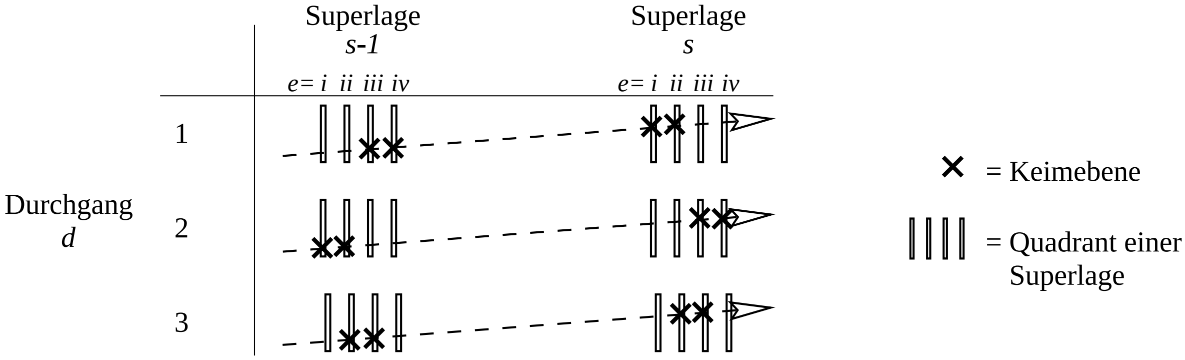


Abbildung 3.4: Skizze des Keimschemas. In drei Durchgängen kombiniert der Algorithmus Treffer, die aufeinanderfolgenden Superlagen entnommen werden. Verschiedene Durchgänge benutzen verschiedene Muster von Keimebenen.

- Liegt eine physikalisch interessante Spur in der geometrischen Akzeptanz, so muss es eine Keimgruppe geben, die sie erfasst, oder: es darf keinen Phasenraum geben, der nicht initialisiert werden kann.
- Die Keimgruppen sollten den Detektor sogar mehrfach abdecken, denn es mag sein, dass der Nachweis in einer der Ebenen fehlschlägt ($p_{\text{Nachweis}} = \varepsilon^4$!).
- Um die Varianz von $\vec{p}_0$ gering zu halten, sollten die Keimebenen genügend weit auseinanderliegen.

Die Wahl der Keimebenen ist immer ein Kompromiss zwischen einerseits der Vollständigkeit und andererseits der Rechenzeit. Mehr Keimebenen bedeuten aber auch eine Erschwernis für den abschließenden Selektionsschritt (s.u.), in der wachsenden Zahl der Kandidaten die Spuren zu finden.

Eine Skizze des implementierten Keimschemas zeigt Abbildung 3.4. Man halte zunächst die Superlage s fest und betrachte nur den Durchgang $d = 1$. Der Algorithmus wählt dann die Ebenen $e = \text{i}, \text{ii}$ bzw. $e = \text{iii}, \text{iv}$ aller Quadranten $q_i^{(s)}$ bzw. $q_j^{(s-1)}$ aus, die sich vom Target aus besehen überlappen. Variiert man nun s systematisch von $7 \ldots 2$, so erhält man eine vollständige Überdeckung der vollständigen geometrischen Akzeptanz für Spuren, die aus der Targetregion kommen.

Im zweiten und dritten Durchgang verändert man die Ebenen e, die man den Quadranten $q_i^{(s)}, q_j^{(s-1)}$ entnimmt. Sollte eine Spur wegen fehlender Treffer nicht bei $d = 1$ gefunden werden, so ist es sehr wahrscheinlich, sie im zweiten oder dritten Durchgang zu finden. Legt man $\varepsilon = 0,95$ zugrunde, so zeigt eine Rechnung, dass man eine Spur mit dem angegebenen Schema mit einer Sicherheit von $p_{\text{Keim}} = 97,1\,\%$ findet.

Da die Ebenen des Siliziumdetektors auf komplizierte Weise überlappen, bestimmt ein gesonderter Algorithmus die Keimgruppen für alle Superlagen s, Durchgänge d und Parametervektoren $\vec{p}_0$. Er tastet den Detektor mit „Strahlen“ ab, deren Ursprünge auf der

Targetstruktur liegen und merkt sich alle Kombinationen berührter Ebenen, die in ein vorgegebenes Muster $(s; e_1 \ldots e_4)$ passen. Für jeden Durchgang werden die Kombinationen absteigend in der z–Koordinate ihrer letzten Ebene sortiert und schließlich als Keimtabelle in eine Datei geschrieben.
Mit der Tabelle ist die Mustererkennung in der Lage, aus M geeignete Kombinationen von Treffern zu suchen. Es sei noch angegeben, wie sich der zugehörige Vektor $\vec{p}_0$ zur Geometrie und den gemessenen Koordinaten verhält. Bezeichnet man die Ebenen mit $i = 1 \ldots 4$, so notiert man

$$\begin{aligned} m_i &= x(z_i)\cos\alpha_{st,i} - y(z_i)\sin\alpha_{st,i} \\ &= p_1\cos\alpha_{st,i} - p_2\sin\alpha_{st,i} + p_3 z_i\cos\alpha_{st,i} - p_4 z_i\sin\alpha_{st,i} \\ &= (\cos\alpha_{st,i}, -\sin\alpha_{st,i}, z_i\cos\alpha_{st,i}, -z_i\sin\alpha_{st,i})^T \cdot \vec{p}, \\ \vec{m} &= \mathcal{M}\,\vec{p}, \end{aligned}$$

wobei $\vec{p}$ bei $z=0$ ausgewertet wird. Inversion von Hand liefert die Matrix $\mathcal{M}^{-1}$:

$$\vec{p} = \mathcal{M}^{-1}(z_1 \ldots z_4, \alpha_{\mathrm{st},1} \ldots \alpha_{\mathrm{st},4})\,\vec{m}\,.$$

Sie hängt auf komplizierte Weise von der Geometrie ab. Man kann sie bei der Programminitialisierung für jede Keimgruppe berechnen. Während der Laufzeit erhält man dann $\vec{p}_0$ aus einer einfachen Matrix–Vektor–Multiplikation.

Ausbreitung der Startvektoren

Die Keimbildung produziert im Mittel etwa 10^5 Startvektoren $\vec{p}_0$ pro Ereignis. Die meisten dieser Hypothesen sind natürlich kombinatorischer Unfug; man kann das prüfen, indem man entlang der von $\vec{p}_0$ vorgegebenen Richtung nach weiteren Treffern sucht. Das geschieht, indem man Parametervektor und Kovarianzmatrix zu einer Ebene bewegt, in der man einen Treffer erwartet. Im positiven Falle bedeutet die hinzugekommene Messung eine bessere Kenntnis von $\vec{p}$, man bewegt sich mit neuberechneten Werten weiter und sammelt auf diese Weise alle zu $\vec{p}_0$ gehörigen Treffer ein.
In Anlehnung an ein Struktogramm bezeichnet die Einrückungstiefe in der nachstehenden detaillierten Formulierung den Schachtelungsgrad der entsprechenden Anweisung.

0.) Selektiere mit der im vorigen Abschnitt beschriebenen Methode vier Keimmessungen aus M und berechne den Startvektor $\vec{p}_0(0)$.

- **1.)** Setze $\mathcal{C} = \infty$. Transformiere $\vec{p}_0$ zu der am weitesten vom Target entfernten Ebene, die noch berührt wird. Wegen der größeren Entfernung zum Strahl herrschen hier die reinsten Verhältnisse.

- **2.)** Lege einen *Spurzweig* (= eine Sub–Spur) für jeden Treffer an, der sich innerhalb eines Toleranzbereiches findet und berechne $\vec{p}$ und $\mathcal{C}$ mit dem entsprechenden

Messwert neu. Findet sich kein Treffer, so lege trotzdem einen Spurzweig an, lasse aber $\vec{p}$ und $\mathcal{C}$ unberührt.
Führe die folgenden zwei Schritte für jeden Zweig aus:

3.) Finde die nächste berührte Ebene heraus, wobei der aktuelle Wert von $\vec{p}$ als Spurhypothese dient, und transformiere $\vec{p}, \mathcal{C}$ an dessen z–Position. Gibt es keine weitere Ebene (=Teilchen hat Detektor verlassen), so fahre beim nächsten Spurzweig fort.

4.) Ist die aktuelle Ebene eine Keimebene, so bestimme $\vec{p}, \mathcal{C}$ mit dem Keimtreffer neu und ignoriere alle weiteren Messungen der Ebene. Andernfalls suche nach Treffern im Toleranzbereich.
Gibt es einen Treffer, so berechne $\vec{p}, \mathcal{C}$ neu. Gibt es mehr als einen Treffer, so erzeuge zusätzliche Spurzweige und berechne deren $\vec{p}, \mathcal{C}$ mit den entsprechenden Messwerten. Gibt es keinen Treffer, so prüfe, ob es nun zu viele aufeinander folgende Fehlstellen gibt ($> n_{\mathrm{F,max}}$?). Ist das der Fall, so fahre beim nächsten Zweig fort.

5.) Aus einem Startvektor haben sich nun verschiedene Spurzweige entwickelt. Verwerfe alle Zweige, die bestimmten Selektionskriterien nicht genügen, suche aus den verbleibenden den besten heraus und merke ihn als Spurkandidat.

zurück zu 0.), falls es weitere Keime zu prozessieren gibt.

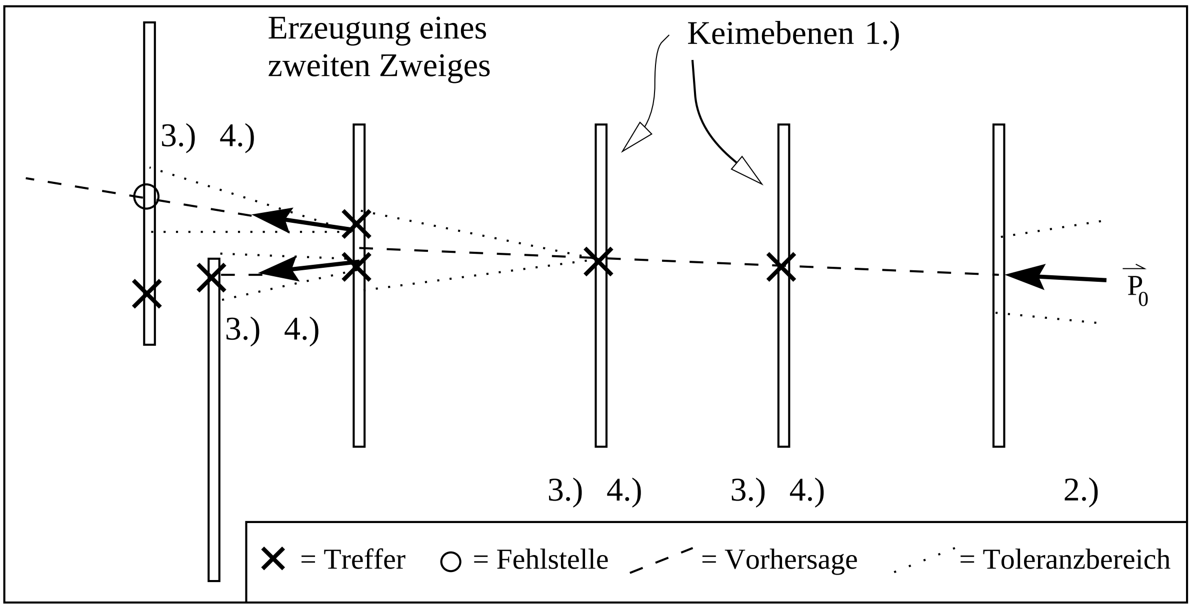


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Ausbreitung eines Startvektors $\vec{p}_0$. Die Zahlen entsprechen den Verfahrensschritten aus dem Text.

Der Transport von Spurvektor und Kovarianzmatrix und ihre Neuberechnung beim Hinzugewinn von Information ist als Kalman–Filter implementiert. Der Terminus ‚Kalman–Filter' bezeichnet einen Satz von Methoden [kal60], die optimale Schätzungen der Parameter dynamischer Systeme angeben, deren Zeitentwicklung einem Prozessrauschen unterliegt. Nachdem er ursprünglich in der Wehrtechnik zur Lenkung von Flugkörpern eingesetzt wurde, hat der Kalman–Filter schnell einen weiten Kreis auch ziviler Anwendungen gefunden [cru74, coh81, fru87]. Hier seien jedoch nur die tatsächlich implementierten Formeln zusammengestellt.

In den *Transportgleichungen* sind einfach die Transformationen des Vektors $\vec{p}$ und seiner Streuung $\mathcal{C} = <(\vec{p} - <\vec{p}>) \cdot (\vec{p} - <\vec{p}>)^T>$ in Matrixform notiert:

$$\vec{p}_i,\ \mathcal{C}_i \ \longmapsto\ \vec{p}_f = \mathcal{F}_{if}\,\vec{p}_i,\quad \mathcal{C}_f = \mathcal{F}_{if}\,\mathcal{C}_i\,\mathcal{F}_{if}^T,\quad \text{wobei} \tag{3.2}$$

$$\mathcal{F}_{if} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & z_i - z_f & 0 \\ 0 & 1 & 0 & z_i - z_f \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Da das verwendete Spurmodell in x, y linear ist, gilt 3.2 exakt. Bei komplizierteren Kurvenformen versucht man eine Koordinatentransformation zu finden, die möglichst linear ist und entwickelt das Spurmodell zwischen i und f in erster Ordnung. Das Prozessrauschen ist im Falle der Spurfindung die Vielfachstreuung am Orte i. Eine schnelle Methode, deren Verschmierungseffekt in $\mathcal{C}$ aufzunehmen besteht darin, den mittleren quadrierten Knickwinkel $\vartheta_{\mathrm{vs}}^2 = (0.0136\,[\mathrm{GeV}]/\beta c p)^2 \cdot x_i/X_0$ auf $\mathcal{C}_{f,33}$ und $\mathcal{C}_{f,44}$ zu addieren.* Nun gibt es im Silizium keine Information über den Impuls der Spur. Deswegen nimmt der Algorithmus an, dass $p = \mathit{const.} = <p>$ für alle Spuren, wobei $<p>^{-1} \stackrel{\text{def}}{=} <1/p>$. Man vollzieht die Mittelung über alle rekonstruierten Spuren.

Angenommen, am Orte f liegt ein neuer Treffer vor. In Schritt **2.)** und **4.)** addiert man ihn zum Spurzweig: $\vec{p}$ und $\mathcal{C}$, die die Information aller bisherigen Messungen tragen, werden mit dem neuen Wert gefiltert. Die *Filtergleichungen* lauten

$$\vec{p}_{f,\mathrm{filt}} = \vec{p}_f + \mathcal{K}\,(m - \mathcal{H}\,\vec{p}_f) \tag{3.3}$$

$$\mathcal{C}_{f,\mathrm{filt}} = (1 - \mathcal{K}\,\mathcal{H})\,\mathcal{C}_f,\ \text{wobei} \tag{3.4}$$

$$\begin{array}{lll} \mathcal{K} & \stackrel{\text{def}}{=} (\sigma_f^2 + \mathcal{H}\,\mathcal{C}_f\,\mathcal{H}^T)^{-1} \cdot \mathcal{C}_f\,\mathcal{H}^T & \textit{(„Kalman gain matrix")} \\ \mathcal{H} & \stackrel{\text{def}}{=} (\cos\alpha_{st,f},\ -\sin\alpha_{st,f},\ 0,\ 0) & \text{(Projektor auf sens. Koordinate)} \end{array}$$

Als χ^2–Beitrag im Filterschritt hat man

$$\begin{array}{lll} \Delta\chi^2 & = r^2/R & \\ r & \stackrel{\text{def}}{=} m - \mathcal{H}\,\vec{p}_f & \text{(Residuum)} \\ R & \stackrel{\text{def}}{=} (1 - \mathcal{H}\mathcal{K})\,\sigma_f^2 & \text{(Kov.–Matrix der Messwerte),} \end{array}$$

*Da Vielfachstreuung Korrelationen zwischen den Winkeln erzeugt, ist dies eine Näherung. Die exakte Formulierung ergibt aber nur kleine Korrekturen und kostet deutlich mehr Rechenzeit, woran ab einer gewissen Schachtelungstiefe gespart werden sollte.

wobei σ_f die Messgenauigkeit von m ist.
In Gleichung 3.3 findet man eine Verbindung zur Regelungstheorie: die Differenz zwischen Führungsgröße ($\vec{p}_f$) und Regelgröße (m) erzeugt über den Regler $\mathcal{K}$ eine Regeldifferenz ($\vec{p}_{f,\mathrm{filt}} - \vec{p}_f$). Man erkennt weiter, dass das sukzessive Vorgehen der lokalen Methode automatisch für eine niedrigere Gewichtung der älteren Messungen sorgt, die ja wegen der Knickwinkel zunehmend an Einfluss verlieren müssen. Bei der letzten Messung m_F erhält man die optimale Abschätzung der Spurparameter: $\vec{p}(z_F)$ ist der Schätzwert geringster Varianz aus allen linearen Verfahren (o.B.). Der Kalman–Filter eignet sich also auch für die Spur*anpassung* und wird im folgenden Abschnitt dafür verwendet.

Ist die Messung bei f addiert worden, soll $\vec{p}$ zur nächsten durchstoßenen Ebene transportiert werden. Nun kann ein Teilchen in einer Ebene f nur eine kleine Zahl nächster Ebenen f' durchfliegen. Es wäre Zeitverschwendung, jeden stromaufwärts von f gelegenen Detektor auf Berührung zu prüfen. Die *Navigationstabellen* stellen deswegen für alle Ebenen f die Ebenen $\{f'\}$ zur Verfügung, die von f erreicht werden können. Die f' sind nach absteigenden z sortiert. Die Navigationstabellen erzeugt derselbe Algorithmus, der weiter oben die Keimtabellen errechnet hatte.
In der Ebene f' wird nach einem Treffer gesucht, der in einem Toleranzbereich Δm um die vorhergesagte Koordinate m_{vor} liegen muss. Es stellt sich heraus, dass eine simple Toleranzfunktion robuster gegen vorausgegangene Fehlzuweisungen ist, als wenn man Δm nach $\mathcal{H} \cdot (\mathcal{C}_{11}, \mathcal{C}_{22})$ skalierte. Sie benutzt die Differenz z_l zur letzten Messung der aktuellen lokalen Koordinate:

$$\Delta m = \begin{cases} \Delta m_{\mathrm{min}} & \text{falls } (z_l - z)t_m \leq \Delta m_{\mathrm{min}} \\ (z_l - z)t_m & \text{falls } \Delta m_{\mathrm{min}} < (z_l - z)t_m < \Delta m_{\mathrm{max}} \\ \Delta m_{\mathrm{max}} & \text{falls } (z_l - z)t_m \geq \Delta m_{\mathrm{max}} \end{cases}$$

$m_{\mathrm{min}}, m_{\mathrm{max}}$ und t_m sind Konstanten des Algorithmus und werden empirisch bestimmt. Die Schritte **1.)**. . . **4.)** haben nun einen Satz von Spurzweigen erstellt. Die absoluten Schnitte aus Schritt **5.)** sind:

- Ein Zweig muss eine minimale Anzahl von Treffern n_{min} besitzen.
- Die Zahl der Fehlstellen n_f darf nicht größer sein als ein Wert $n_{f,\mathrm{max}}(n_{\mathrm{th}})$, der von der theoretischen Anzahl von Treffern $n_{\mathrm{th}} = n + n_f$ abhängt. Die Funktion $n_{f,\mathrm{max}}(n_{\mathrm{th}})$ wurde mit der Forderung bestimmt, dass die Wahrscheinlichkeit, wenigstens n_f Fehlstellen in n_{th} Ebenen zu haben, kleiner als 1 % ist. $n_{f,\mathrm{max}}$ kann damit leicht aus der Binomialverteilung abgeleitet werden.
- Die *Spurqualität*

  $$Q \stackrel{\mathrm{def}}{=} n - f_f n_f - f_{\chi^2}\chi^2 \tag{3.5}$$

  misst die Güte einer Spur in Einheiten von Treffern. Sie darf nicht unter einem bestimmten Wert Q_{min} liegen. f_f und f_{χ^2} werden empirisch bestimmt.

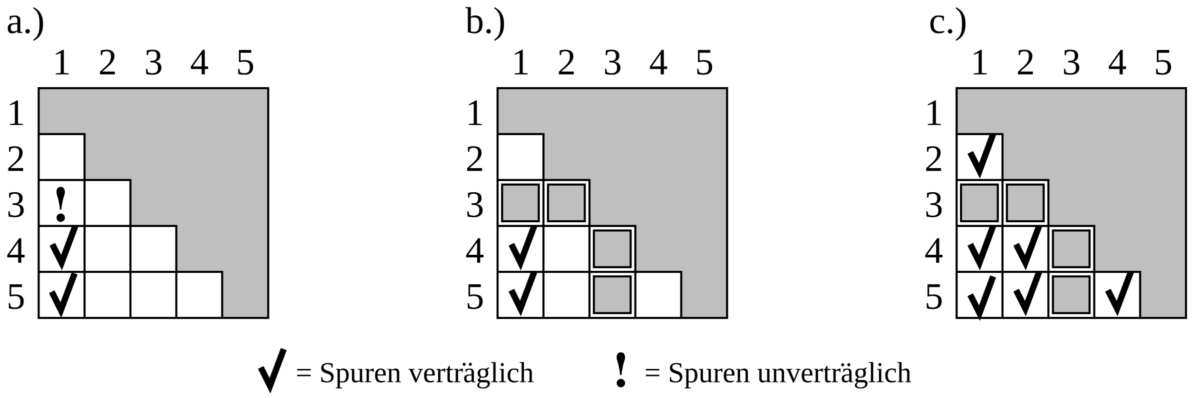


Abbildung 3.6: Veranschaulichung des Markierungsschemas der Paare beim Eins–zu–n–Vergleich.

Es sei angemerkt, dass die Qualitätsfunktion wegen des χ^2–Termes Spuren mit hohen Impulsen bevorzugt.

Nach diesen unbedingten Kriterien vergleicht Schritt **5.)** die verbliebenen Zweige in ihrer Qualität und übernimmt nur den besten als einen Spurkandidaten.

Auf diese Weise wird für einen Durchgang d ein Satz von Spurkandidaten errechnet. Bevor das Programm den nächsten Durchgang behandelt, führt es den Selektionsschritt aus.

Selektion der Spuren

Die Kandidaten sind oft nicht miteinander vereinbar, weil sie zu viele Treffer teilen. Zwei Spuren heißen *unverträglich*, wenn gilt

$$r_{\mathrm{g}} \stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{2n_{\mathrm{g}}}{n_1 + n_2} \;\geq\; r_{\mathrm{g,max}} \, .$$

n_{g} ist die Anzahl gemeinsamer Treffer. Ein hoher Grad an Ähnlichkeit kann auftreten, wenn zwei Keimgruppen dieselbe Spur erfassen, oder wenn zwei Teilchen entlang einer Koordinate nur wenig separiert sind.

Man muss nun feststellen, welche Paare von Spuren unverträglich sind und daraus die schlechteren entfernen. Es bleiben dann rekonstruierte Spuren des Durchgangs d übrig. Es wurden zwei Methoden geprüft:

Eins–zu–n – Vergleich. Der Algorithmus berechnet r_g für ein beliebiges Paar. Stellt es sich als unverträglich heraus, verwirft er den Kandidaten, dessen Qualität nach Glg. 3.5 geringer ist (vgl. Abb. 3.6). Ändert man die Nummerierung der Kandidaten, sind im Prinzip andere Selektionsergebnisse zu gewärtigen: das Verfahren ist nicht erwartungstreu.

n–zu–n – Vergleich. Zunächst wird r_g für alle $n(n-1)/2$ Paare berechnet. Diese werden in r_g sortiert. Man beginnt nun beim größten r_g und entfernt aus allen unverträglichen Paaren einen Kandidaten. Diese Methode ist erwartungstreu.

Der zuletzt angeführte Algorithmus sollte im Prinzip überlegen sein, weil er die gesamte verfügbare Information verwendet. In der Praxis haben jedoch beide Verfahren dieselbe Selektionsqualität; mit dem gegenwärtigen Ausbreitungsalgorithmus verliert man in beiden Fällen etwa 1,5 % der wahren Spuren, die in den Kandidaten enthalten waren. In *SUSi* wird deswegen der schnellere Eins–zu–n – Vergleich verwendet.

Treffermarkierung

Viel CPU–Zeit wird gebraucht, um die enorme Zahl von Startvektoren zu handhaben ($n_{\mathrm{Keim}} \sim n^4_{\mathrm{Spur}}$!). Es wäre sehr effektiv, die Treffer der rekonstruierten Spuren eines Durchgangs einfach zu löschen. Andererseits bedeutet das Entfernen von Messungen immer einen Informationsverlust. Es erwies sich angesichts dieser widersprüchlichen Forderungen als guter Kompromiss, die benutzten Messwerte zu markieren und sie im Weiteren nicht mehr als Keimtreffer zu verwenden. Wenn sie nach der Transformation eines Vektors $\vec{p}$ innerhalb der Toleranzregion liegen, werden sie jedoch verwendet.

Die Spurfindung im Silizium ist damit beendet. Im nächsten Abschnitt werden die rekonstruierten Segmente aus dem Silizium und dem Hauptspursystem zu detektorweiten Trajektorien verknüpft.

3.2.3 Spurassoziation

Die Unabhängigkeit der Mustererkennungen vor und hinter dem Magneten ist, wie eingangs erwähnt, das grundlegende Merkmal der Spurrekonstruktion bei HERA–*B*. Die Redundanz macht wahrscheinlicher, dass auch bei hohen Multiplizitäten die vielen Messungen der Spursysteme entflochten werden können. Allerdings müssen Methoden entwickelt werden, die aus dem Mehr an Information tatsächlich Vorteil ziehen.
Ein notwendiger Schritt auf diesem Weg ist, die im Silizium gefundenen Spuren mit denen der Rekonstruktion hinter dem Magneten zu verbinden. Die Spurverschmelzung funktioniert, kurz gefasst, wie folgt:

1. Transformiere alle vor und hinter dem Magneten gefundenen Spursegmente zur Referenzebene; diese liegt im Austrittsfenster des Vertextanks.

2. Segmente aus verschiedenen Hälften werden zu einem Vektor $\vec{p}_s$ verschmolzen. Das Paar wird assoziiert, wenn $\vec{p}_s$ im Rahmen der Fehler nicht zu sehr von den ursprünglichen Spuren abweicht.

Dieser Abschnitt stellt Methoden vor, die die Verschmelzung mit guten Resultaten vornehmen. Der obigen Skizze folgend sei erst die Transformation 1.), anschließend die Assoziation 2.) diskutiert.

Anpassung

Ziel ist, die Spurparameter an der Referenzposition zu errechnen. In einem naiven Ansatz transformiert man nach der letzten Messung $\vec{p}(z_F)$ mit der Transportgleichung 3.2 zur z–Position des Austrittsfensters z_a. Jedoch behandelt dieses Vorgehen die Vielfachstreuung falsch, denn die Kenntnis der Spurparameter ist bisher nur bei z_F optimal.
Zwei mögliche Methoden sind die Kalman–Glättung und der Rückwärts–Filter. Die

Kalman–Glättung stellt den wohl generellsten Formalismus dar, eine Spuranpassung vorzunehmen. Er liefert die linearen Schätzungen geringster Streuung an jedem Punkt der Trajektorie. Man hat die folgenden Rekursionsgleichungen:

$$
\begin{array}{lcll}
\vec{p}_k^{\,n} & = & \vec{p}_k^{\,k} + \mathcal{A}_k(\vec{p}_{k+1}^{\,n} - \vec{p}_{k+1}^{\,k}) & \text{„geglätteter“ } \textit{(smoothed)} \text{ Par.–vektor,} \\
\mathcal{C}_k^n & = & \mathcal{C}_k^k + \mathcal{A}_k\,(\mathcal{C}_{k+1}^n - \mathcal{C}_{k+1}^k)\mathcal{A}_k^T & \text{gegl. Kovarianzmatrix, wobei} \\
\mathcal{A}_k & \stackrel{\text{def}}{=} & \mathcal{C}_k^k \mathcal{F}_k^T (\mathcal{C}_{k+1}^k)^{-1} & \text{„}\textit{smoother gain matrix}\text{“.}
\end{array}
$$

Die χ^2–Beiträge werden

$$
\begin{array}{lcll}
\Delta\chi^2_{n,k} & = & (\vec{r}_k^{\,n})^T (R_k^n)^{-1}\, \vec{r}_k^{\,n} & \text{gegl. } \chi^2\text{–Beitrag} \\
\vec{r}_k^{\,n} & = & m_k - \mathcal{H}_k \vec{p}_k^{\,n} & \\
R_k^n & = & \sigma_k - \mathcal{H}_k\, \mathcal{C}_k^n\, \mathcal{H}_k^T\,. &
\end{array}
$$

x_k^n, $(n = \vec{p}, \mathcal{C}, \delta\chi^2, r, R)$ bezeichnet die jeweilige Größe ausgewertet an der Stelle z_k, wenn man die Information aller Messungen bis zu z_n benutzt. $\{x_k^k \mid k \leq n\}$ ist also die „Geschichte“ der gefilterten Größen aus dem vorangegangenen Lauf durch den Kalman–Filter, und $\{x_{k+1}^k \mid k < n\}$ ist die der Vorhersagen. Die Glättung beginnt natürlich mit $n = k$ und liefert dann nacheinander $x_{n-1}^n, x_{n-2}^n, \cdots, x_1^n$. Das sind die optimalen Abschätzungen unter Einbeziehung aller Messungen.
Es sei bemerkt, dass die χ^2–Beiträge jetzt sinnvoll werden. Man hat also an dieser Stelle die Möglichkeit, auf effektive Weise Fehlzuordnungen der Mustererkennung zu entfernen. In der Praxis ist die Kalman–Glättung allerdings numerisch nicht einfach zu handhaben. Verzichtet man aus Geschwindigkeitsgründen auf das Rechnen in doppelter Fließkommagröße, so führen insbesondere die vielen Rechenschritte bei der Inversion von $\mathcal{A}$ Ungenauigkeiten ein.

Beim **Rückwarts–Filter** setzt man einfach $\vec{p}_0 = \vec{p}(z_F)$ und führt die Schritte des Kalman–Filters in umgekehrter Richtung durch. Nach der letzten (vormals ersten) Messung besteht dann wieder optimale Kenntnis von $\vec{p}$ und $\mathcal{C}$. Die χ^2–Beiträge der einzelnen Schritte sind allerdings sinnlos.
Zwar ist der Rückwärts–Filter der Glättung analytisch äquivalent, sofern nur die letzte Schätzung interessant ist. Doch liefert der einfache Filter wegen der geringeren Zahl an Rechenschritten genauere Werte. Er ist außerdem schneller und auch weniger speicherintensiv, denn die Mustererkennung muss nicht die Geschichte der gefilterten Größen

notieren. Zur Transformation auf die Referenzfläche wird deswegen letztgenannte Methode verwendet.

Es bleiben noch die Spuren jenseits des Magneten zu transformieren. Wenn die Mustererkennung im Hauptspursystem beendet ist, liegen die gefundenen Spuren am Ende des Magneten, kurz hinter der felddurchsetzten Zone vor. Die Transformationsroutine führt nun eine ideale Mustererkennung durch: indem sie nur Treffer verwendet, die vom entsprechenden Monte–Carlo – Teilchen (mit)erzeugt wurden, transformiert sie $\vec{p}, \mathcal{C}$ auf Helixsegementen durch das Feld. Die verwendeten Spurparameter und eine kurze Diskussion typischer Probleme finden sich in [man95b]. Wenn die Spursegmente die Referenzfläche erreicht haben, werden sie mit denen des Siliziums verknüpft.

Assoziation

Möchte man zwei Vektoren $\vec{p}_1, \vec{p}_2$ mit Streuungen $\mathcal{C}_1, \mathcal{C}_2$ zu einem mittleren Vektor $<\!\vec{p}\!>$ verschmelzen, so lautet der χ^2–Ansatz

$$\chi^2 = \Delta\vec{p}_1^{\,T}\, \mathcal{C}_1\, \Delta\vec{p}_1 + \Delta\vec{p}_2^{\,T}\, \mathcal{C}_2\, \Delta\vec{p}_2\,, \tag{3.6}$$

wobei $\Delta\vec{p}_i \stackrel{\text{def}}{=} \vec{p}_i - <\!\vec{p}\!>$. Die Minimumsbedingung $\nabla_{<\vec{p}>}\chi^2 = 0$ führt schließlich auf

$$<\!\vec{p}\!>_{\text{min}} = (\mathcal{C}_1^{-1} + \mathcal{C}_2^{-1})^{-1}(\mathcal{C}_1^{-1}\,\vec{p}_1 + \mathcal{C}_2^{-1}\,\vec{p}_2)\,,$$

was einfach ein gewichtetes Mittel darstellt. Das Verschmelzungs–χ^2 lässt sich benutzen, um die Hypothese zu prüfen, dass zwei Spursegmente vom selben Teilchen verursacht wurden. Um die beste Assoziationsstrategie zu finden, werden zwei Methoden verglichen, die einige Ähnlichkeit mit den Algorithmen der Kandidatenselektion haben:

im Verfahren des **nächsten Nachbarn** berechnet man für ein gegebenes Spursegment das Verschmelzungs–χ^2 mit allen Segmenten des komplementären Spursystems. Kombinationen mit $\chi^2 > \chi^2_{\text{max}}$ werden verworfen. χ^2_{max} ist ein Parameter des Algorithmus. Man assoziiert das beste verbleibende Paar zu einer globalen Spur, und die beiden Segmente werden als gebraucht markiert. Die Methode ist nicht erwartungstreu.
In der n–**zu**–n – **Verknüpfung** berechnet man das χ^2 aller Paare, sortiert und entfernt solche, deren χ^2 größer als χ^2_{max} ist. Man beginnt nun beim besten χ^2, und falls nicht eines der betrachteten Segmente schon benutzt wurde, verknüpft und markiert man sie. Diese Methode ist erwartungstreu.

Beide Algorithmen arbeiten sehr gut und haben dieselbe Assoziationsqualität. Wie bei der Spurselektion wird deswegen der schnellere Algorithmus des nächsten Nachbarn benutzt.

3.2.4 Qualität der Algorithmen

Dieser Abschnitt benennt Termini, mit denen die Qualität von Mustererkennung und Spurassoziation erfasst werden kann, und gibt dann die Werte der zentralen Prüfgrößen für den gegenwärtigen Stand der Rekonstruktion an.

Mustererkennung

Speziell ist eine wohldefinierte Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Teilchen interessant, die eigentlich gefunden werden sollten. Die Festlegung der erkennbaren Spuren macht von der geometrischen Akzeptanz und der Qualität der Instrumentierung unabhängig. Ein Teilchen heiße *Referenzteilchen*, wenn es die folgenden Eigenschaften hat:

- Es hat in wenigstens drei Silizium–Superlagen jeweils wenigstens einen Treffer. Ferner soll die Trajektorie in $\alpha_{\mathrm{st}} = (90 \pm 2,5)^\circ$ und $\alpha_{\mathrm{st}} = (0 \pm 2,5)^\circ$ wenigstens einfach überbestimmt sein, d.h. in x bzw. y sollen wenigstens drei Treffer sein.

- Der Impuls ist $\geq 2\,\mathrm{GeV}$.

- Es ist nicht durch Photon–Konversion entstanden.

Das dritte Kriterium weist nicht relevante Teilchen zurück, das zweite solche, die stark gestreut werden, † und das erste ungenügend nachgewiesene oder außerhalb der Akzeptanz liegende Spuren. Im Mittel setzen 105 Teilchen pro Ereignis im Silizium einen Treffer, darunter sind etwa 40 rekonstruierbare Spuren.
Eine Spur aus der Rekonstruktion enthält i. Allg. Fehlzuweisungen, also Messwerte, die auf ein anderes Teilchen zurückgehen als jenes, das die Majorität der Treffer stellt. Letztgenanntem wird die Spur zugesprochen, und sie gilt als *richtig rekonstruiert*, wenn gilt

$$f_m \stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{n_m}{n} \;\geq\; f_{m,\mathrm{min}} = 0.7\,. \tag{3.7}$$

n_m zählt die Treffer des zugeordneten Teilchens, n ist deren Gesamtzahl. Ein Zwillingstreffer zählt natürlich für mehr als ein Teilchen.
Die Wahrscheinlichkeit, eine Referenzspur in einem gegebenen Ereignis i richtig zu rekonstruieren, ist $\varepsilon_i \stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{n_{R,i}^{\mathrm{rek}}}{n_{R,i}}$, wenn man die Zahl der Referenzspuren mit $n_{R,i}$ benennt und $^{\mathrm{rek}}$ für ‚rekonstruiert' gesetzt wird. Prozessiert man N Ereignisse, so ist die *mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit*

$$\varepsilon \stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{\sum \varepsilon_i}{N}$$

ein Maß für die Güte des Algorithmus. Eine andere wichtige Größe ist die Rate scheinbarer Spuren, d.h. solcher, die das Kriterium 3.7 nicht erfüllen. Wie oben sei die *Geisterrate* als Mittelwert

$$\varepsilon_g \stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{\sum \frac{n_{g,i}}{n_i}}{N}$$

definiert. n_i steht für die Zahl rekonstruierter, $n_{g,i}$ für die Zahl falsch zugeordneter Spuren. — Der Anteil richtig rekonstruierter Spuren, die aber nicht als Referenzteilchen

†Diese Kriterien dienen auch zur Referenzspurdefinition in der Rekonstruktion im Hauptspursystem [man95a].

eingestuft wurden, ist ein Maß dafür, wie restriktiv die Definition der Referenzspuren ist. Wie bei der Geisterrate definiert man die *Extrarate*

$$\varepsilon_x \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sum \frac{n_{x,i}}{n_i}}{N}.$$

Bei der Bestimmung obiger Werte lief die Mustererkennung mit folgenden Parametern:

Parameter der Mustererkennung:				
	Größe		Zweck	Referenz
Toleranzbereich:	$m_{\min}$	$60\,\mu$m	min. Größe d. Bereiches	S. 54
	$m_{\max}$	$500\,\mu$m	max. Größe d. Bereiches	"
	t_m	2 mrad	Öffnungswinkel des Toleranzkonus	"
	$n_{\max}$	3	max. Zahl akzeptierter Zweige im Bereich	"
Spurqualität:	f_f	0.2	Gewicht einer Fehlstelle	S. 54
	f_{χ^2}	0.1	Gewicht des χ^2	"
	$Q_{\min}$	8	Mindestqualität eines Spurzweiges	"
Sonstiges :	r_g	0.3	Maximal tolerierter Gleichheitsgrad	S. 55
	$n_{\mathrm{F},\max}$	2	max. # benachb. Fehlstellen	S. 52
Assoziation:	$\chi^2_{\max}$	500	max. Verschmelzungs–χ^2	S. 58

Mit diesen Zahlen und der Programmversion *SUSi*–01–04 wurden zweihundertfünfzig Ereignisse prozessiert. Man erhält:

$$\boxed{\begin{aligned} \varepsilon &= 91{,}6\,\% \\ \varepsilon_g &= 8{,}7\,\% \\ \varepsilon_x &= 25{,}0\,\% \end{aligned}}$$

Das ist eine gute Spurfindungswahrscheinlichkeit und eine sehr niedrige Geisterrate. Es sei bemerkt, dass selbst zwei– oder dreimal mehr Scheinspuren für die Trigger kein Problem darstellen, da sie, in die Targetebene projiziert, sehr weit streuen. Stellt man die Parameter des Algorithmus nun weniger restriktriv ein, so wird sich die Geisterrate erhöhen, aber auch die Spurfindungswahrscheinlichkeit. Systematische Studien zum Algorithmus–*tuning* wurden jedoch nicht vorgenommen.
Interessant ist außerdem, wie gut die Leptonen und Pionen aus dem goldenen Zerfall

$B^0 \to J/\psi K_S^0 \to l^+ l^- \, \pi^+ \pi^-$ erkannt werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Mutterteilchen B^0, J/ψ, K_S^0 werden unter Herausrechnung der geometrischen Akzeptanz bestimmt. So wird das J/ψ als rekonstruierbar angesehen, wenn π^+ und π^- rekonstruierbar sind. Man findet

<table>
<tr><td>$\varepsilon_{l^+} = 92{,}1\,\%$ (140)</td><td rowspan="2">$\varepsilon_{J/\psi} = 87.7\,\%$ (115)</td><td rowspan="4">$\varepsilon_{B^0} = 72.2\,\%$ (18)</td></tr>
<tr><td>$\varepsilon_{l^-} = 92{,}1\,\%$ (140)</td></tr>
<tr><td>$\varepsilon_{\pi^+} = 85.8\,\%$ (33)</td><td rowspan="2">$\varepsilon_{K_S^0} = 73.9\,\%$ (23)</td></tr>
<tr><td>$\varepsilon_{\pi^-} = 78.2\,\%$ (27)</td></tr>
</table>

Größe = Wert (Zahl beitragender Ereignisse)

Es gilt $\varepsilon_{l^+}\varepsilon_{l^+} < \varepsilon_{J/\psi}$. Die Wahrscheinlichkeiten, ein l^+ bzw. ein l^- zu finden sind nicht unabhängig. Dasselbe gilt für $\varepsilon_{K_S^0}$ und ε_{B^0}.
Die Pionen werden weniger leicht erkannt als die Leptonen. Der Grund ist, dass das K typischerweise weit entfernt vom Primärvertex zerfällt ($\gamma c\tau \simeq 60\,\mathrm{cm}$) und die Pionen deswegen weniger Treffer haben. Außerdem führt der Algorithmus einen leichten Malus für Spuren ein, die inmitten der sensitiven Flächen aufhören.
Ein Ereignis mit fünf überlagerten Wechselwirkungen ist in Fig. 3.7 abgebildet.[‡] Die obere Hälfte zeigt die Siliziumebenen in der xz–Ansicht; die geladenen Monte–Carlo–Spuren sind eingezeichnet. An mehreren Orten finden Sekundärwechselwirkungen statt, die entstehenden Teilchen verlassen ihren Entstehungsort unter hohen Winkeln. Der untere Teil des Bildes ist eine Ausschnittsvergrößerung. Hier sind die Durchstoßpunkte der Teilchen mit Punkten markiert, und rekonstruierte Spuren sind zwischen den ihnen angehörigen Treffern dunkel nachgezogen. In diesem Ereignis hat *SUSi* alle Referenzspuren gefunden; die mit ‚g' bezeichnete Spur ist ein Geist.

Schließlich sei noch angegeben, wie genau der Ursprungsort eines Teilchens erkannt wird. Das *Vertex–Residuum* $\vec{r}$ ist der Abstand zwischen der extrapolierten Spur und dem wahren Vertex:

$$\vec{r} \;=\; \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix} \;\stackrel{\text{def}}{=}\; \tilde{\vec{x}}_{\text{Vtx}} - \left[\, (z - \tilde{z}_{\text{Vtx}}) \begin{pmatrix} p_3(z) \\ p_4(z) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p_1(z) \\ p_2(z) \end{pmatrix} \right].$$

$\tilde{\vec{x}}$ und $\tilde{z}$ bezeichnen die wahren Koordinaten des Produktionsvertex. Die endgültige Vertexauflösung ist besser als die Streuung von $\Delta\vec{x}$; sie hängt von der Topologie der $\vec{p}_i$ und den Fehlermatrizen $\mathcal{C}_i$ ab; i bezeichnet alle Spuren, die dem Vertex zugewiesen wurden. Eine exakte Bestimmung erfordert also eine Vertexfindung und –anpassung. Es gibt gegenwärtig noch keine Anbindung von *SUSi* an solche Algorithmen.
Um aber einen Vergleich mit Kapitel 2 zu ermöglichen, ist in Abb.3.8 die Verteilung von Δx eingetragen, und zwar in a.) für alle rekonstruierten Spuren und in b.) für die

[‡]Ich danke R. Mankel für das Visualisierungsprogramm *PRISM*.

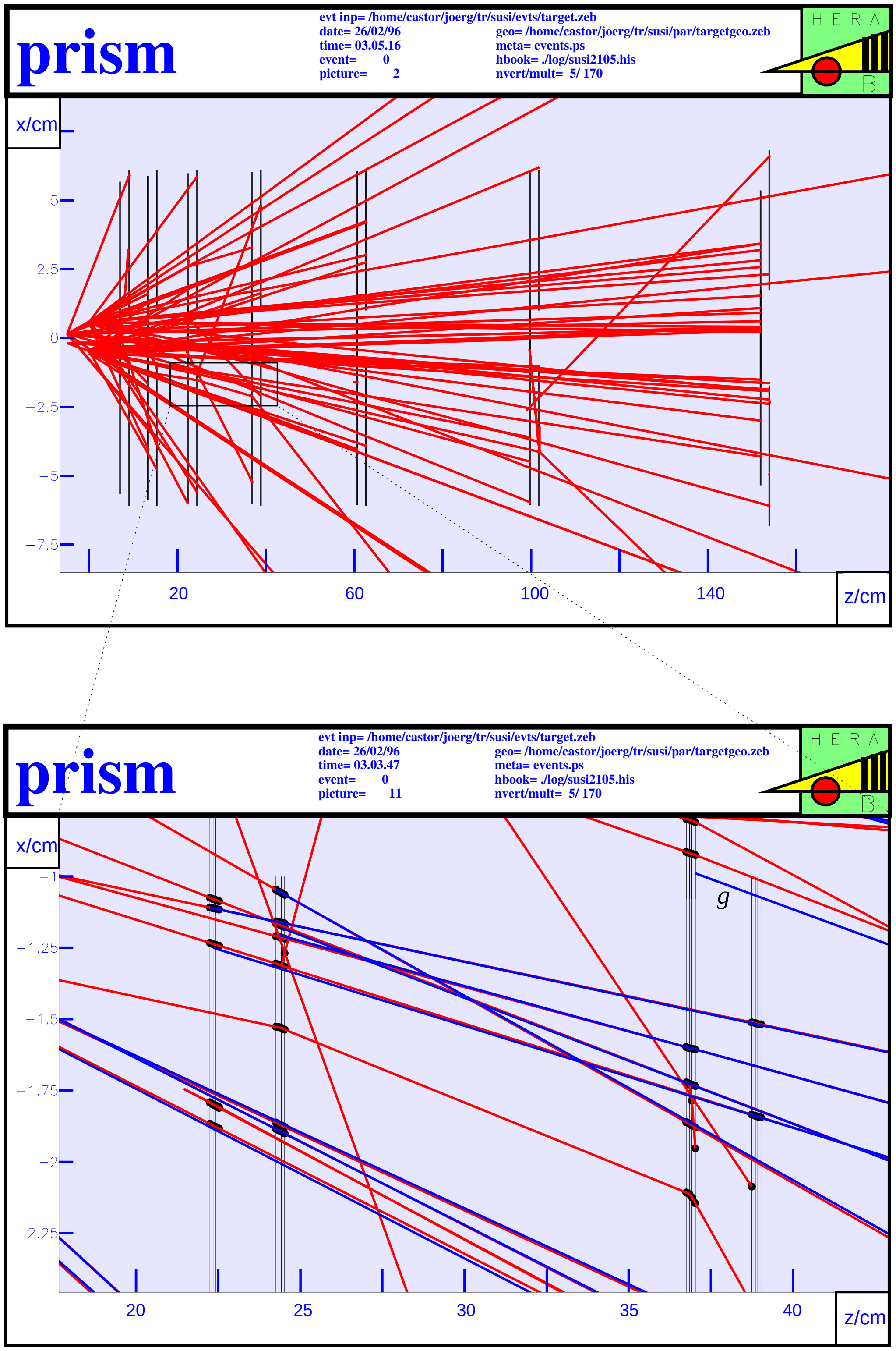


Abbildung 3.7: Typisches Ereignis im Vertexdetektor mit fünf überlagerten Wechselwirkungen. Die dunkler nachgezeichneten Spuren wurden erkannt. Für weitere Erklärungen s. Text.

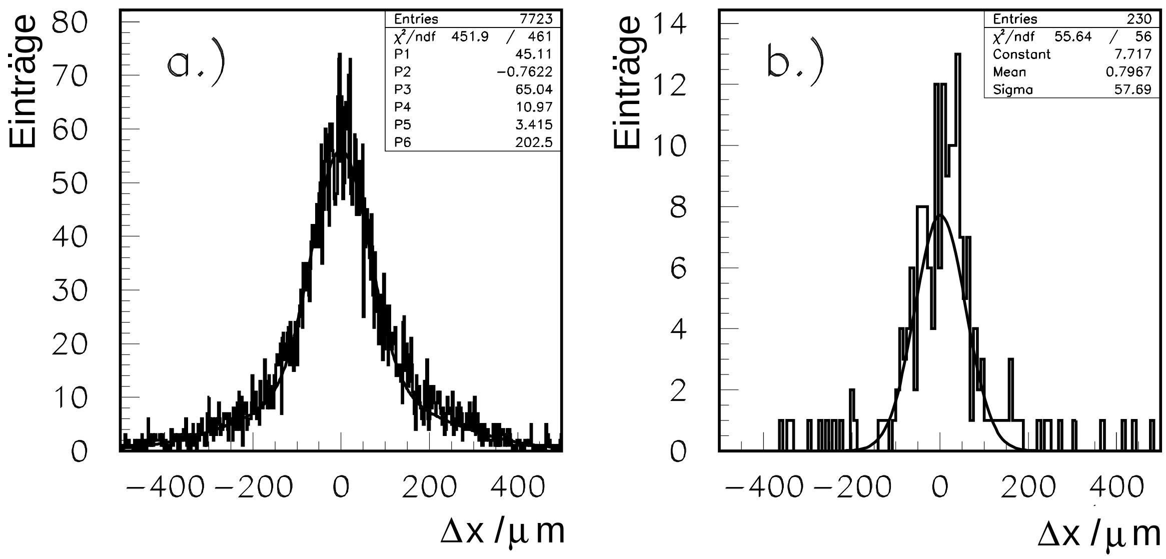


Abbildung 3.8: Verteilung von Δx für a.) alle rekonstruierten Teilchen, b.) die Leptonen aus dem goldenen Zerfall.

Leptonen des Signalzerfalles. Die Kurve in a.) lässt sich als Überlagerung zweier Normalverteilungen mit den Breiten $\sigma_1 = 85\,\mu$m und $\sigma_2 = 200\,\mu$m beschreiben. Die Normen verhalten sich wie $n_1/n_2 = 1,3/1$. In die zweite Verteilung wurde eine einfache Gaußfunktion gelegt ($\sigma = 58\,\mu$m). Wegen des höheren Impulses ist hier die Auflösung besser.

Assoziation

Die Buchhaltung ist ein wenig komplizierter, wenn die Qualität der Spurassoziation beschrieben werden soll, denn es liegen zwei Sätze rekonstruierbarer Spuren vor. Außerdem ist nicht sicher, ob sich alle gefundenen Spuren zur Referenzfläche transportieren lassen: vor allem Segmente aus dem Hauptspursystem gehen zuweilen im Magneten „verloren", weil die Teilchen dort produziert wurden.

Die Spurpaare werden für die Analyse in vier disjunkte Gruppen aufgeteilt. ① enthält Spuren, die man sowohl vor als auch hinter dem Magneten als rekonstruierbar bezeichnet, ② solche, die es nirgends sind. ③ und ④ enthalten Teilchen, die man in einer Komponente erkennen kann. Aus den Mustererkennungen ergibt sich die Unterteilung in 2×4 Untergruppen durch die Frage, ob beide Spursegmente tatsächlich gefunden und zur Referenzfläche transportiert wurden.

Damit lässt sich die Assoziationswahrscheinlichkeit eines Ereignisses i angeben:

$$\varepsilon_{\mathrm{A}} \stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{n_b^{\mathrm{rek}}}{n_b}\,.$$

n_b ist die Zahl der Paare aus ①, die von beiden Spursystemen zur Verfügung gestellt wurden, n_b^{rek} gibt die richtig verschmolzenen Paare aus ① an. Der Index i ist der Kürze halber fortgelassen. Der zusätzliche Anteil verknüpfter Paare basiert auf den Paaren in ②,③,④:

$$\varepsilon_{\text{A},x} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{n_{234}}{n_{\text{A}}}\,,$$

n_{A} bezeichnet die Gesamtzahl von Verknüpfungen. Die Fehlerrate schließlich ist der Bruchteil fälschlich assoziierter Segmente:

$$\varepsilon_{\text{A},g} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{n_f}{n_{\text{A}}}\,.$$

Wie oben führt die Mittelung über alle Ereignisse auf die gewünschten Prüfgrößen. Wir behalten die Bezeichnungen bei, der Index fehlt nun aber zu Recht.
Mit denselben Einstellungen und Ereignissen wie oben findet man

Größe		*Wert*	*Zahl beitragender Ereignisse*
ε_{M}	=	95.8 %	200
$\varepsilon_{\text{M,gh}}$	=	5.9 %	”
$\varepsilon_{M,x}$	=	—	”
			(Nachbar–Methode)

Momentan kann kein $\varepsilon_{M,x}$ angegeben werden, weil die ideale Mustererkennung im Magneten nur mit Referenzteilchen des Hauptspursystems arbeitet.

3.3 Konsequenzen für die Auslegung des Detektors

Der in Kapitel 2 vorgestellte Vertexdetektor wurde unter der Vorgabe entworfen, möglichst wenig Lagen aufzuweisen. Die obenstehenden Untersuchungen zeigen, dass es auch in dieser für Spurfindung nicht optimalen Umgebung möglich ist, eine eigenständige Mustererkennung mit guten Ergebnissen zu betreiben.
Allerdings arbeitet die gegenwärtige Rekonstruktion in drei Dimensionen und ist damit noch recht zeitaufwendig (17 s/Ereignis bei 5 WW/BX auf R 10000/200). Viele schnellere Algorithmen würden von einer kleineren Winkeldifferenz $\delta\alpha$ zwischen den Stereopaaren $(0° \pm \delta\alpha)$ und $(90° \pm \delta\alpha)$ profitieren:

Bei **zweidimensionalen Methoden** fasste man z. B. je zwei Winkel zu $\alpha_x = 0°$ bzw. $\alpha_x = 90°$ zusammen und fände dann zunächst in diesen Projektionen Spurkandidaten. In einem zweiten Schritt korrelierte man diese zu dreidimensionalen Spuren. Das ist ein sehr schnelles Verfahren, weil erstens die Zahl der Spurkeime nur mit der zweiten Potenz der Treffer im System wächst, und man zweitens bei der Keimausbreitung wegen der großen Toleranzen noch ohne den präzisen Kalman–Filter rechnen darf.

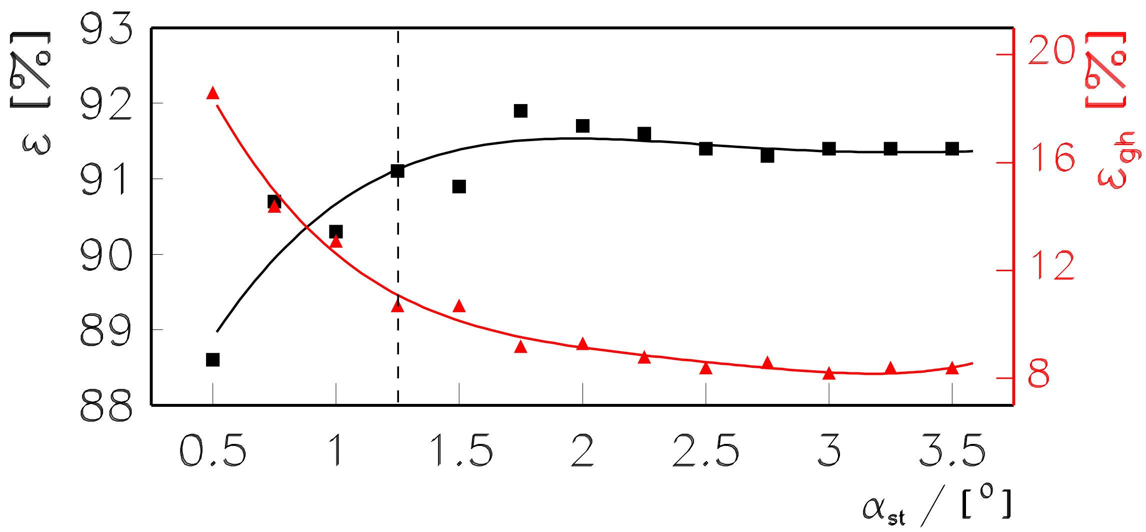


Abbildung 3.9: Abhängigkeit der Spurfindungswahrscheinlichkeit und der Geisterrate vom Stereowinkel $\alpha_{\rm st}$. Der neue Winkel $\alpha_{\rm st} = 1{,}25°$ ist gestrichelt eingezeichnet.

Eine kleinere Winkeldifferenz $\delta\alpha$ ist zuträglich, denn sie verkleinert offensichtlich die Toleranzregionen bei der Keimausbreitung und vermindert damit die Zahl der Kandidaten. Eine schnelle **dreidimensionale Methode** bestünde darin, die Schnittpunkte getroffener Streifen aus benachbarten Ebenen als dreidimensionale Messpunkte der Spur aufzufassen. Klarerweise sinkt die Zahl dieser Kreuzungen, wenn ein Streifen nur mit wenigen anderen Kanälen der nächsten Messebene überlappt. Das ist bei kleinem $\delta\alpha$ der Fall.

Wenn $\delta\alpha$ aber sinkt, so läuft man Gefahr, die Kandidaten verschiedener Projektionen nicht mehr einander zuordnen zu können. Der kritische Winkel $\alpha_{\rm st,min}$ lässt sich mit *SUSi* abschätzen, indem man als Funktion von $\delta\alpha$ die Spurfindungswahrscheinlichkeit und die Geisterrate betrachtet. Dieser Zusammenhang ist in Diagramm 3.9 eingetragen. Unterhalb von $\delta\alpha \simeq 1,25°$ beginnt ε zu fallen; die Geisterrate $\varepsilon_{\rm gh}$ beschreibt gerade einen gespiegelten Verlauf und steigt.
Eine wünschenswertere Winkeldifferenz ist daher

$$\alpha_{\rm st,min} \;=\; 1{,}25°$$

dar. Sie sollte bei zukünftigen Detektordesigns verwirklicht werden.

Bisher wurde eine Zähleranordnung erarbeitet, die die notwendige Spurauflösung bietet und technisch mit vertretbarem Aufwand realisiert werden kann. Trotz der reduzierten Zahl an Lagen ist noch eine eigenständige Mustererkennung möglich, und die Assoziation der rekonstruierten Teilchen mit Spursegmenten des Hauptspursystems ist bereits in einem naiven Ansatz von hoher Qualität. Die Stereowinkeldifferenz $\Delta\alpha_{\rm st}$ wird für die erste Datennahme des Experimentes im Jahre 1999 2,5° betragen. Für die Detektoren nachfolgender Strahlzeiten sollte sie auf 1,25° verringert werden. Das ist vom algorithmischen Standpunkt her vorteilhaft.

Sowohl die Rechnungen zur Auflösung als auch die Treffersimulation bei der Mustererkennung benötigen als Eingangsgrößen makroskopische Zählerkenngrößen wie intrinsische Auflösung, Rauschen und Zwillingsauflösung. Die oben zugrundegelegten Werte dieser Parameter stammen aus einer detaillierten Simulation der Signalformation der vorgesehenen Siliziumdetektoren im Umfeld von HERA–*B* sowie einer anschließenden Koordinatenrekonstruktion.
Diese beiden Schritte werden im folgenden Kapitel beschrieben.

4 Simulation der Signalformation

Durchquert ein geladenes Teilchen einen Kristalldetektor, so wechselwirkt es elektromagnetisch mit ihm und bewirkt Ionisation, elektronische Anregungen, gebrochene chemische Bindungen und Dislozierungen von Gitteratomen. Von diesen Effekten ist lediglich die Ionisation erwünscht: hier entstehen Elektron–Loch–Paare, die aufgefangen und über eine externe Beschaltung als Signal sichtbar gemacht werden können. Alle anderen Effekte sind potentiell schädlich; sie führen zur Strahlungsalterung des Detektors.

Dieses Kapitel wird ein detailliertes Rechnermodell der Signalformation in Siliziumdetektoren entwickeln. Dazu ist ein genaues Bild der Vorgänge von der Primärionisation bis zur Auslese nötig; die Prozesse werden quantitativ diskutiert und gegebenenfalls vereinfacht, um den Forderungen, die eine Rechnersimulation stellt, genügen zu können. Es wird dann möglich sein, die Antwort des Detektors auf einfallende Teilchenstrahlung zu ermitteln. Das entstandene Programmpaket *SELMA (= Selma: a Layout Modelling Algorithm)* [rie96c] geht ebenfalls über den Umfang einer einfachen *ad hoc* – Studie hinaus. Es erlaubt, die makroskopischen Eigenschaften verschieden gebauter Zähler in unterschiedlichen Umgebungen abzuschätzen. Seit Jüngstem ist es in die offizielle HERA–*B*–Software aufgenommen, um das Rechnermodell des Experimentes noch enger an der Realität auszurichten. Dort wie auch in dieser Arbeit wird *SELMA* verwendet, um die Messwerte der einzelnen elektronischen Kanäle zu errechnen, wenn die in Kap. 2 beschriebenen Zähler dem Teilchenfluss im Vertextank ausgesetzt sind. Vorgänge im Zusammenhang mit der Strahlungsschädigung werden nicht gesondert behandelt, weil ihr Einfluss auf die Signalformation durch geeignete Wahl der Eingangsparameter der Simulation berücksichtigt werden kann. Diese Parameter, insbesondere Detektorvorspannung und mittleres Rauschen, sind für die besonderen Bedingungen bei HERA–*B* bereits an anderer Stelle studiert worden [rie96a, har95].

Mit den von *SELMA* errechneten Signalen sollen abschließend die für die Spurfindung wichtigen Kenngrößen mit Hilfe eines einfachen Koordinatenrekonstruktionsalgorithmus abgeschätzt werden. Er stellt einen Prototypen für die Clustersuche in realen Daten dar (s. Kap. 5).

Zunächst aber sei noch ein kurzer Abschnitt über die Arbeitsweise doppelseitiger Siliziumdetektoren vorangestellt.

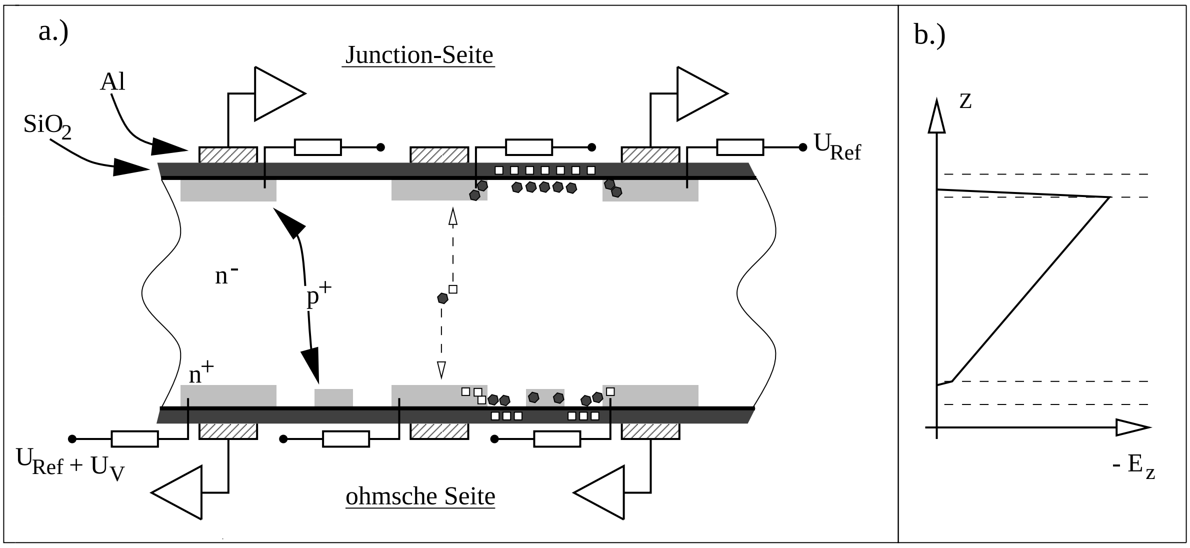


Abbildung 4.1: a.) Aufbau eines doppelseitigen Silizium–Detektors. Die offenen Quadrate symbolisieren Löcher, die eingefärbten Sechsecke Elektronen. b.) Die Feldkomponente E_z als Funktion der Position im Zähler.

4.1 Aufbau doppelseitiger Siliziumdetektoren

In Abb. 4.1a.) ist der schematische Aufbau eines doppelseitigen Siliziumdetektors gezeigt. Das Substrat besteht aus schwach n–dotiertem Silizium. Auf der sog. „*Junction*“–Seite sind Streifen hoher Akzeptorkonzentration implantiert, auf der „ohmschen“ Seite solche mit einer Donatorkonzentration, die die des Substrates um mehrere Größenordnungen übersteigt.

Im normalen Detektorbetrieb wird nun das Potential der *Junction*–Seite gegenüber der ohmschen Seite abgesenkt. Der Kontakt der Streifen zu einem Referenzpotential kann dabei z.B. über Zonen hochohmigen amorphen Siliziums hergestellt werden *(„polysilicon bias resistors“)*. Oft legt man die Spannung auch über eine die Streifenregion umschließende Potentialringstruktur an: mit zunehmender Vorspannung breitet sich die Depletionszone der Ringstruktur im Substrat weiter aus, bis sie die Streifen berührt — damit ist ein hochohmiger Strompfad zum Referenzpotential hergestellt und die p–Streifen liegen auf einem definierten, gegenüber dem Substrat negativen Potential. In jedem Falle liegen dieselben Verhältnisse vor wie bei einer in Sperrrichtung gepolten pn–Diode, und bei genügend hoher Spannung stellt sich der in Abb. 4.1 b.) eingezeichnete, linear abfallende Feldverlauf ein. Er wird weiter unten berechnet.

Erzeugt nun ein durchfliegendes Teilchen ein Elektron–Loch–Paar, so driftet das Elektron zur ohmschen und das Loch zur *Junction*–Seite. Die influenzierten Spiegelladungen werden über die Aluminiumkontaktstreifen ausgekoppelt und in ladungssensitiven Vorverstärkern aufintegriert. Die Spannungsmuster an den Verstärkerausgängen geben dann

Aufschluss über den Durchtrittsort des Teilchens. Es ist auch möglich, die Verstärker nichtkapazitiv mit dem Implantat zu verbinden; deren Eingänge würden dann einen Teil des Detektorleckstromes liefern. Bei hohen Sperrströmen ginge der Verstärker dann u. U. in die Sättigung: deswegen findet diese Technik nur dort Anwendung, wo die Zunahme des Leckstromes durch Strahlenschädigung vernachlässigbar ist.
Zwischen den Auslesestreifen der *Junction*–Seite befindet sich eine durch Passivierung entstandene Oxidschicht. Diese Struktur fängt unweigerlich positive Ladungen ein; der Ausgleich erfolgt durch eine dünne Schicht mobiler Elektronen direkt unterhalb der Oxidschicht. Sie wird durch die negativ geladene Verarmungszone der p–Streifen unterbrochen. Um aber zu vermeiden, dass die Auslesestreifen der ohmschen Seite kurzgeschlossen werden, kann man hier z.B. eine dünne Schicht von Akzeptoren eindiffundieren („p–*spray*"). Die Elektronenlage wird dann durch denselben Mechanismus wie auf der *Junction*–Seite verdrängt. Eine andere Möglichkeit besteht darin, zwischen den n^+–Streifen noch gezielt zusätzliche p–Isolationsstreifen einzubringen.

4.2 Quantitative Modellierung

Ziel der folgenden vier Abschnitte ist, quantitative Verfahren zu entwickeln, mit denen die Antwort eines Siliziumdetektors auf Teilchendurchtritte simuliert werden kann. Die Darstellung folgt dabei der natürlichen Folge der Einzelprozesse vom Teilchendurchtritt bis zur elektronischen Auslese.

4.2.1 Energiedeposition und Primärladungserzeugung

Durchquert ein geladenes Teilchen einen Siliziumzähler, so ionisiert es entlang seiner Spur das Detektormedium. Trifft es ein Elektron mit sehr kleinem Stoßparameter, so können vereinzelt sehr hohe Energieüberträge stattfinden; die Energiedeposition pro Länge fluktuiert also. Weil nun die Reichweite eines solchen „δ–Elektrons" nicht stets vernachlässigbar klein ist, erhält man eine Sekundärionisation abseits der Teilchenspur. Es genügt also nicht, lediglich Streuungen in der lokalen Energiedeposition zu simulieren: vielmehr sollten δ–Elektronen gesondert erzeugt und propagiert werden. Dieser Abschnitt stellt zunächst eine Methode vor, die die Energiebalance zwischen einer als gleichmäßig angenommenen Ionisierung entlang der Spur und den sporadischen, hohen Überträgen korrekt handhabt. Die Ausbreitung der δ–Elektronen im Zähler wird dann weiter unten behandelt.

Auswahl der Summenverteilung

Es sei $\kappa \stackrel{\text{def}}{=} <E> / E_{\text{max}}$ das Verhältnis zwischen mittlerer Energiedeposition eines Teilchens und dessen größtmöglicher Einzeldeposition. In Abhängigkeit von κ lassen sich verschiedene Näherungen für die Streuung des Energieverlustes angeben:

$$\frac{dn}{dE} = \begin{cases} \kappa \leq 0.01 & : \text{ Landau–Verteilung} \\ \kappa \leq 0.1 & : \text{ Vavilov–Verteilung} \\ \kappa > 0.1 & : \text{ Gauß–Näherung} \end{cases}$$

Die Vavilov–Verteilung ist eine Generalisierung des Landau–Modells, sie ist aber rechnerisch schwieriger zu handhaben.
Betrachtet man nur die Wechselwirkung mit Elektronen, so ist $<E>$ durch die Bethe–Bloch–Gleichung gegeben und $E_{\max}$ folgt aus der Kinematik des einfallenden Teilchens (vgl. Kap. 4.2.3):

$$<E> \; = \; \rho\, l \cdot 0.3071 \left[\mathrm{MeV\,cm^2\,g^{-1}}\right] \cdot \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right], \tag{4.1}$$

$$E_{\max} \; = \; \frac{2m_e(\beta\gamma)^2}{1 + 2\gamma\frac{m_e}{M} + (\frac{m_e}{M})^2}\,. \tag{4.2}$$

Hier ist ρ die Dichte von Silizium, l die Flugstrecke durch das Substrat, I das mittlere Ionisationspotential (= 173 eV in Silizium), und δ ist die Dichtekorrektur [ste84]. Z, A, M sowie β, γ beziehen sich auf das Projektil, m_e ist die Elektronmasse.
In Abbildung 4.2 ist die Verteilung von $\log(E/E_{\max})$ und die kumulative Dichtefunktion für Teilchen dargestellt, die die Ebenen des HERA–B–Detektors durchstoßen. Dabei wurden einfache inelastische Wechselwirkungen zugrunde gelegt. Man erkennt, dass etwa 90 % der Projektile in dem Bereich liegen, in dem die Energieverlust–Verteilung nach Landau gegeben ist ($\log\kappa < -2$). Deswegen darf im Weiteren die einfachere Landau–Verteilung benutzt werden, um $\frac{dn}{dE}$ zu beschreiben.
Die Beschreibung von Landau gibt nicht direkt die Dichtefunktion $\frac{dn}{dE}(E)$ an, sondern die Verteilung der Variablen λ, welche eindeutig mit E zusammenhängt:

$$\phi(\lambda) \; = \; \frac{1}{2\pi i}\int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{s\ln s + \lambda s} ds \quad (s \in \Re_+ \text{ beliebig}). \tag{4.3}$$

$$\lambda(E) \; = \; \frac{E}{<E>} - \ln\frac{<E>\; 2m_e\beta^2}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2 + 1 - C \tag{4.4}$$

C ist die Eulersche Zahl $C \simeq 0.577$. Die Umkehrfunktion der kumulativen Verteilung $\Phi^{-1}(\phi)$ ist als Computerprogramm gegeben und kann benutzt werden, um nach ϕ verteilte Zufallszahlen zu erzeugen.

Aufteilung der Energie

Die Energiedepositionen im „Schwanz“ der Landau–Verteilung enthalten die Beiträge der δ–Elektronen. Sollen jene als Einzelprozesse gesondert erzeugt werden, so muss gelten:

$$<E>_{\mathrm{B.B.}} = <E>_{\mathrm{Ion}} + <E>_{\delta}\,, \tag{4.5}$$

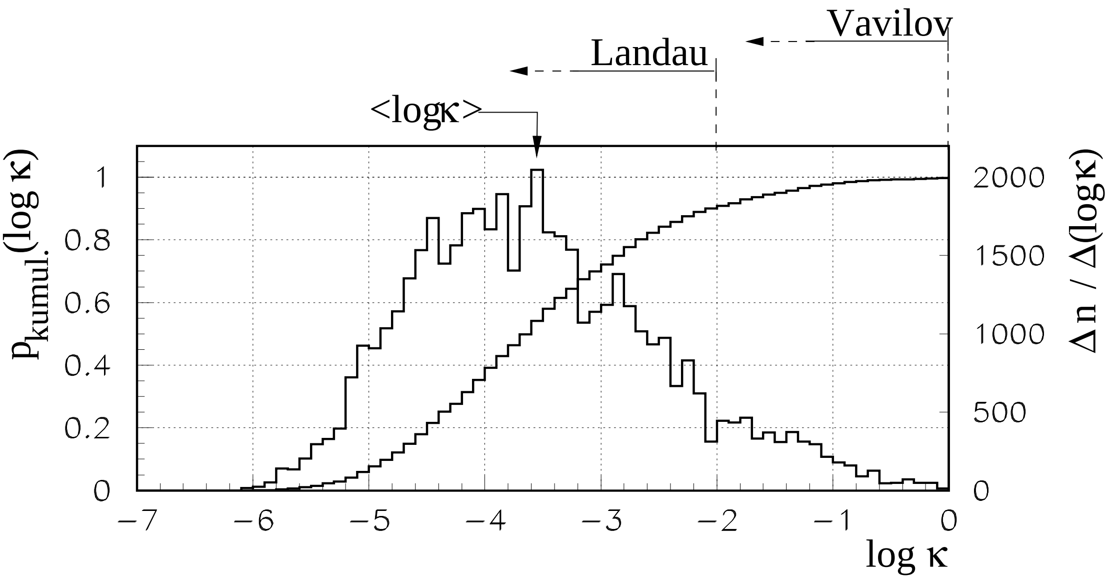


Abbildung 4.2: Verteilung und kumulative Verteilung von $\log\kappa$ für alle die Ebenen durchstoßenden Teilchen.

d.h. die mittlere Energiedepostion folgt der Bethe–Bloch–Gleichung und ist die Summe aus dem mittleren Beitrag der δ–Elektronen und der gleichmäßigen Ionisation. Für die δ–Elektronen gilt [pdg94]:

$$p\,(E > E_0) \;=\; 0.0178 \cdot \frac{l\;[\mu m]}{E_0\;[keV]}\,. \tag{4.6}$$

Erzeugt man diese ab einer Abschneideenergie $E_{\delta,\min}$, so gilt (vgl. Kap. 4.2.3):

$$<E_\delta> \;=\; 0.0178 \cdot l\,[\mu m]\;\ln\frac{E_{\max}}{E_{\delta,\min}} \cdot\; <n_\delta>\,, \tag{4.7}$$

wobei $E_{\max}$ durch 4.2 gegeben ist; $<n_\delta>$ ist die mittlere Zahl von δ–Elektronen auf dem Wegstück l.

Man erhält nun eine gute Annäherung an die Form der Gesamtdepositionsverteilung, wenn man für die gleichmäßige Ionisation annimmt, sie sei bis zu einem Abschneideparameter $\lambda_{\max}$ von Landau–Gestalt. Der Parameter $\lambda_{\max}$ muss dann so gewählt werden, dass die Bedingung 4.5 erfüllt ist. Die Funktion $\lambda_{\max}(<E>_{\mathrm{Ion}}, <E>_\delta)$ soll im Folgenden bestimmt werden.
Für den Mittelwert der Energie als Funktion des Abschneideparameters $\lambda_{\max}$ gilt

$$<E>\,(\lambda_{\max}) \;=\; \int_{-\infty}^{\lambda_{\max}} \phi(\lambda)E(\lambda)\,d\lambda \;\;/\; \int_{-\infty}^{\lambda_{\max}} \phi(\lambda)\,d\lambda\,.$$

Entwickelt man $E(\lambda)$ um $\lambda = 0$, so folgt

$$
\begin{aligned}
<E>\,(\lambda_{\max}) &= E(0) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i\,!} \frac{\partial^i}{\partial \lambda^i} E(\lambda{=}0)\, \mathcal{M}_i(\lambda_{\max})\,, && (4.8) \\
\mathcal{M}_i(\lambda) &= \int\limits_{-\infty}^{\lambda\max} \lambda^i \phi(\lambda)\, d\lambda \ \Big/ \int\limits_{-\infty}^{\lambda\max} \phi(\lambda)\, d\lambda\,.
\end{aligned}
$$

Die $\mathcal{M}_i$ sind die normierten i–ten Momente der Verteilung ϕ. Die Berechnung von $<E>$ $(\lambda_{\max})$ wird einfach, wenn die höheren Ableitungen von $E(\lambda)$ verschwinden. Dazu soll Gleichung 4.4 vereinfacht werden. Für $\beta \to 1$ und $M \gg m_e$ erhält man

$$
\begin{aligned}
\lambda &= \frac{E}{<E>} - R(E)\,, \\
R(<E>) &= \ln \frac{<E>\ E_{\max}}{I^2} + C\,.
\end{aligned}
$$

Gleichung 4.8 wird damit zu

$$
\begin{aligned}
<E>\,(\lambda_{\max}) &= E(0) + \partial_\lambda E(\lambda{=}0)\, \mathcal{M}_1(\lambda_{\max}) \\
&= <E>\,[R(<E>) + \mathcal{M}_1(\lambda_{\max})]\,. && (4.9)
\end{aligned}
$$

Das erste Moment $\mathcal{M}_1(\lambda_{\max})$ liegt bereits als Computerprogramm vor, und so kann $\lambda_{\max}(<E>) =<E>^{-1}$ leicht tabelliert werden.
In Abbildung 4.3 sind die Verteilungen von $E_{\mathrm{Ion}}, E_\delta$ und $(E_{\mathrm{Ion}} + E_\delta)$ aufgetragen. Die δ–Elektronen werden dabei ab einer Energie $E_{\delta,\min} = 10\,\mathrm{keV}$ erzeugt. Zum Vergleich ist eine Landau–Verteilung mit dem unverminderten Parameter λ nach Glg. 4.4 eingezeichnet. Die generierte Verteilung hat denselben Mittelwert wie die analytische Landau–Funktion und stimmt mit deren Form gut überein.

Berechnung der freigesetzten Ladung

Es gibt gegenwärtig noch keine vollständige Theorie über den Zusammenhang zwischen dem Energieverlust E eines Teilchens in Silizium und der durch Ionisierung freigesetzten Ladungsmenge Q. Als empirischer Zusammenhang wird üblicherweise der Ansatz

$$
Q = \frac{E}{W}\,, \quad (W = 3.7\,\mathrm{eV}\ \text{bei}\ 300\,\mathrm{K})
$$

verwendet [bic88]. Q ist als Anzahl von Elektron–Loch–Paaren ausgedrückt.

Abschließend sei noch einmal zusammengefaßt, wie das Rechnermodell die Erzeugung der Primärladung vornimmt. Dabei sollen hier wie im Weiteren Zufallsvariablen unterstrichen _ gekennzeichnet werden.
Für ein geladenes Teilchen wird $\underline{E}_\delta$ nach Glg. 4.6 erzeugt und E_{Ion} nach Glg. 4.3, wobei $\underline{\lambda}$ kleiner als $\lambda_{\max}$ gemäß Glg. 4.9 erzeugt wird. Unter der Annahme, dass die durch E_{Ion}

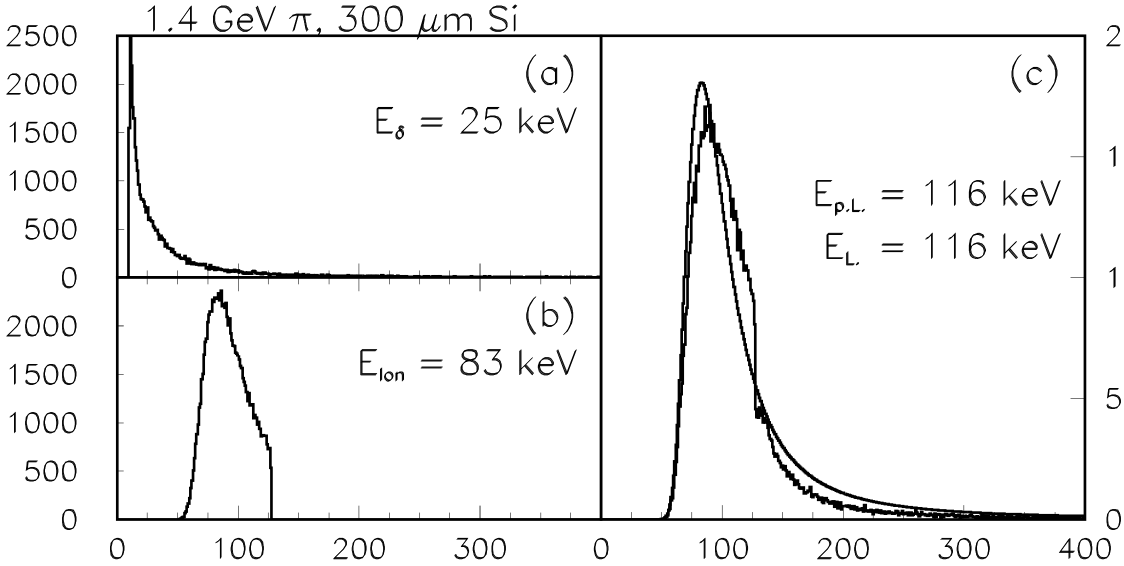


Abbildung 4.3: Für ein Pion der Energie 1,4 GeV in einer 300 μm dicken *Si*–Schicht zeigt: a.) die Energiedeposition der δ–Elektronen, b.) der Energieanteil der als gleichmäßig verteilt angenommenen Ionisierung, c.) die Energieverteilung der Summe beider Prozesse.

erzeugte Ladung keinen räumlichen Fluktuationen unterliegt, wird entlang der Spur eine homogene Ladungsdichte $\rho = E/(W \cdot l)$ erzeugt.
Die Sekundärionisation durch die δ–Elektronen wird im übernächsten Abschnitt behandelt. Vorher wende ich mich der Frage zu, wie eine Ladungswolke im Zähler driftet.

4.2.2 Ladungsträgerdiffusion und Ladungssammlung

Angenommen, man hätte im Zählersubstrat an der Stelle $\vec{x}_0$ eine Ladung $\rho_0 = \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) \cdot Q$: da sie der Diffusion unterliegt, wird sie auseinanderlaufen in eine Gauß–Form $\rho(t) = [\sqrt{2\pi}\sigma(t)]^{-1} \exp(\frac{(\vec{x}-\vec{x}_0)^2}{2\sigma^2(t)})$, wobei $\sigma(t)$ durch die Mobilität μ nach

$$\sigma(t) = \sqrt{2Dt} \tag{4.10}$$

$$D = kT\,\mu \tag{4.11}$$

gegeben ist. Glg. 4.11 ist die bekannte Einstein–Beziehung, die Mobilität und Diffusionskonstante verknüpft.
Legt man nun ein elektrisches Feld $E_z(z)$ an (vgl. Abb. 4.1), dann ersetzt man $\vec{x}_0 \rightarrow \vec{x}_0(t) = (x_0, y_0, z_0 + v_D(E_z)\,t)^T$ mit der Driftgeschwindigkeit $v_D(E) = \mu E$. Wie weiter unten gezeigt wird, gilt $\sigma(t) \ll \int v_D(E)\,dt$, so dass im Folgenden angenommen wird

$$\rho(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(t)} \exp(\frac{[(x,y)-(x_0,y_0)]^2}{2\sigma^2(t)}) \cdot \delta(z - z_0 - v_D(E)t)\,,$$

d. h. die Ladungsträgerdiffusion erfolgt nur in der Ebene der Auslesestreifen.
Die Aufgabe ist nun, für ein gegebenes z_0 zu ermitteln, nach welcher Zeitspanne die Ladungsträger die Auslesestreifen erreichen: die Verschmierung $\sigma(t)$ ist dann nach 4.10 gegeben. Dazu muss der Feldverlauf $E_z(z)$ bestimmt werden.

Der Feldverlauf im Substrat

Der Übergang zwischen den p^+–dotierten Auslesestreifen und dem schwach dotierten n–Substrat stellt eine pn–Diode dar. Da das Ferminiveau verschieden dotierter Halbleiter unterschiedlich ist, stellen sich bei einer Kontaktierung Ladungsverschiebungen ein, welche die Niveaus angleichen: die jeweiligen Majoritätsladungsträger diffundieren in das andere Gebiet und rekombinieren dort. Man hat dann zu beiden Seiten des Übergangs eine (nichtmobile) Raumladungsdichte, und die Zahl freier Ladungsträger ist sehr gering („Verarmungszone").
Das elektrostatische Problem $\partial_z^2 V(z) = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0}\rho(z)$ ist ohne rekursive numerische Verfahren nicht lösbar; deswegen nimmt man in der *Schottky–Näherung* zur Vereinfachung an, der Halbleiter sei bis zu einer Tiefe $d_{n(p)}$ vollständig ionisiert:

$$\rho(z) = \begin{cases} -eN_D & : \quad 0 < z \leq d_n \qquad (N_D = \text{Donatordichte}, \\ eN_A & : \quad d_p \leq z \leq 0 \qquad\quad N_A = \text{Akzeptordichte}) \\ 0 & : \quad \text{sonst} \end{cases}$$

Unter den Bedingungen der Ladungsneutralität und der Stetigkeit von $V(z)$ leitet man ab:

$$\begin{aligned} E^0_{n(p)} &= -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} N_{D(A)}(d^0_{n(p)} - z) \\ d^0_{n(p)} &= \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e}\, V_D\, \frac{N_{A(D)}/N_{D(A)}}{N_A + N_D}\right)^{1/2} . \end{aligned}$$

$V_D \simeq E_{\mathrm{BL}}/e$ heißt *Diffusionsspannung*, $E_{\mathrm{BL}} \simeq 1{,}1\,\mathrm{eV}$ ist die Bandlücke. Legt man nun eine Vorspannung U_V an mit $V_D - U_V \equiv V_n(\infty) - V_p(-\infty)$, so folgt sofort

$$d_{n(p)} = d^0_{n(p)} \cdot \sqrt{1 - \frac{U_V}{V_D}} \tag{4.12}$$

$$E^0_{n(p)} \to E_{n(p)} = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} N_{D(A)}(d_{n(p)} - z)\,. \tag{4.13}$$

Man hat also beiderseits der Grenzschicht einen linearen Feldverlauf.
Abb. 4.4 zeigt qualitativ den Feldverlauf für verschiedene Vorspannungen U_V. Bei der Verarmungsspannung U_d erstreckt sich die Depletionsschicht über den gesamten Detektor. Erhöht man U_V noch weiter, so fällt im Schottky–Modell die zusätzliche Spannung komplett am ohmschen Übergang ab, da das Substrat bereits komplett ionisiert ist. Dargestellt sind außerdem die Verhältnisse während und nach der Typinversion. Es gibt eine kurze Phase, in der man den Detektor mit sehr wenig Vorspannung verarmen kann,

danach kehren sich die Potentiale um. Man erkennt, dass der Einfluss der Strahlenschädigung auf den Feldverlauf komplett durch geeignete Wahl der Verarmungsspannung nachgebildet werden kann.

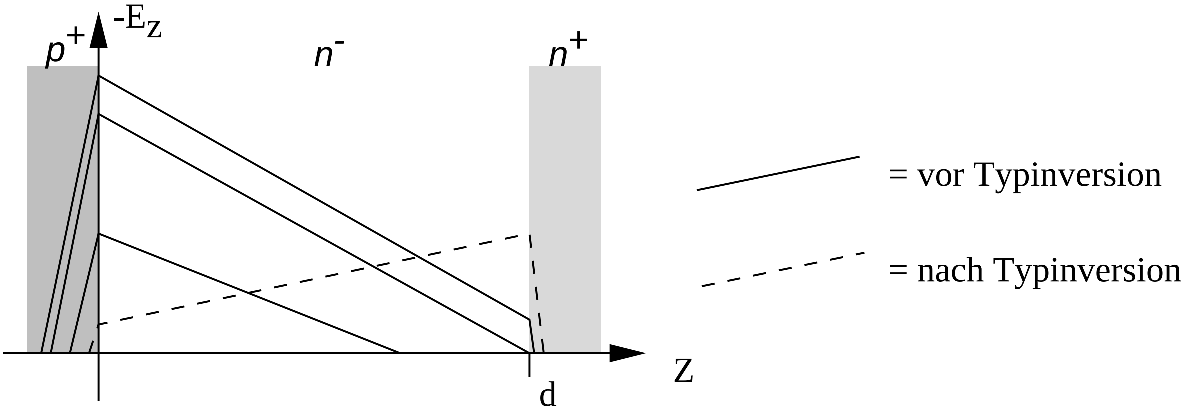


Abbildung 4.4: Feldverlauf zwischen den Dotierungslagen des Detektors.

Berechnung der Driftzeiten

Aus dem vorigen Abschnitt ist bekannt, dass das Feld von der Form $E_z(z) = E_0 + \alpha z$ ist. Aus $U_V = \int E_z \, dz$ folgt

$$\alpha = \frac{2U_V}{d^2}\,, \quad E_0 = \frac{U_V - U_d}{d}\,.$$

Man braucht also nur die Dicke der Depletionsschicht d und die Spannungen U_V und U_d, um den Feldverlauf komplett beschreiben zu können.
Entsteht eine negative Ladung bei $z = z_0$, hat man

$$t_e(z_0) \;=\; \int_0^{z_0} \frac{dz}{E_z} \;=\; \frac{1}{\alpha\mu_e} \ln \frac{E_0 + \alpha z_0}{E_0}\,.$$

Mit den Definitionen

$$r \stackrel{\mathrm{def}}{=} z_0/d\,, \quad R \stackrel{\mathrm{def}}{=} U_V/U_d$$

erhält man

$$t_e \;=\; \frac{d^2}{2U_d\mu_e} \cdot \ln\left(1 + \frac{2r}{R-1}\right)\,. \tag{4.14}$$

Eine analoge Rechnung für die Löcher führt auf

$$t_l \;=\; \frac{d^2}{2U_d\mu_l} \cdot \ln\left(\frac{R+1}{R-1+2r}\right)\,. \tag{4.15}$$

Fig. 4.5 a.) zeigt die Driftzeiten für Elektronen bzw. Löcher für eine 280 μm dicke Verarmungsschicht. Die typischen Lebensdauern von Minoritätsladungsträgern in Silizium liegen im Bereich einiger 100 μs [wal87]; der Vergleich mit den Driftzeiten zeigt, dass kein Signalverlust durch Rekombination der Ladungsträger zu erwarten ist. In Fig. 4.5 b.) sind die Diffusionsweiten σ nach Glg. 4.10 für dieselben Parameter gezeigt. Sie liegt im Bereich einiger μm.

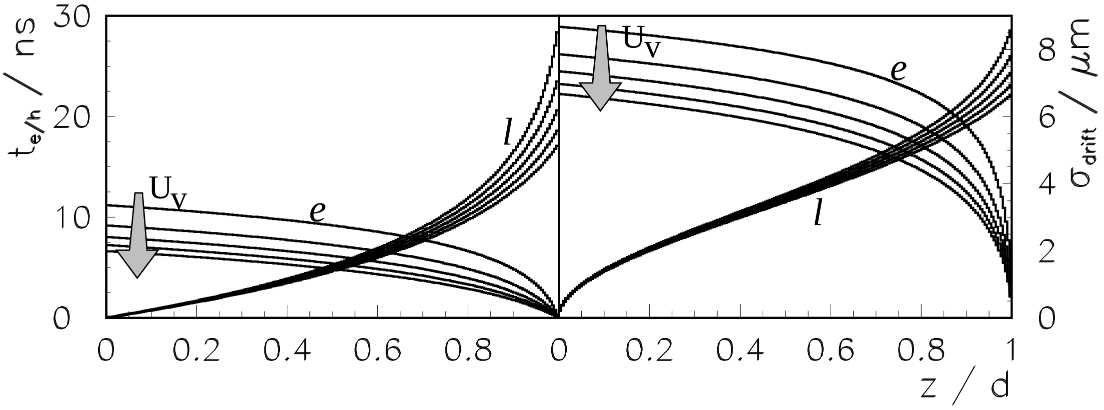


Abbildung 4.5: Links: Driftzeiten für Elektronen und Löcher als Funktion des Erzeugungsortes im Zähler. Rechts: Diffusionsweiten. Die Feldstärke steigt hin zu niedrigen z/d.

Implementation als Computermodell

Um den Einfluss der Diffusion auf die Ladungssammlung zu modellieren, wird der Zähler wie in Abb. 4.2.2 in n gleich große „Stockwerke" in z aufgeteilt. Für eine solche Zone berechnet man unter der Annahme gleichmäßiger Ionisation die mittlere Driftzeit zu

$$
\begin{aligned}
\langle t_{e(l)} \rangle &= \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} t_{e(h)}(z)\, dz \cdot \frac{1}{\Delta z}, \\
\Rightarrow \langle t_e \rangle &= \frac{d^2}{2U_d \mu_e} \left\{ \frac{R-1}{2} \cdot \frac{1}{\Delta z} \cdot \left(g(z_{\max}) - g(z_{\min})\right) \right\} \\
\langle t_l \rangle &= \frac{d^2}{2U_d \mu_l} \left\{ \frac{1-R}{2} \cdot \frac{1}{\Delta z} \cdot \left(g(z_{\max}) - g(z_{\min})\right) + 1 + \ln \frac{R+1}{R-1} \right\}, \text{ mit} \\
g(z) &\stackrel{\text{def}}{=} \left(1 + \frac{2z}{R-1}\right) \ln \left(1 + \frac{2z}{R-1}\right).
\end{aligned}
$$

Aus der Diffusionsweite $\sigma(\langle t \rangle)$ ergibt sich ein Gauß–Überlapp der Ladungswolke mit den Sammelregionen der benachbarten Auslesestreifen; der Algorithmus summiert die entsprechende Ladung auf die jeweiligen Streifen.

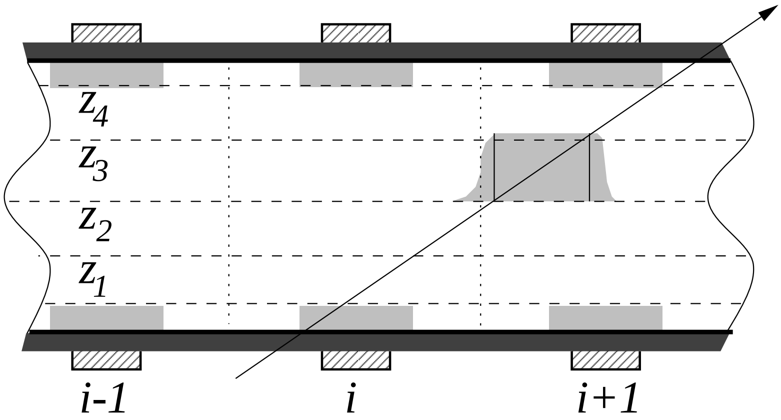


Abbildung 4.6: Diskrete Behandlung der Ladungsdiffusion. Der Zähler wird in verschiedene Sammelregionen und z–Stockwerke unterteilt.

4.2.3 δ–Elektronen

Weiter oben wurde bereits die Wahrscheinlichkeit angegeben, ein δ–Elektron mit einer bestimmten kinetischen Energie E_δ zu finden:

$$p\,(E > E_0) \;=\; 0{,}0178 \cdot \frac{l\ [\mu m]}{E_0\ [\mathrm{keV}]}\,. \tag{4.16}$$

Also ist der Abstand $<\!l\!>$ zwischen den Entstehungsorten der Elektronen exponentialverteilt mit $<\!l\!>\ [\mu m] = (0{,}0178)^{-1} E_0\ [\mathrm{keV}]$, und deren Anzahl auf einer Flugstrecke d des Primärteilchens im Zählermedium folgt einer Poissonverteilung:

$$p(n_\delta\!=\!r) \;=\; \frac{1}{r\,!}\left[\frac{d}{<\!l\!>}\right]^r \exp\left[-\frac{d}{<\!l\!>}\right]. \tag{4.17}$$

Aus 4.16 folgt außerdem, dass $\partial_E n \;=\; l\,0{,}0178 \cdot E_0^{-2}$. Damit kann man den mittleren Energiebeitrag $<\!E_\delta\!>$ der δ–Elektronen zur Gesamtenergiedeposition angeben:

$$\begin{aligned}
<\!E_{1\delta}\!> &= \int E \partial_E n\, dE \Big/ \int \partial_E n\, dE \\
&= l\, 0.0178\, \ln(E_{\max}/E_{\min})\,, \\[1em]
<\!E_\delta\!> &= <\!E_{1\delta}\!> \underbrace{\sum_{i=1}^{\infty} \frac{i}{i\,!}\left[\frac{d}{<\!l\!>}\right]^i \exp\left[-\frac{d}{<\!l\!>}\right]}_{\equiv\, d\,/\,<\!l\!>} \\
&= \text{Glg. 4.7}
\end{aligned}$$

Die Winkelverteilung

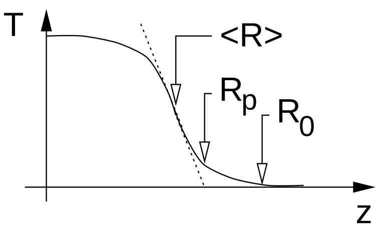
Mit den Ergebnissen des vorigen Abschnittes kann man sich leicht die Winkelverteilung der δ–Elektronen verschaffen. Dazu betrachtet man den Streuprozess eines Primärteilchens mit dem Impuls $\vec{P}_i$ an einem Elektron mit $\vec{p}_i = 0$. Führt man den Streuwinkel ϑ ein mit $\vec{P}_i \cdot \vec{p}_f \stackrel{\text{def}}{=} P_i p_f \cos\vartheta$, so folgt nach kurzer Rechnung

$$\cos\vartheta = \frac{1 + m_e(\frac{1}{E} - \frac{1}{E_\delta} - \frac{m_e}{EE_\delta})}{\sqrt{(1-\frac{M^2}{E^2})(1-\frac{m^2}{E_\delta^2})}}\,. \tag{4.18}$$

Im Falle des zentralen Stoßes mit $\cos\vartheta = 1$ hat man den maximal möglichen Energieübertrag $E_{\max}$ aus Glg. 4.2.
Die Kurve (a) in Abbildung 4.7 zeigt die Winkelverteilung $\partial_\vartheta n$ für ein einfallendes Pion von 1.4 GeV. Man erkennt, dass die meisten δ–Elektronen rechtwinklig zum Primärteilchen gestreut werden.

Reichweite und Reichweitenfluktuationen

Es ist bisher noch nicht gelungen, geschlossene Ausdrücke zu finden, welche die Ausbreitung langsamer Elektronen in Materie beschreiben. Die meisten praktisch verwendbaren Ergebnisse stammen aus Absorptionsexperimenten mit β–Strahlen. Die am häufigsten verwendeten Definitionen sind in der Abbildung zusammengestellt:



Der Wert R_p, an dem die Tangente durch den Wendepunkt der Transmissionskurve die Ordinate schneidet, heißt in der Terminologie [wil31, kat52, ble46] *practical range* und wird im Weiteren einfach ‚maximale Reichweite' genannt. Im Punkte R_0 trifft die Kurve die z–Achse; dieser Wert heißt *range*, wird hier jedoch wegen seiner problematischen Definition nicht verwendet und ist nur aufgeführt, um den Vergleich mit der Literatur zu erleichtern.
Katz und *Penfold* geben einen Ausdruck für die maximale Reichweite als Funktion der kinetischen Energie [kat52]:

$$R_p\,[\mathrm{mg\,cm^{-2}}] \;=\; 412 \cdot E[\mathrm{MeV}]^{1{,}265-0{,}0954\ln E}\,.$$

Bis hin zu einigen MeV stellt diese Formel eine vorzügliche Beschreibung dar. Man kann sie für Silizium gut mit einem einfachen Potenzgesetz nähern:

$$\begin{aligned} R_p\,[\mu\mathrm{m}] &= 0{,}0794 \cdot E[\mathrm{keV}]^{1{,}45} \\ &\stackrel{\text{def}}{=} a\,E^b\,. \end{aligned} \tag{4.19}$$

Die mit (b) bezeichnete Kurve in Abbildung 4.7 zeigt, wie die Reichweite nach 4.19 mit dem Streuwinkel ϑ zusammenhängt. In (c) ist die Reichweitenverteilung $\partial_R n$ aufgetragen: man erkennt, dass trotz hoher Streuwinkel die Signalverzerrung moderat bleibt, weil die

Reichweiten bei großen ϑ klein werden.

Es ist interessant, die Beziehung zwischen R_p und $\Delta R \stackrel{\text{def}}{=} R_p - \langle R \rangle$ zu betrachten. Zwar liegt keine empirische Formel für $\langle R \rangle$ vor; man kann $\langle R \rangle$ aber abschätzen, indem man $\Delta R|_{E=\text{const.}}$ verbindet mit der Energiestreuung monoenergetischer Elektronen nach dem Durchqueren einer Materieschicht ($\Delta E|_{R=\text{const.}}$). Man nimmt also an, dass

$$\Delta R = \frac{dR_p}{dE} \Delta E(R) .$$

Die gesuchte Funktion ist $\Delta R|_{\langle R \rangle}$, aber $\langle R \rangle = f(R_p, \Delta R)$. Das ist ein iteratives Problem, und man schreibt

$$\begin{aligned} \Delta R_{i+1} &= \left.\frac{dR}{dE}\right|_{R_p-\Delta R_i} \Delta E|_{R_p-\Delta R_i} \\ \Delta R_0 &= 0 . \end{aligned} \tag{4.20}$$

Die Funktion $\Delta E(R)$ erhält man aus [blu50]:

$$\begin{aligned} (\Delta E)_{\text{FWHM}}[\text{MeV}] &= 1{,}22\,\rho[\text{g}\,\text{cm}^{-3}]\,\frac{Z}{A}\,\frac{R}{\beta^2} \\ \Rightarrow \qquad \Delta E &= 1{,}044\,R/\beta^2 . \end{aligned}$$

Glg. 4.20 wird numerisch gelöst. Das Resultat ist in Abb. 4.8 dargestellt. Man erkennt, dass die Reichweitenstreuung $\Delta R/R$ im Bereich von einigen 10 % liegt.

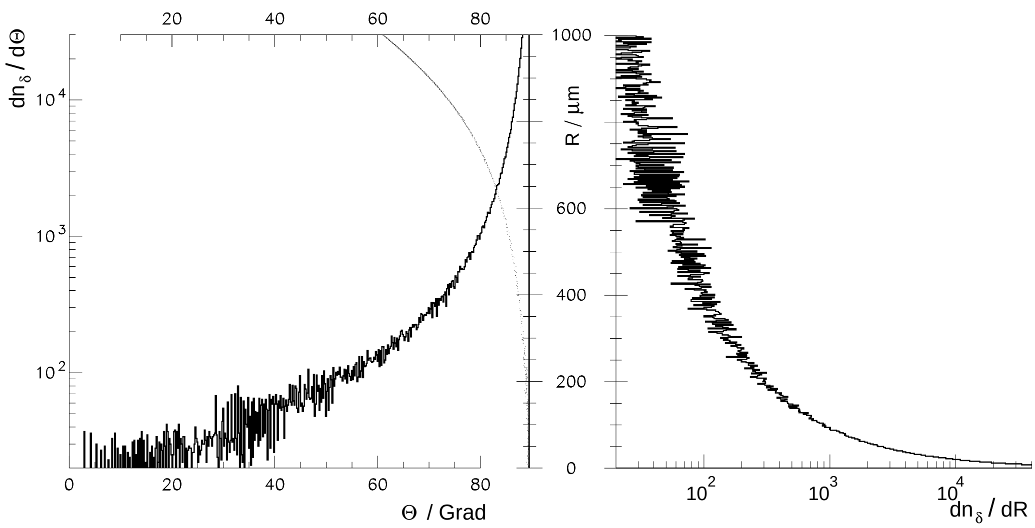


Abbildung 4.7: a.) Winkelverteilung der von einem Pion mit $E = 1{,}4\,\text{GeV}$ erzeugten δ–Elektronen sowie die Reichweite als Funktion des Winkels. b.) Reichweitenverteilung o.g. δ–Elektronen.

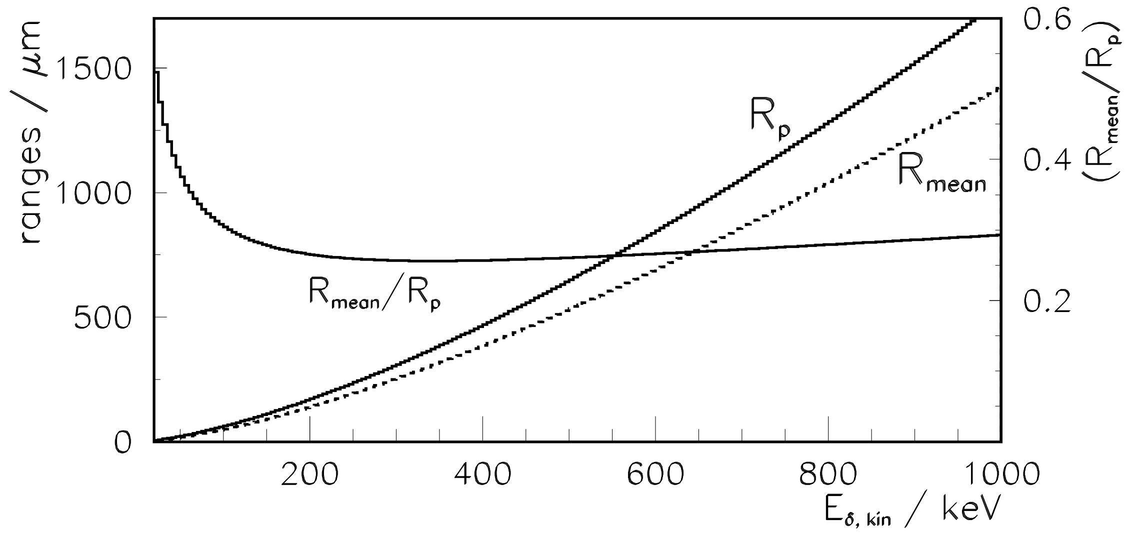


Abbildung 4.8: Mittlere und maximale Reichweite eines δ–Elektrons sowie deren Quotient als Funktion der kinetischen Energie.

Ionisierung

Es ist nicht ohne Weiteres möglich, formal begründete Ausdrücke für die Ionisierungsdichte entlang der Spur eines δ–Elektrons anzugeben. Das liegt daran, dass der Weg des Elektrons durch das Medium mit abnehmender Energie den Charakter eines *random walk* annimmt: die zurückgelegte Strecke wird deutlich größer als dessen Projektion auf die Anfangsrichtung. In den meisten Fällen ist das ohne Bedeutung, denn wegen der begrenzten Reichweite der Elektronen sammelt der Auslesestreifen, der sich am Kollisionsort befindet, die freigesetzte Ladung komplett auf. Für längerreichweitige Elektronen mag es sinnvoll sein, die höhere Ladungsdichte am Ende der Spur mit einem *ad–hoc*–Verfahren zu berücksichtigen:
nimmt man an, dass die Ionisierung $\partial_R E$ entlang der Spur mit derselben Potenz $1/b-1$ steigt, wie sie sich aus Glg. 4.19 ergibt, so hat man

$$\begin{aligned} R_\delta &\rightarrow R_\delta + \Delta R \\ b &\rightarrow b \\ a &\rightarrow \tilde{a}\,, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \qquad \tilde{a} &= (1 + \frac{\Delta R}{R})\, a \\ \partial_R E &= \frac{1}{b a^{1/b}}\, R^{1/b-1}\,. \end{aligned}$$

Implementation als Computerprogramm

Für ein gegebenes Primärteilchen bestimmt die Poissonverteilung 4.17 die Zahl der produzierten δ–Elektronen $\underline{n}_\delta$ (wie oben sind Zufallsvariablen unterstrichen gekennzeichnet). Die Vertizes werden uniform verteilt, und für jeden wird eine kinetische Energie $\underline{E}$ gemäß $\partial_E n \sim E_0^{-2}$ erzeugt. Der Streuwinkel ϑ ergibt sich nach Glg. 4.18, und $\underline{\varphi}$ wird uniform verteilt aus $[0, 2\pi)$ gewählt. Nun wird die Reichweite $R = R_p - 2\underline{\Delta r}$ berechnet; $\underline{\Delta r}$ liegt zwischen 0 und $\Delta R =$ Glg. 4.20. Schließlich addiert man den Überlapp der Funktion $\partial_R E / E_\delta$ auf die beteiligten Streifen. Verlässt ein Elektron den Zähler ohne gestoppt worden zu sein, so wird es nicht weiter verfolgt.

4.2.4 Ladungsteilung, Kopplungen und Rauschen

Es liegen nun Verfahren vor, die einerseits die Ladungserzeugung im Substrat beschreiben und zum Anderen deren Transport zu den Sammelstreifen modellieren. Es fragt sich nun, was die Antwort der Detektorbeschaltung auf die eintreffenden Ladungswolken ist. Hier ist zunächst interessant, wie sich die auf einem Streifen gesammelte Ladung im kapazitiven Netz fortpflanzt. Ein Ersatzschaltbild wird ein quantitatives Verständnis ermöglichen. Aus dessen Behandlung ergeben sich auch Folgerungen für das Rauschverhalten, das deswegen auch in diesem Abschnitt behandelt wird.
Zusätzlich sind Kopplungseffekte bekannt, deren Auftreten nicht aus dem idealisierten Ersatzschaltbild folgt. Ein letzter Abschnitt sucht daher den Einfluss der Zählerparameter auf diese Kopplungen abzuschätzen.

Ein Ersatzschaltbild

Abbildung 4.9 zeigt das Ersatzschaltbild für eine (wählbare) Seite des doppelseitigen Zählers. Die p– bzw. n–Streifen liegen auf den Knoten $(i), (i+1), \ldots$. Sie sind durch die Streifen–Streifen–Kapazität C_{ss} gekoppelt. Typische Werte für diese Größen sind:

$$\begin{aligned} C_{\mathrm{ss}} &= 1\,\mathrm{pF/cm} \qquad (\text{Streifenabstand: } 25\,\mu\mathrm{m}) \\ C_{\mathrm{R}} &= 0.1\,\mathrm{pF/cm} \end{aligned}$$

Der Kondensator C_{R} verbindet die Streifen mit dem Referenzpotential U_{Ref} der anderen Zählerseite. Im Bild wird jeder k–te Streifen von einem Integrator ausgelesen; er steht für die typischerweise verwendeten Vorverstärker mit niedriger Eingangsimpedanz und virtueller „Masse“ am Eingang. Die virtuelle Masse ist gestrichelt eingezeichnet. C_I ist die Rückkopplungskapazität und C_i die des unbeschalteten OP's. Das Schaltbild zeigt die vom Siliziumdioxid gebildete Auslesekapazität nicht. Ihr Wert ist viel größer als die nebenstehenden Zahlen, so daß sie für die hier auftretenden Zeitkonstanten in guter Näherung als durchsichtig betrachtet werden kann. Ohmsche Strompfade sind ebenso vernachlässigt wie direkte Kopplungen nicht benachbarter Knoten.

Ladungsteilung

Bringt man eine Ladung Q auf einen Streifen, der nicht mit einem Verstärker verbunden ist, so verschieben sich Ladungen auf den benachbarten Knoten. Man kann diese Kopp-

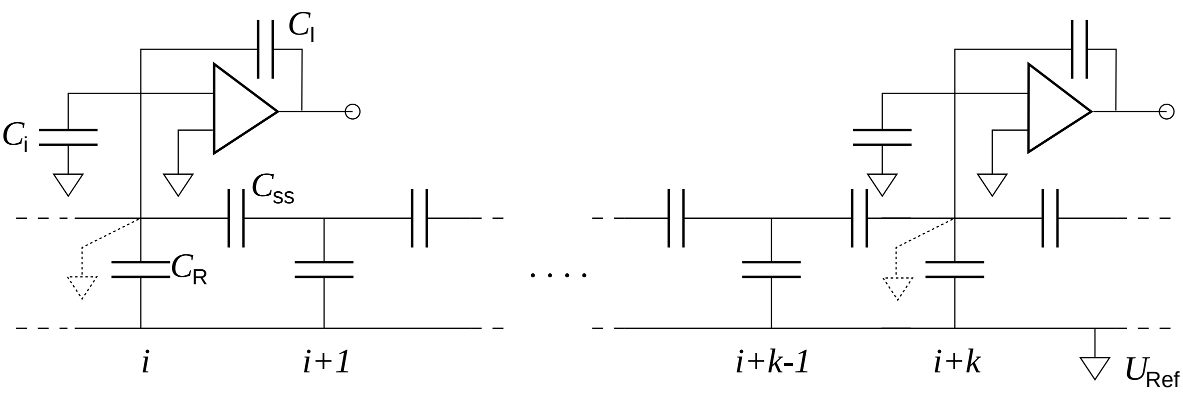


Abbildung 4.9: Ersatzschaltbild einer Seite eines doppelseitigen Siliziumzählers. Nur jeder k–te Streifen wird ausgelesen.

lung iterativ berechnen [lut87]:
Betrachtet man die Kapazität von $(i+k-1)$ gegen U_{Ref}, so kann man schreiben

$$\begin{aligned} C_1 &= C_{\mathrm{ss}}\,, \\ C_{i+1} &= \frac{1}{C_{\mathrm{ss}}^{-1} + (C_i + C_{\mathrm{R}})^{-1}} = \frac{C_{\mathrm{ss}}(C_i + C_{\mathrm{R}})}{C_{\mathrm{ss}} + C_i + C_{\mathrm{R}}}\,. \end{aligned}$$

Wird jeder k–te Streifen ausgelesen, so hat der Streifen m mit $i < m < i+k$ als Kapazität gegen die virtuelle Masse des rechten Auslesekanals den Wert C_m, und gegen die des linken Auslesekanals den Wert C_{k-m}. Die Spannungen auf benachbarten Streifen verhalten sich wie $(C_i + C_{\mathrm{R}})/C_{i+1}$, für den Spannungsquotienten zwischen $(i+k-1)$ und $(i+k-j)$ gilt demnach

$$\begin{aligned} f_j \stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{U_1}{U_j} &= \prod_{i=1}^{j-1} \frac{C_{\mathrm{ss}}}{C_{\mathrm{ss}} + C_i + C_{\mathrm{R}}}\,, \\ f_1 &= 1\,. \end{aligned}$$

Setzt man nun eine Ladung Q auf $i < m < i+k$, so lässt sich die Ladung angeben, die auf dem rechten Ausleseknoten verschoben wird:

$$Q_{\mathrm{R,m}} = U_1 C_{\mathrm{ss}} = \frac{Q}{C_m + C_{k-m} + C_{\mathrm{R}}} f_{k-m} C_{\mathrm{ss}}\,. \tag{4.21}$$

Für den linken Auslesestreifen gelten gerade gespiegelte Verhältnisse:

$$Q_{\mathrm{L,m}} = \frac{Q}{C_m + C_{k-m} + C_{\mathrm{R}}} f_m C_{\mathrm{ss}}\,. \tag{4.22}$$

Dieses Ergebnis ist nun aus zwei Gründen interessant:
1.) Im vorigen Abschnitt zeigte sich, dass die Lebensdauern der Ladungsträger viel

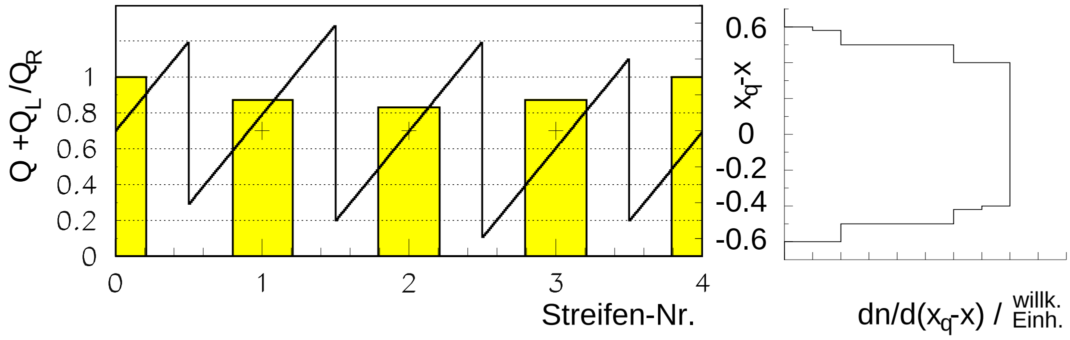


Abbildung 4.10: Links: als Funktion der Koordinate einer Primärladung ist der Ladungsschwerpunkt und die Ladungsausbeute aufgetragen. Rechts: Die sich bei gleichmäßiger Verschiebung der Primärladung ergebende Residuenverteilung.

größer sind als deren Sammelzeiten, so dass dort kein Signalverlust entstand. Hier nun geht die Ladung zum Teil auf den Kapazitäten C_{R} verloren. In Abb. 4.10 zeigt das Säulendiagramm für den Fall $k = 4$ die Ladungsausbeute $(Q_L + Q_R)/Q$. Dabei sind die Detektorparameter aus obenstehender Tabelle zugrunde gelegt. Die Ausbeute sinkt bei $m = 2$ auf etwa 80 %.

2.) Die Gleichungen beschreiben unmittelbar das Verhalten des Ladungsschwerpunktes $x_Q \overset{\text{def}}{=} (iQ_L + (i + k)Q_R)/(Q_L + Q_R)$, der den Prototypen einer gemessenen Teilchenkoordinate darstellt. Abb. 4.10 variiert den Entstehungsort x der Ladung und zeigt das Residuum $x - x_Q$ sowie deren Dichte $dn/d(x - x_Q)$. Man erkennt, dass eine nahezu lineare Ladungsteilung vorliegt. Deswegen ist $dn/d(x - x_Q)$ nahezu rechteckförmig, und die Messpräzision von x wird $\sigma(x - x_Q) \simeq 1/\sqrt{12}$.

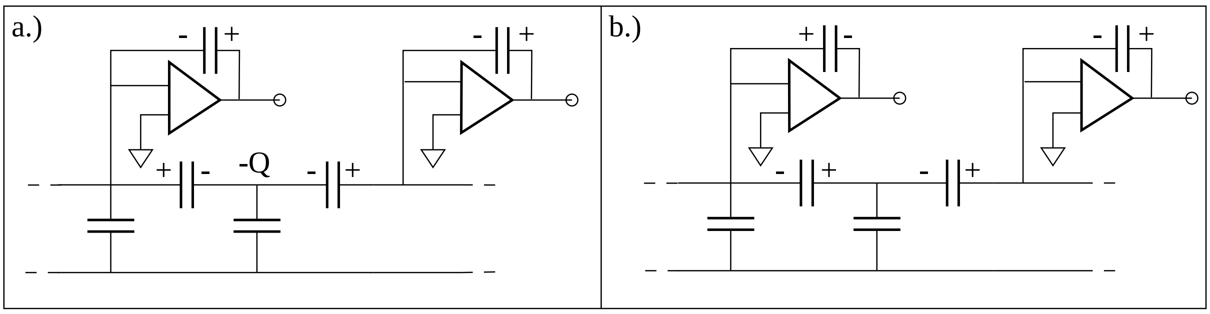
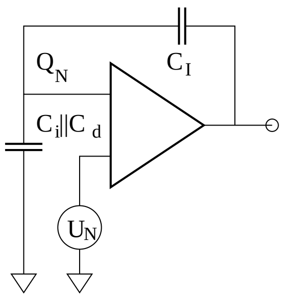


Abbildung 4.11: a.) Ladungsverschiebungen im kapazitiven Netzwerk im Falle einer echten Ladung; b.) Ladungsverschiebungen bei Auftreten einer Rauschspannung an einem Verstärker.

Elektronisches Rauschen



Jedes Rauschen, das im Regelkreis eines Verstärkers auftritt, lässt sich als Rauschspannung U_N an den Eingang transformieren. Die äquivalente Rauschladung Q_N, die am Ausgang dasselbe Verhalten wie U_N hervorruft, ist $Q_N = (C_d + C_i + C_I)U_N$. C_d ist die Detektorkapazität, im vorliegenden Falle also $C_d = 2C_k + C_\mathrm{R}$. Die Rauschladung Q_N verändert nun die auf dem Integrationskondensator $(i+k)$ liegende Ladung antikorreliert, d.h. dergestalt, dass an $C_{I,i}$ und $C_{I,i+k}$ unterschiedliche Polaritäten anliegen (vgl. Bild 4.11). Die auf dem Knoten $(i+k)$ verschobene Ladung lässt sich mit dem Spannungsverhältnis f_k angeben: $Q_{N,i+k} = U_N C_\mathrm{ss} f_k$. Das Verhältnis r zwischen der Rauschladung und der auf $(i+k)$ resultierenden Ladungsverschiebung ist also

$$-r \;=\; \frac{(2C_k + C_\mathrm{R} + C_i + C_I)\ \cancel{U}_N}{C_\mathrm{ss} f_k\ \cancel{U}_N}\,. \tag{4.23}$$

Die Varianz der Rauschspannungen $\sigma(U_\mathrm{n})$, die man an den Ausgängen der Verstärker misst, ergibt sich also zum einen aus deren Rauschzahlen $(R_0 + R_C/\mathrm{pF})\,e^-$, erhält aber aus der Kopplung 4.23 einen zusätzlichen Beitrag. Hat man das mittlere Rauschen an den Verstärkerausgängen $\sigma(U_\mathrm{mess})$ als gegeben vorliegen, so erzeugt man im Rechnermodell für jeden Kanal einen (normalverteilten) Rauschwert $\underline{u}_\mathrm{n}$ mit einer Varianz $\sigma(u_\mathrm{n})$, die nach

$$\sigma(U_\mathrm{mess}) = (1 \oplus r \oplus r)\,\sigma(u_\mathrm{n}) \tag{4.24}$$

gegeben ist, und korreliert die $\underline{u}_\mathrm{n}$ dann mit der Kopplung r.
Liegt $\sigma(U_\mathrm{mess})$ nicht vor, so muss man vernünftige Annahmen über die Verstärkergrößen R_0 und R_C machen und erzeugt sich damit Rauschladungen $\underline{q}_\mathrm{n}$. Die entsprechenden Rauschspannungen $u_\mathrm{n} = \underline{q}_n(2C_k{+}C_\mathrm{R}{+}C_i{+}C_I)$ korreliert man dann mit r.
Es ist wichtig, die $\underline{u}_\mathrm{n}$ nicht direkt mit $\sigma(U_\mathrm{mess})$ streuen zu lassen und die Rauschkopplungen damit zu vernachlässigen. In diesem Falle wären Größen, die benachbarte Messwerte verknüpfen, von zu großer Varianz: z.B. ist das mittlere Rauschen in einer Streifengruppe der Breite n in Wirklichkeit kleiner als der naiv erwartete Wert $\sigma(U_\mathrm{n})/\sqrt{n}$.

Rauschen durch Leckströme

Die Leckströme der in Sperrrichtung gepolten pn–Übergänge erzeugen Schrotrauschen; die Spannung eines einzelnen Sammelstreifens fluktuiert deswegen fortlaufend. Solche Potentialunterschiede pflanzen sich gemäß den oben angegebenen Formeln zur Ladungsteilung fort: das Sperrstromrauschen kann man also durch Ladungen $\underline{q}_i^\mathrm{L}$ simulieren, die auf jeden Sammelstreifen gebracht werden.

Übersprechen

In der Praxis beobachtet man insbesondere bei hohen Signalen ein Übersprechen, d.h. ein Kanal kann benachbarte Streifen anheben. Um den Einfluss der Zählergeometrie auf das

Übersprechen abzuschätzen, denke man sich die Verstärker als vom Modul abgetrennt. In Abb. 4.9 bleibt dann eine unendlich lange kapazitive Leiter. Im Weiteren soll das Verhältnis U_i/U_{i+1} angegeben werden: betrachtet man einen Knoten i, so muss gelten, dass die Impedanz von i gegen U_{Ref} gleich der Impedanz von $(i+1)$ gegen U_{Ref} ist, und man schreibt

$$Z_\infty^{-1} \;=\; Z_{\mathrm{R}}^{-1} + (Z_{\mathrm{ss}} + Z)^{-1}\,.$$

Mit $f \overset{\mathrm{def}}{=} U_i/U_{i+1}$ führt das auf

$$f \;=\; \frac{\sqrt{1/4 + C_{\mathrm{ss}}/C_{\mathrm{R}}} - 1/2}{\sqrt{1/4 + C_{\mathrm{ss}}/C_{\mathrm{R}}} + 1/2}\,. \tag{4.25}$$

Für einen unbeschalteten Zähler ergibt sich mit den obenstehenden Werten der Kapazitäten $f \simeq 0.8$.
Glg. 4.25 spiegelt den Einfluss der Zählerkapazitäten auf das Kopplungsverhalten. Weil sie unter der Annahme unendlichen Eingangswiderstandes abgeleitet wurde, muss man noch mit einer empirischen Konstanten ζ multiplizieren.— Kopplungen, die hinter dem Zähler auftreten, können bei Kenntnis der beteiligten Impedanzen mit derselben Gleichung abgeschätzt werden.

Implementation als Computermodell

Aus dem vorigen Abschnitt liegen alle Primär– und Sekundärladungen auf den Streifen vor. Zunächst erzeugt der Algorithmus normalverteilte Leckstromrauschladungen $\underline{q}_i^{\mathrm{L}}$ auf jedem Sammelstreifen. Dann erfolgt die Ladungsteilung: gemäß den Gln. 4.21, 4.22 verteilt das Programm die Ladungen nichtausgelesener Streifen auf die benachbarten Auslesekanäle — ausgelesene Streifen behalten ihre Ladung komplett. Jeder Auslesekanal erhält nun eine weitere Rauschladung $\underline{q}_{\mathrm{n}}$, deren Streuung sich aus den Verstärkergrößen R_0 und R_C errechnet. Dann wird die Rausch–Antikorrelation mit r nach Gleichung 4.23 ausgeführt. Schließlich koppelt man gemäß einer geometrischen Folge mit der Konstanten $(\zeta f)^k$ die Spannung eines Auslesekanals auf die nächsten n Nachbarn. ζ und n sind Parameter des Algorithmus.

4.2.5 Positionsauflösung

Wie gut ein Siliziumdetektor im Prinzip auflösen kann, ist maßgeblich durch Designparameter wie Streifenabstand, Auslesedichte oder Zählerdicke bestimmt. Aber auch die Besonderheiten der Umgebung, in die er platziert ist, beeinflussen die Breite der Residuenverteilung. So ist es z.B. bei moderatem Rauschen schwieriger, vertikal einfallenden Spuren eine Koordinate zuzuweisen als solchen, die um ein weniges geneigt sind; denn Letztere erzeugen Ladungswolken, die von mehreren Streifen gesammelt werden und erlauben mittels Schwerpunktbildung eine präzisere Rekonstruktion.
Die Erkenntnisse der vorigen Abschnitte dienen hier nun dazu, die Ortsauflösung der für HERA–B vorgesehenen Detektoren wirklichkeitsnah abzuschätzen: wie in Kapitel 2

beschrieben, erhält ein *GEANT*–Computermodell als Eingangsdaten die Kinematik der Primärteilchen und die Materieverteilung im Detektor (vgl. S. 44). Es erzeugt dann die richtigen Winkel– und Impulsinformationen für Teilchen, welche die sensitiven Flächen durchqueren. Mit den Verfahren der vorangegangenen Seiten erzeugt das Simulationsprogramm nun für jedes Teilchen das resultierende Spannungsmuster an den Verstärkerausgängen.
Als Prototyp einer rekonstruierten Koordinate wird im Weiteren der Ladungsschwerpunkt

$$\bar{x} \;=\; \sum i\, U_i / \sum U_i \tag{4.26}$$

verwendet, wobei die Summe über alle Auslesestreifen läuft, denen das Primärteilchen direkt, durch Diffusion oder kapazitive Ladungsteilung Signalbeiträge liefert. In die Simulationsroutine gehen folgende Parameter ein:

Parameter	**Wert**	**Beschreibung**
$E_{\delta,\mathrm{min}}$	$10\,\mathrm{keV}$	untere Abschneideenergie,
$E_{\delta,\mathrm{max}}$	$10\,\mathrm{MeV}$	obere Abschneideenergie f. $\delta - e^-$
$E_{\mathrm{G,min}}$	$10\,\mathrm{MeV}$	untere Abschneideenergie v. *GEANT*
d_{ss}	–variiert–	Streifen–Streifen– Abstand
n_I	–variiert–	Auslesedichte
$C_{\mathrm{ss}} = f(d_{\mathrm{ss}})$	$1\,\mathrm{pF/cm}$ ($d_{\mathrm{ss}} = 25\,\mu\mathrm{m}$)	Streifen–Streifen– Kapazität
C_{R}	$0.1\,\mathrm{pF/cm}$	Streifen–U_{Ref}– Kapazität
$C_i + C_I$	$10\,\mathrm{pF}$	Verstärkerkap. bei Rauschkopplungen
U_d	$100\,\mathrm{V}$	Verarmungsspannung
U_b	$105\,\mathrm{V}$	Betriebsspannung
q^{L}	$800\,e^-$	Sperrstromrauschen pro Streifen
R_0	$500\,\mathrm{e}^-$	Rauschzahl R_0 in $Q_N = R_0 \cdot R_C\, C$
R_C	$50\,\mathrm{e}^-\mathrm{pF}^{-1}$	Rauschzahl R_C in $Q_N = R_0 \cdot R_C\, C$
ζ	0	empir. Konstante für Kopplungen

Es sei darauf hingewiesen, dass beim Variieren des Streifenabstandes d_{ss} angenommen wird $C_{\mathrm{ss}} \to C'_{\mathrm{ss}} = C_{\mathrm{ss}} \cdot d_{\mathrm{ss}}/d'_{\mathrm{ss}}$.
Abb. 4.12 vergleicht die rekonstruierte Koordinate $\bar{x}$ mit der Monte–Carlo – Wahrheit x: in (a) ist die RMS–Breite von $x{-}\bar{x}$ für verschiedene Streifenabstände aufgetragen, wobei jeder zweite Streifen ausgelesen wird. In (b) wird jeder dritte ausgelesen. Dreiecke zeigen die Auflösung an, wenn man lediglich die Ladungsteilung berücksichtigt; bei den Quadraten sind noch die δ–Elektronen hinzugenommen; die Kreise stehen für die Auflösung unter Berücksichtigung noch des korrelierten Rauschens und der Diffusion; die Kreuze fehlen noch und schließen dann auch noch Leckstromrauschen ein. Ebenfalls eingezeichnet ist die Gerade $1/\sqrt{12} \cdot d_{\mathrm{ss}}$, die senkrechtem Teilcheneinfall und der Vernachlässigung aller Effekte entspricht.
Die besten Auflösungen errechnen sich, wenn das Modell **nur die Ladungsteilung**

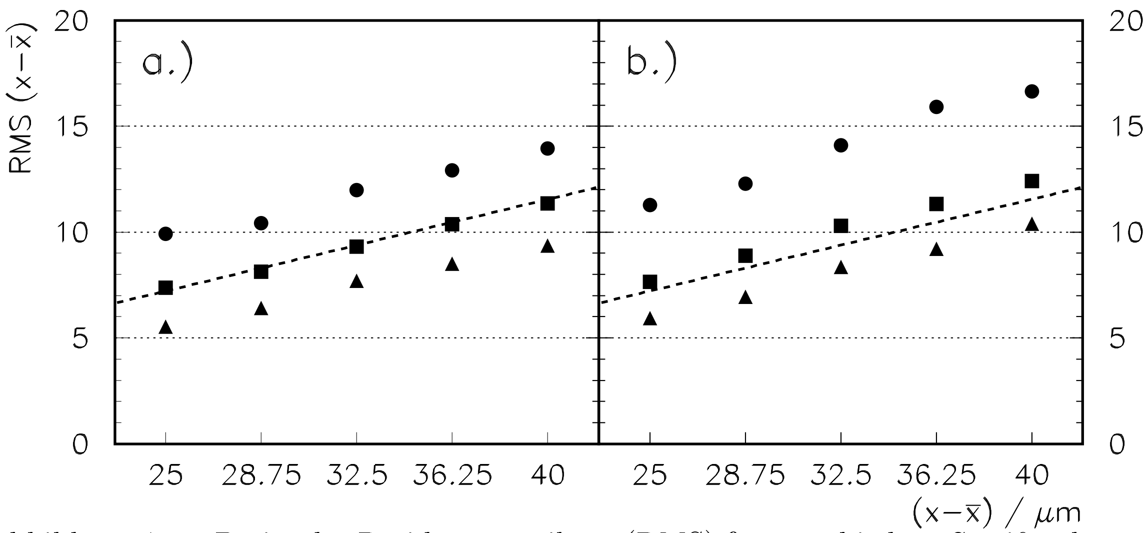


Abbildung 4.12: Breite der Residuenverteilung (RMS) für verschiedene Streifenabstände sowie Auslesedichten. Die Dreiecke zeigen Werte nur unter Berücksichtigung von Ladungsteilung an. Bei den Quadraten sind δ–Elektronen einbezogen; bei den Kreisen werden zusätzlich Rauschen und Diffusion berücksichtigt. In a.) wird jeder zweite, in b.) jeder dritte Streifen ausgelesen.

berücksichtigt. Sie ist besser als $1/\sqrt{12}\cdot d_{ss}$, weil durch die Spurneigungen meist mehr als ein Streifen getroffen wird: der Ladungsschwerpunkt streut deswegen weniger als gemäß einer Rechteckverteilung um x. Aber auch bei nur einem beteiligten Streifen führen Spurneigungen aus geometrischen Gründen zu geringeren Variationen. Vergrößert man d_{ss}, so sinkt die Zahl getroffener Streifen und der Schwerpunkt wird ungenauer, so dass sich die Werte mehr der Geraden nähern. Liest man nur jeden dritten Streifen aus, so verschlechtern Signalverlust und die Nichtlinearität der Ladungsteilung das Verhalten.

Schließt man die δ–**Elektronen** mit ein, so verschlechtert sich die Auflösung um den Faktor 1,3 bei $d_{ss} = 25\mu$m bis zu $\simeq 1{,}2$ bei $d_{ss} = 40\mu$m. Insbesondere Spuren hoher Neigung erfahren nun Verzerrungen des Ladungsschwerpunktes. Der Einfluss ist bei kleinen d_{ss} größer, weil die durch δ–Elektronen freigesetzte Ladung dann auf mehr Streifen verteilt wird.

Berücksichtigt man schließlich noch **Ladungsträgerdiffusion** und **korreliertes Rauschen**, so ergeben sich die mit • markierten Werte, die als Abschätzung der erreichbaren Auflösung verstanden werden mögen.

Die Siliziumzähler, die für den Vertexdetektor von HERA–B vorgesehen sind, haben einen Streifenabstand von $25\,\mu$m, und jeder zweite Streifen wird ausgelesen. Das entspricht dem Punkt ganz links in 4.12 a.): man kann hier etwa $10\,\mu$m Auflösung erreichen. Im Rahmen der geforderten Messgenauigkeit von $\simeq 12\,\mu$m ist der Streifenabstand kein geeignetes Mittel, um die Zahl der Auslesekanäle signifikant zu senken, und damit Kosten und technischen Aufwand herabzusetzen. Effektiver wäre es, nur jeden dritten Streifen

auszulesen. Allerdings müsste man dann eine um etwa 30 % schlechtere Auflösung in Kauf nehmen, die auch diese Maßnahme nicht geraten erscheinen lassen, zumal bei den errechneten Werten ja ideale Kenntnis der am Cluster beteiligten Streifen vorausgesetzt ist.
Die Koordinatenrekonstruktion des folgenden Abschnittes ermittelt diese Streifen aus ihren Messwerten. Ihre Ergebnisse liefern dann realistische Werte für die Parameter der schnellen Simulation aus Kapitel 2 (vgl. S. 45). Außerdem stellt sie einen Prototyp des Cluster–Algorithmus dar, der für die Analyse realer Daten im nächsten Kapitel verwendet wird.

4.3 Koordinatenrekonstruktion

Die Information, ob ein Auslesekanal von einem Teilchen gesetzt wurde, steht im Experiment natürlich nicht zur Verfügung. Sobald man aussagekräftige Rohdaten hat, muss man Gruppen von Kanälen bestimmen, die mutmaßlich zu einem Teilchen gehören. Diese Selektion führt sowohl zu schlechterer Auflösung als auch zu nicht perfekter Nachweiswahrscheinlichkeit und zu scheinbaren Treffern. Außerdem verschmelzen die Kanalgruppen von Teilchen, die in der sensitiven Koordinate eng beisammen liegen, was erneut die Auflösung beeinträchtigt und eine sichere Spurrekonstruktion erschwert. —
Ist die Zählerauslegung vorgegeben, so hängt das Ausmaß dieser Effekte vor allem vom Rauschen, auch von der Spurwinkelverteilung ab. Es soll nun ein einfacher Koordinatenrekonstruktions–Algorithmus auf Daten angewandt werden, die mit dem in Kapitel 3.1 beschriebenen *GEANT*–Modell unter Zugrundelegung der Zählerauslegung aus Kapitel 2.4 erzeugt wurden.

4.3.1 Kanalselektion

Die Kanalselektion bestimmt zunächst die Nulllinie einer Seite des Zählermoduls. Dazu werden der Mittelwert $<d>$ und die Streuung (das „Rauschen“) σ aller Kanalwerte d_i bestimmt; in rekursiver Weise bestimmt man nun diese Werte neu, wobei im Schritt j die Summation jene Kanäle ausspart, deren normierte Pulshöhen $(d_i - <d>^{(j-1)})/\sigma^{(j-1)}$ größer sind als eine gewisse Schwelle n_{sel}. Die *Cluster* sind dann die Gruppen benachbarter Streifen, welche nach dem n–ten Iterationsschritt ausgenommen wurden. n ist eine Konstante des Algorithmus.
Vor allem dann, wenn nur ein einzelner Streifen über der Schwelle n_{sel} liegt, liegen häufig nur scheinbare Treffer vor. Um diese zu erkennen, kann man sich die Tatsache zunutze machen, dass Rauschwerte benachbarter Kanäle antikorreliert und jene übernächster Kanäle unkorreliert sind. Bezeichnet man die Pulswerte der unmittelbaren Nachbarn eines einzelnen getroffenen Streifens mit d_0, d_2, so hat man

$$
\begin{aligned}
<d_0 + d_2> \; &= \; <\text{unkorreliertes Rauschen}> \; + \; <\text{korreliertes Rauschen}> \\
&= \; 0 \; - \; r_k \; <d_1>_{d_1 > n_{\mathrm{sel}} \cdot \sigma} \; .
\end{aligned}
$$

Bei wahren Treffern dagegen sind die Nachbarstreifen durch Diffusion oder Ladungsaufteilung meist noch angehoben. Abb. 4.13 zeigt die Korrelation zwischen $d_0 + d_2$ und d_1. Man erkennt, dass Signal– und Geistercluster in der Ebene deutlich getrennt liegen — in d_1 dagegen überlappen sie. Der Selektionsalgorithmus benutzt die Bedingung $d_1 < x + y \cdot (d_0 + d_2)$ als Schnittkriterium. x und y müssen für die jeweils vorliegenden Bedingungen gesondert bestimmt werden.

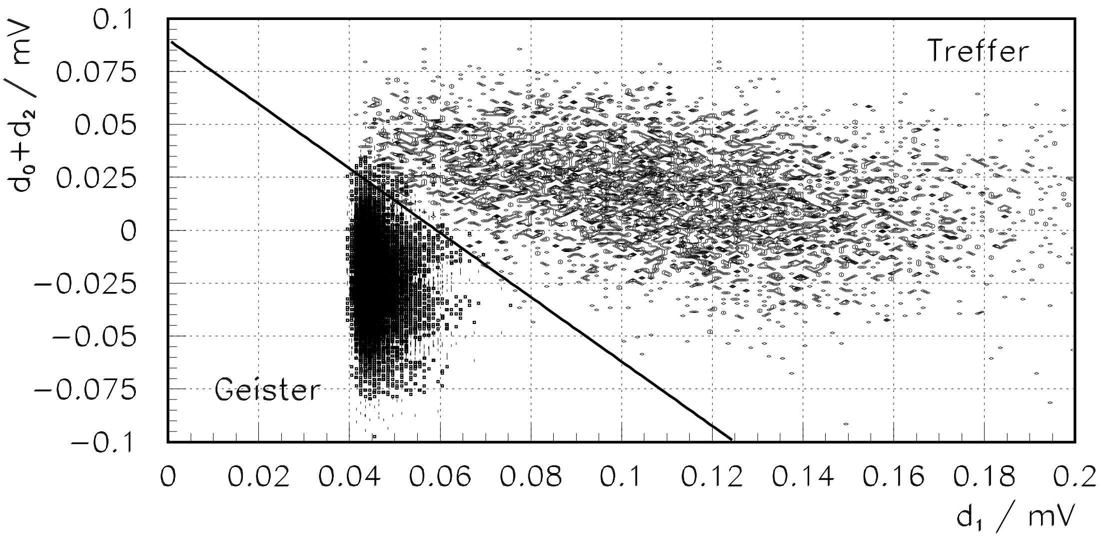


Abbildung 4.13: Die Ladungssumme der beiden Nachbarkanäle gegen die Ladung des getroffenen Streifens bei der Clusterbreite 1.

4.3.2 Auflösung und Zwillingsauflösung

Als rekonstruierte Koordinate wird wie oben der Ladungsschwerpunkt (4.26) verwendet. In Abb. 4.14 ist die Residuenverteilung aller rekonstruierten Cluster aufgetragen. Der zentrale Teil hat eine Breite von $12\,\mu$m, der nichtgaußische Anteil der „Schultern“ beschreibt man mit eine weiteren Normalverteilung mit $40\,\mu$m Streuung. Die Verteilung a.) ist in b.) und c.) aufgeschlüsselt in Cluster der Breite eins bzw. zwei. Größere Cluster sind anfälliger für δ–Elektronen und Rauschen und entwickeln deswegen nichtgaussische Anteile.

Außerdem soll noch die *Zwillingsauflösung* angegeben werden. Sie ist kein Maß für die Positionsauflösung, sondern gibt an, wie nahe zwei Teilchen einander kommen dürfen, um noch als zwei Treffer erkannt zu werden. Abb. 4.15 zeigt den Zusammenhang zwischen der Clusterbreite b und dem auf die sensitive Koordinate projizierten Abstand der Spur zur nächstgelegenen Δx_l. Oberhalb von $\Delta x_l \simeq 190\,\mu$m ist die Clusterbreite unabhängig von Δx_l. Unmittelbar darunter jedoch springt sie auf $b \simeq 5$, um für $\Delta x_l \to 0$ wieder abzusinken. Im Diagramm ist zwischen Clustern unterschieden, deren Kanäle man nur einem oder aber mehreren Teilchen zusprechen muss.

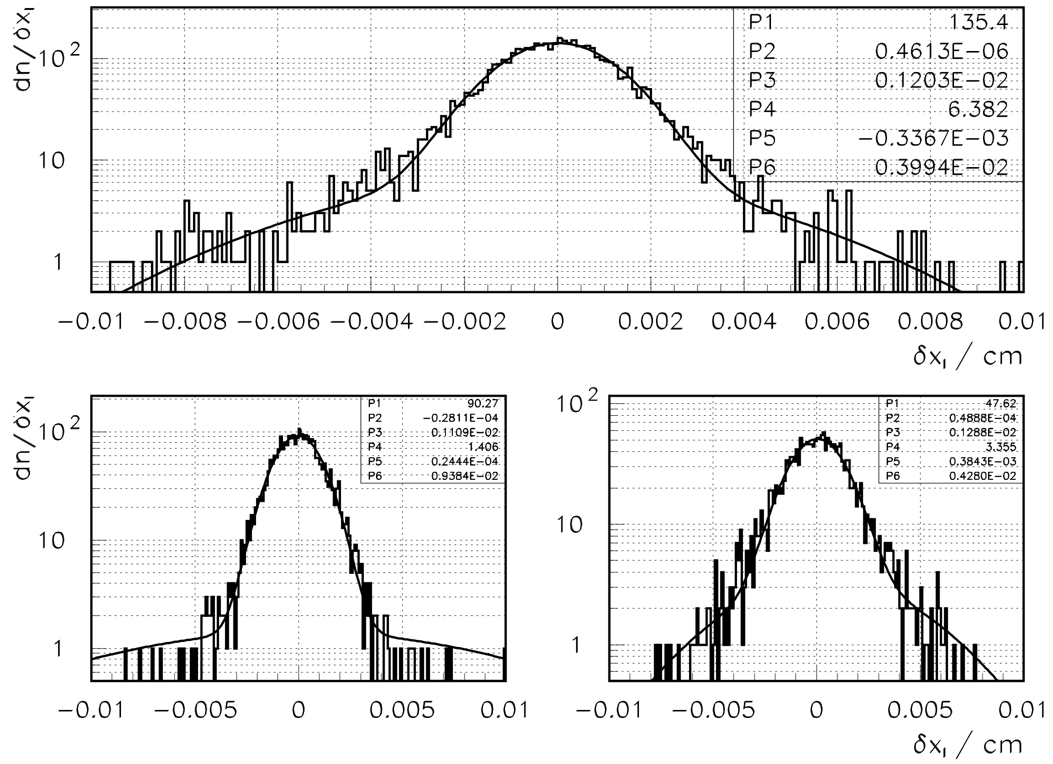


Abbildung 4.14: a.) Residuenverteilung aller rekonstruierten Koordinaten. Angepasst ist eine Überlagerung aus zwei Gaußfunktionen. Die Parameter 1 und 4 geben die Norm an, die Parm. 3 und 6 die Streuungen. b.) Dasselbe für Cluster der Breite 1 und c.) Cluster der Breite 2.

Offensichtlich verschwimmen bei $\Delta x_l \simeq 190\,\mu$m die Signale der Teilchen ineinander, was zu größeren Clustern führt. Der Wert $\Delta x_{\mathrm{z}} = 190\,\mu$m ist eine sinnvolle Bezifferung der Zwillingsauflösung.

Nachweiswahrscheinlichkeit und Pseudo–Spuren

Haben n geladene Teilchen den Zähler durchstoßen haben, und sind davon n_n nachgewiesen worden, so sei die *Nachweiswahrscheinlichkeit* ε_n definiert als

$$\varepsilon_n \stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{n_n}{n}\,.$$

Ein rekonstruierter Cluster wird einem Teilchen zugesprochen, wenn mindestens einer seiner Streifen von der Primär– oder Sekundärladung des Teilchens (mit–) verursacht wurde.

Ist das nicht der Fall, so gilt der Cluster als *Rauschtreffer*, und man bezieht die Rauschrate ε_r auf die wahre Anzahl der Spuren:

$$\varepsilon_r \stackrel{\mathrm{def}}{=} \frac{n_r}{n}\,.$$

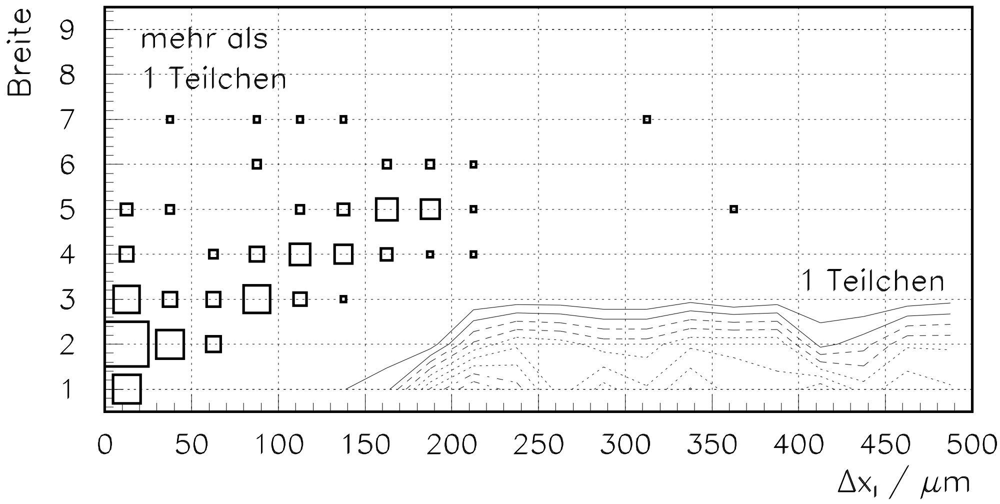


Abbildung 4.15: Breite der rekonstruierten Cluster als Funktion des Abstandes in der lokalen Koordinate zum nächsten Treffer. Das Konturdiagramm zeigt Cluster, die man einem Teilchen zuordnet, das Boxdiagramm solche, die mehr als einem Teilchen angehören.

Für einen Streifenabstand von 25 μm und drei verschiedene Ausleseabstände findet man:

Auslese-abstand	50 μm	75 μm	100 μm
ε_n	0,96	0,96	0,92
ε_r	0,004	0,004	0,077

Das entspricht den in Abschnitt 3.1 angeführten Werten.

Die Eingangsgrößen der Auflösungsrechnungen sowie der Treffersimulation für die Mustererkennung erfuhren in diesem Kapitel Rechtfertigung. Die Auslegung des Vertexsystems ist damit abgeschlossen.

Es ist nun wichtig, Siliziumzähler wirklich in Betrieb zu nehmen. Denn es sollten frühestmöglich Erfahrungen mit realen Daten gemacht werden. Während der Strahlzeit 1996 wurden im inzwischen fertiggestellten Vertextank drei Prototyp–Siliziumzähler betrieben. Die Ergebnisse der Datennahme fasst das folgende Kapitel zusammen.

5 Analyse der Prototypendaten

Für die HERA–Strahlzeit 1996 wurde eine Prototypenanordnung installiert, die bereits alle Besonderheiten des endgültigen Detektorsystems aufweist. In einem Sekundärvakuum sind in der Nähe des Strahles doppelseitige, gekühlte Siliziumzähler und ihre Ausleseelektronik angebracht.
Es wurden vielfältige, rein technische Erfahrungen gesammelt, z. B. in Bezug auf die Stellmechaniken, das Kühlsystem oder die geeignete HF–Abschirmung. Sie sollen hier aber nicht referiert werden. Es gehen aber auch sämtliche Methoden zur Rohdatenkorrektur und Koordinatenrekonstruktion auf die Daten des Jahres '96 zurück. Sie sind alle echtzeitfähig, wie es für das HERA–B–Experiment notwendig ist.
Im Testaufbau '96 wurden auch Spuren rekonstruiert. Damit wird eine geometrische Kalibration der Anordnung möglich. Auf dieser Grundlage lassen sich die makroskopischen Zählereigenschaften (σ, ε, Rauschen) ermitteln. Diese Daten stellen eine wichtige Rückmeldung für die Zähler– und Modulentwicklung dar. Mit Zählereigenschaften und genauen geometrischen Daten kann man schließlich ein Rechnermodell erstellen und dessen Vorhersagen mit den festgestellten Verteilungen der Spurdichte und –multiplizität vergleichen.

Dies ist das Programm des folgenden, letzten Kapitels. Vorweg aber wird die Testanordnung beschrieben.

5.1 Prototypenanordnung der Strahlzeit 1996

5.1.1 Mechanik

Die Mechanik der Prototypenapparatur ist eine kleinere Version der in Kapitel 2 beschriebenen. Es standen drei Zählermodule mit doppelseitigen Siliziumdetektoren zur Verfügung. Sie wurden in einen Quadranten der Superlagen 5, 6 und 7 eingebaut, also in die jeweils gleiche Öffnung des dritten, vierten und fünften Flanschquartetts (vgl. Abb. 2.9 a. und Abb. 5.1). Im Weiteren werden sie mit 3, 4 und 5 bezeichnet. In der gezeigten Anordnung haben die Zähler, vom Target aus besehen, einen gewissen gemeinsamen Raumwinkel; der Polarwinkel ϑ ist bei dieser Wahl der Superlagen klein, deswegen fallen viele Teilchen in die gemeinsame Akzeptanz.
Während der Protoneninjektion muss das Modul 3 zurückgezogen werden. Es kann des-

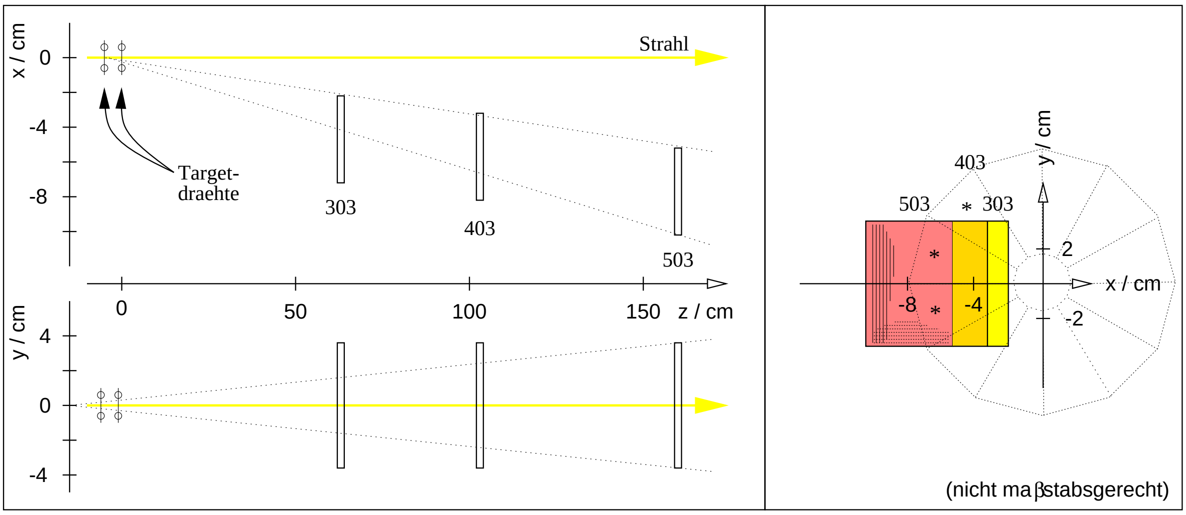


Abbildung 5.1: Anordnung der drei Prototypenzähler während der Strahlzeit 1996. Erläuterungen s. Text.

wegen mit einem Manipulator, wie er in Abb. 2.9 b.) gezeigt ist, verstellt werden. Ein PC im HERA–*B*–Kontrollraum kontrolliert die Servomotoren. Auch das Modul 4 war beweglich, wurde allerdings nicht verfahren. Die Aluminiumhülsen, die die Detektoren gegen Hochfrequenzfelder schirmen, haben Wandstärken von 300–500 μm und sind damit wesentlich massiver als die endgültig vorgesehenen.

Links in der Abbildung ist die Targetstruktur skizziert. Es sind bereits, wie im endgültigen Experiment, alle acht Drähte eingebaut. An das Target schließt sich stromabwärts der HF–Schirm an (nicht eingezeichnet). Während eines Teiles der Messzeit bestand er aus einem 150 μm starken Aluminiumrohr mit 4 cm Durchmesser. Es ist an den Positionen der Zähler mit Schlitzen versehen, damit man geringere transversale Abstände als 2 cm erreichen kann. Später wurde dann die in Abb. 2.10 skizzierte Konstruktion mit 5 μm dünnen Stahlbändern eingebaut.
Weiter dem Strahl folgend gelangt man zum Austrittsfenster des Vakuumtanks. Es ist 3 mm dick und direkt mit dem nachfolgenden, nur 500 μm dicken und 6 m langen Aluminiumstrahlrohr verschweißt.
Hinter dem Austrittsfenster befinden sich zwölf Szintillationszähler, die den Strahl ringförmig umschließen (s. Abb. 5.1 rechts). Aus ihren Signalen wird ein Auslesepuls abgeleitet.

5.1.2 Zähler und Auslese

Die Siliziumdetektoren selbst sind Prototypen, mit denen man Zählerdesign und –betrieb studieren möchte. Sie haben, wie im endgültigen Experiment vorgesehen, eine Fläche von $5 \times 7\,\mathrm{cm}^2$ und eine Dicke von 280 μm. Am Zählerrand befindet sich eine spezielle

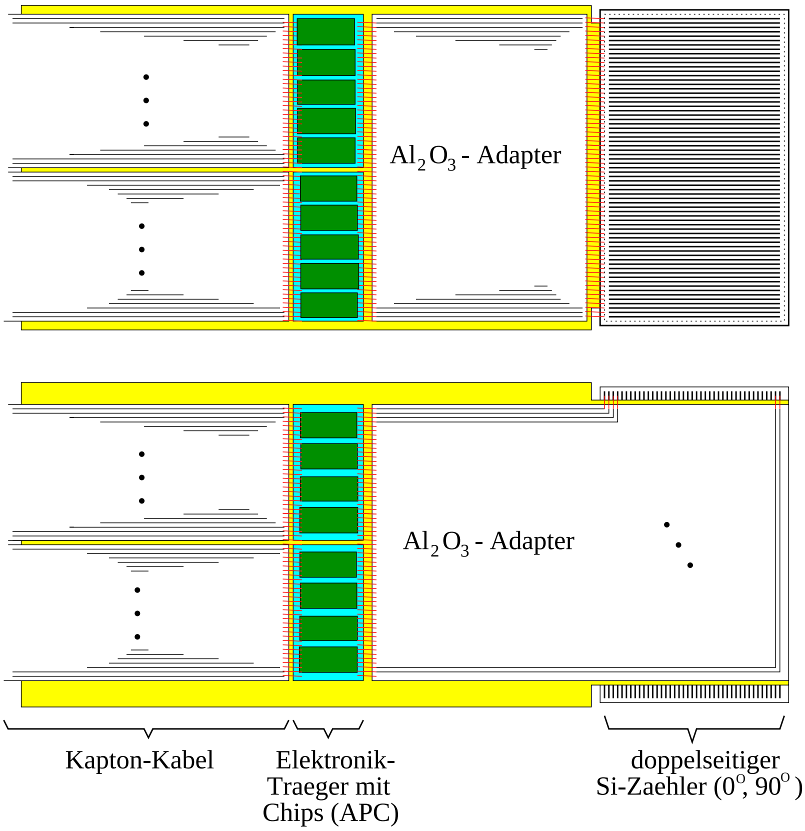


Abbildung 5.2: Vorder– und Rückansicht eines Prototypen–Zählermoduls, wie es während der Strahlzeit 1996 verwendet wurde.

guard–ring – Struktur, und der Streifenabstand beträgt 25 μm. Anders als im endgültigen Experiment verlaufen die Streifen ohne Stereowinkel parallel zu den Kanten des Zählers, und es wird nur jeder vierte ausgelesen. Eine Ausnahme ist die p–Seite des Detektors 4, hier ist jeder zweite Streifen angeschlossen.
Die Detektoren sind auf Aluminiumnitritträger geklebt [abt97] (s. Abb. 5.2). Die Streifen sind über Adapterplättchen mit den Auslesechips verbunden. Die Kontaktierung erfolgte mit Mikroschweißdrähten. Auf der n–Seite ist das einfach, auf der p–Seite jedoch müssen die Verbindungen über die Dicke des Trägers hinweg geführt werden.
Bei den Auslesechips handelt es sich nicht um den gesondert für HERA–B entwickelten HELIX — dieser war 1996 noch nicht verfügbar —, sondern um den APC–Chip [hor93]. Die grundlegenden Funktionen sind dieselben, allerdings erlaubt der APC keine totzeitfreie Auslese. Er hat 32 statt 128 Pipelinezellen, und man kann ihn nur mit 2 MHz auslesen statt mit 40 MHz. Der Chip verstärkt die Messwerte der einzelnen Kanäle und speichert sie alle 192 ns, d.h. bei jedem zweiten Protonenbündel in der Pipeline (s. Abb. 5.3). Um die zeitliche Abstimmung der Elektronik zu erleichtern, werden nur die Messwerte vom ersten Protonenbündel des HERA–Zyklus gespeichert, denn vor den ersten Protonen ist eine wechselwirkungsfreie Zeitspanne von etwa 2 μs, die man am Ausbleiben von Messwerten erkennen kann.

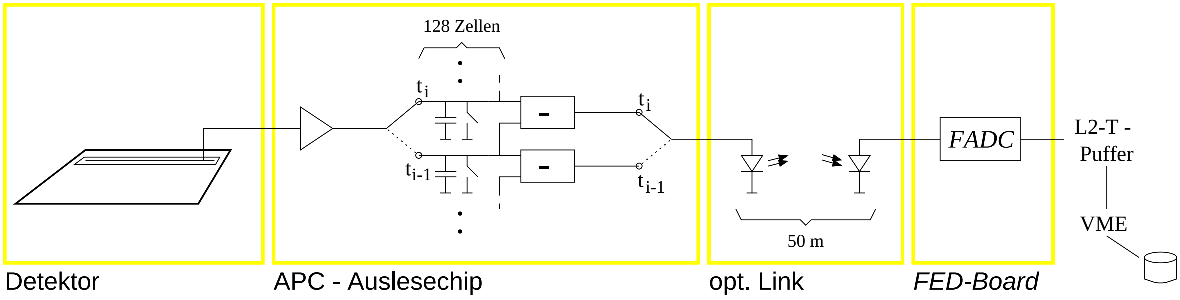


Abbildung 5.3: Auslesekette während der Strahlzeit 1996. Detektoren und Chips befinden sich im Vakuum, das FADC–System und der Ausleserechner im Kontrollraum.

Wird zum Zeitpunkt t_i eine Auslese initiiert, so schickt der Chip die analogen Differenzen der Messwerte t_i und t_{i-1} über einen Multiplexer auf eine serielle Leitung. Die Differenzbildung erfolgt, weil sich so Potentialfluktuationen herausheben, die langsamer als der Umlauftakt sind.
Eine wichtige Eigenart der Schaltung sei an dieser Stelle betont: weil nur mit der halben Frequenz der Protonenbündel in die Pipeline geschrieben wird, enthält eine Pipelinezelle mehr als nur die Ladungsdeposition eines Protonenpaketes. Die Abfallzeit des Verstärkers beträgt etwa 400 ns, ein Messwert entspricht deswegen etwa der Ladungssumme zweier Pakete.

Die Pulsfolge der analogen Differenzen läuft nun zu einem optischen Sender und über 50 m Glasfaserkabel in den HERA–*B*–Kontrollraum. Nach der Rückumwandlung werden die Analogpulse von einem FADC *(= flash analog–digital converter)* abgetastet. Das geschieht bereits auf einem der *front end boards*, die für den endgültigen Detektor vorgesehen sind. Über den Puffer des L2–T und ein VME–Link werden die Daten schließlich in eine Datei geschrieben. Eine solche Datei enthält einige tausend aufeinanderfolgende Ereignisse und wird im Weiteren als *Datenblock* bezeichnet.

Es bleibt noch nachzutragen, wie der angesprochene Auslesepuls erzeugt wird. Er wird aus den Szintillatorsignalen abgeleitet: wenn das erste Protonenbündel mindestens zwei der in Abb. 5.1 mit einem * markierten Zähler ansprechen lässt, dann wird ein Triggersignal generiert und an Auslesechips und FADCs gesendet. Dieser Szintillator–Trigger reichert die Zahl der Spuren in den Zählern an.

5.2 Rohdatenaufbereitung

Der Analyse stehen als Rohdaten die Zellendifferenzen m_i der einzelnen Vorverstärker zur Verfügung. Wie oben erwähnt, ist nicht jeder elektronische Kanal mit einem Auslesestreifen verbunden; ein Teil der Rohdaten gibt deswegen nur über das Verhalten ungebondeter Kanäle Auskunft, enthält aber keine Spurinformation. Er wird hier nicht untersucht.

Empirisch findet man, dass die Spurinformation in den sensitiven Kanälen von einigen Effekten überlagert ist. Mittelt man über viele Ereignisse, so stellt man fest, dass jeder Kanal um einen „Sockelbetrag“ s_i fluktuiert. Dieser kann z.B. auf verschiedene Speicherkapazitäten aufeinanderfolgender Pipeline–Zellen zurückgehen. Abb. 5.4 a.) zeigt ein Ereignis eines Zählermoduls der Datennahme ’96, also die Zellendifferenzen als Funktion der Streifennummer. Die s_i sind gestrichelt eingezeichnet. Variationen der Rohdaten von Streifen zu Streifen gehen zum großen Teil auf unterschiedliche Sockelbeträge zurück; in diesen erkennt man deutlich die Struktur der Auslesechips. Betrachtet man nur ein einzelnes Ereignis, so finden sich in den um s_i korrigierten Rohdaten räumlich kohärente Fluktuationen: insbesondere ist die Gesamtheit der Kanäle oftmals um einen gewissen Betrag von Null verschieden *(„common mode“)*. In 5.4 a.) sind die m_i auf systemati-

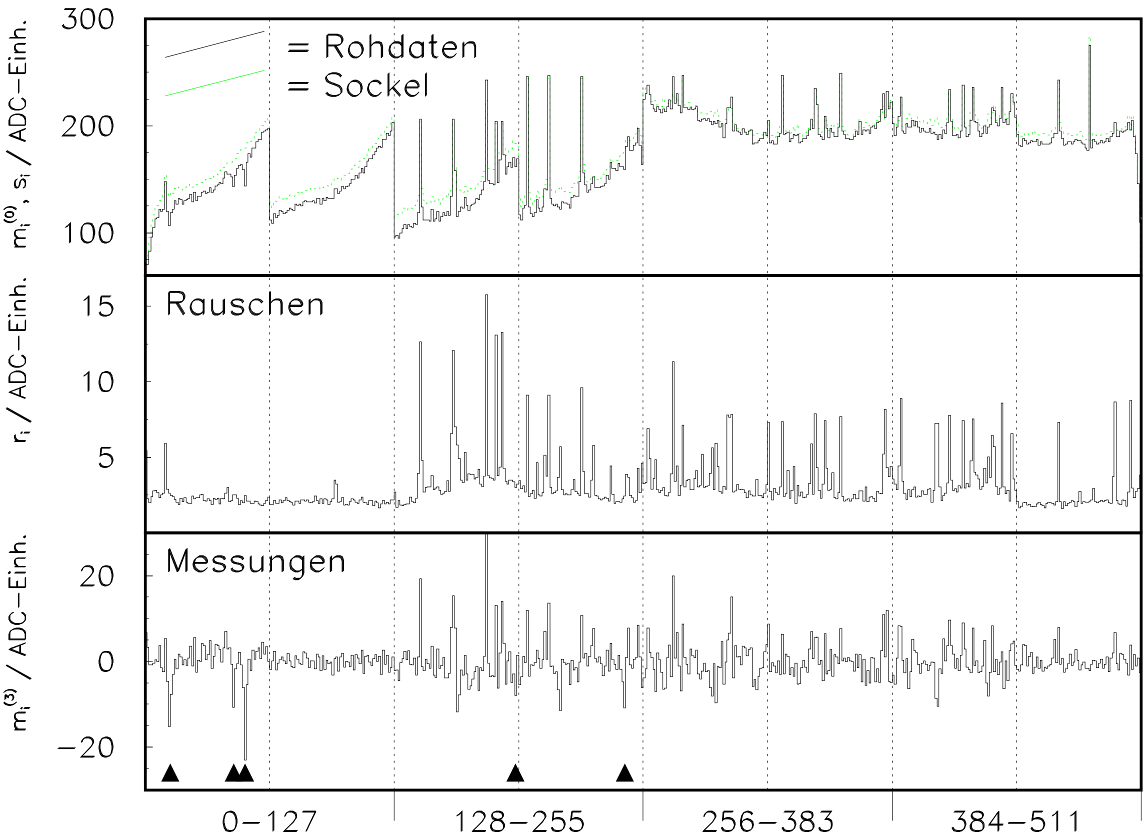


Abbildung 5.4: Für ein Ereignis aus den Daten des Jahres ’96, als Funktion der Kanalnummer des Moduls p–3: a.) Rohdaten $m_i^{(0)}$ und Sockel s_i, b.) nachgeführte Rauschwerte $\sigma(R_i)$, c.) die Messwerte $m_i^{(3)}$. Gefundene Treffer sind mit einem Dreieck gekennzeichnet.

sche Weise von den s_i verschieden. In den ersten vier Auslesechips liegen die Messwerte tiefer als die s_i, und zwar umso mehr, je höher die Kanalnummer ist. Des Weiteren ist jede Messung m_i von einem Rauschwert r_i überlagert, dessen Streuung $\sigma(r_i)$ vom betrachteten Kanal abhängt. Schließlich gibt es defekte Kanäle, welche nie oder zu selten brauchbare Messungen liefern. Das kann z.B. passieren, wenn der Verbindungsdraht zwischen Detektor und Chip beschädigt wurde. Es gilt, diese pathologischen Fälle zu erkennen und von der weiteren Analyse auszuschließen.
Zuletzt sei angemerkt, dass es nicht genügt, mit dem Index i einen bestimmten Auslesestreifen zu bezeichnen. Die Inhomogenität der Pipelines ist in den vorliegenden Daten nicht zu vernachlässigen, also müssen Sockelbeträge und Rauschwerte für jede Pipeline–Zelle gesondert bestimmt werden. Im Testaufbau '96 hat man so $3968 \cdot 32 \simeq 127000$ Kanäle.

5.2.1 Sockelspannungen, kohärente Fluktuationen und Rauschen

Eben wurden die wesentlichen den Rohdaten überlagerten Erscheinungen aufgezählt. Lässt man für den Moment defekte Kanäle außer Betracht, so kann man einen gemessenen Ladungswert $m_i^{(0)}$ wie folgt aufschlüsseln:

$$m_i^{(0)} \;=\; q_i + s_i(t) + N(i,t) + r_i\,; \tag{5.1}$$

der Index i läuft über alle Kanäle und Zellen, t bezeichnet den Zeitpunkt der Auslese. q_i ist das Signal, d.h. jene Spannungsdifferenz aufeinanderfolgender Zellen, die auf gesammelte Ladungen zurückzuführen ist, $s_i(t)$ der Sockelbetrag und $N(i,t)$ die „Nulllinie“: sie beschreibt die räumlich kohärenten Fluktuationen, da sie die Messungen eines Ereignisses verknüpft. r_i bezeichnet einen Rauschwert. In der Analyse müssen zunächst die s_i und N bestimmt werden. Man hat dann die Größen q_i+r_i vorliegen und kann dann $\sigma(r_i)$ abschätzen, um ein Maß für die Güte der Messung von q_i zu erhalten.
Gleichung 5.1 ist in allen Größen linear. Deswegen ist es abgesehen von numerischen Effekten gleichgültig, ob man zuerst die Sockel $s_i^{(1)}$ bestimmt und dann die Nulllinie $N^{(2)}$ oder umgekehrt erst $N^{(1)}$ und dann $s_i^{(2)}$. Natürlich gilt $s_i^{(1)} \neq s_i^{(2)}$ und $N^{(1)} \neq N^{(2)}$. Im Folgenden werden die $s_i^{(1)}$ und $N^{(2)}$ bestimmt; das Superskript ist nicht explizit angeführt.

Bestimmung der Sockelbeträge

Die Sockelbeträge s_i sind ihrer Natur nach Mittelwerte; allein, sie unterliegen einer gewissen Zeitabhängigkeit, z.B. durch Erwärmung der Elektronik. Die s_i seien daher definiert als nachgeführter zeitlicher Mittelwert der Rohdaten $m_i^{(0)}$:

$$s_i(t_n) \;\stackrel{\text{def}}{=}\; w_s\, s_i(t_{n-1}) + (1 - w_s)\, m_i^{(0)}\,. \tag{5.2}$$

t_{n-1} bezeichnet den Zeitpunkt des vorangegangenen Ereignisses im Kanale i; der Wichtungsfaktor w_s liegt zwischen 0 und 1. Das Anwenden der Rekursion 5.2 zeigt sofort, dass der Einfluss einer Messung $m_i^{(0)}$ exponentiell gedämpft ist; misst man die Zeit in Einheiten des Auslesetaktes von i, gilt für die Zeitkonstante

$$\tau_s \;=\; -\frac{1}{\ln w_s}\,. \tag{5.3}$$

Im Falle der Testapparatur des Jahres '96 mit einem Auslesetakt von wenigen Hz wurde $w_s = 0,98$ gewählt, das entspricht $\tau_s \simeq 50$ Ereignissen. Geht man zu einer schnelleren Auslese über, kann man die Korrektur an w_s mit Glg. 5.3 abschätzen.
Sobald das Analyseprogramm einen Datenblock prozessiert hat, schreibt es das Sockelmuster in eine Datenbank: auf diese Weise stehen die s_i auch beim Reprozessieren einzelner Blöcke zur Verfügung. Liegen zu große Zeitabschnitte zwischen aufeinanderfolgenden Blöcken oder wurden in der Zwischenzeit Änderungen am Aufbau vorgenommen, ist es nötig, sich die s_i erneut zu verschaffen. Dazu betrachtet die Analyse mit den vorliegenden s_i als Startwerte die ersten $n = 32\cdot\tau_s$ Ereignisse unter veränderten Bedingungen. Sie springt dann erneut zum ersten Ereignis und analysiert vollständig.
Man muss nun die räumlich kohärenten Fluktuationen der sockelkorrigierten Rohdaten $m_i^{(1)} \stackrel{\text{def}}{=} m_i^{(0)} - s_i(t)$ bestimmen.

Kohärente Fluktuationen

Es sei vorausgeschickt, dass $N(i,t)$ von Ereignis zu Ereignis so stark fluktuiert, dass die Vorgeschichte der Daten bedeutungslos wird. Man führt also nicht wie im Falle der Sockelspannungen nach, sondern bestimmt $N(i,t)$ für jedes Ereignis neu. — Naheliegend ist, eine Modellfunktion $\mathcal{N}(\vec{c};i,t)$ mit Parametern $\vec{c}$ iterativ anzupassen, wobei jeder weitere Iterationsschritt k solche Kanäle $\{j\}$ ausnimmt, die zu weit von den Abschätzungen $\{\mathcal{N}(\vec{c}_{k-1};\,j,t)\}$ entfernt liegen. Dieses Vorgehen kann mit orthogonalen Polynomen nutzbringend verallgemeinert werden.
Der Grundgedanke ist, die Funktion $N(i,t)$ sukzessive nach Polynomen $p_k(i)$ zu entwickeln, die der Orthogonalitätsbedingung unter dem Skalarprodukt $<m,n>= \sum_k p_m(i)\cdot p_n(i)$ genügen. Solche Polynome verschafft man sich, indem man eine Basis des Funktionenraumes, z.B. $1, i, i^2, \ldots$, nach Schmidt orthogonalisiert. Man schreibt dann $N(i,t) = \sum_k c_k p_k(i)$. Aus

$$\nabla_{\vec{c}}\,\chi^2 = \nabla_{\vec{c}} \sum_i \left[m_i^{(2)} - \sum_k c_k p_k(i)\right]^2 \;\stackrel{!}{=}\; 0$$

folgt dann

$$c_k \;=\; \sum_i m_i^{(2)} p_k(i)\,. \tag{5.4}$$

In einer Rechnerimplementation lassen sich die Entwicklungskoeffizienten c_k nun sehr schnell berechnen, wenn man die Werte $p_k(i)$ bis zu einem frei wählbaren K als Tabelle abspeichert; bei Hinzunahme einer neuen Ordnung $k+1 \leq K$ ist keine neue Anpassung nötig, sondern es muss nur die Summe c_{k+1} ausgeführt werden.

Neben der Geschwindigkeit und Flexibilität erhält man als weiteren Vorteil ein effizient berechenbares (ungewichtetes) χ^2: man kann es als Qualitätskriterium verwenden, wenn man entscheiden möchte, ob eine Ordnung k die Nulllinie bereits gut genug beschreibt. Ausmultiplizieren ergibt

$$\chi_k^2 \;=\; \sum \left[m_i^{(2)} - \sum c_k p_k(i)\right]^2 = \sum {m_i^{(2)}}^2 - \sum c_k^2 \;=\; \chi_{k-1}^2 - c_k^2\,.$$

Nimmt man eine weitere Ordnung $k+1$ hinzu, ergibt sich das neue χ^2 mittels einer einfachen Subtraktion.
Das Analyseprogramm bestimmt für die Kanäle jedes Auslesechips eine gesonderte Nulllinie. Das ist nötig, weil die Nulllinie u.a. von Effekten verursacht wird, die sich über einen Chip erstrecken. Die Anpassung wird nach dem obigen Verfahren bis $k=3$ vorgenommen, was ein stabiles Verhalten ergab. Studien zur Rechenzeitverminderung mit χ^2–Kriterien wurden nicht vorgenommen.
Abb. 5.4 c.) zeigt die Werte $m_i^{(3)} \stackrel{\text{def}}{=} m_i^{(2)} - \sum_{k=0}^{3} c_k p_k(i)$. Sie fluktuieren um Null; Sockel– und Nulllinienkorrektur haben den dynamischen Bereich etwa um einen Faktor 1/20 vermindert.

Rauschen

Das Signal q_i in Gleichung 5.1 ist mit einem Rauschwert r_i überlagert. Dessen Streuung σ_i ist interessant, weil die Koordinaten–Rekonstruktion ein Maß braucht um festzustellen, ob eine gemessene Pulshöhe auf einen Teilchendurchtritt zurückgeht; außerdem kann sie auf pathologische Kanäle hinweisen. Wie die Sockelspannungen ist auch das Rauschen zeitabhängig und wird daher nachgeführt. Man schreibt

$$\sigma_i(t_{n+1}) \;=\; \sqrt{w_r \sigma_i(t_n)^2 + (1-w_r){m_i^{(3)}}^2}\,.$$

Bei der Rechnung tritt eine zeitintensive Wurzel auf. Da bei HERA–B die hier besprochenen Rechnungen auf sehr einfachen Prozessoren in Echtzeit ablaufen werden, ist dieser Ressourcenverbrauch nicht tragbar. Um Zeit zu sparen, kann man im Prinzip statt σ_i dessen Quadrat nachführen, muss dann allerdings in allen folgenden Routinen mit dem Rauschen in der zweiten Potenz rechnen und gegebenenfalls, z.B. für Visualisierungen, die Wurzel später ziehen. Um das zu vermeiden, entwickelt man obige Gleichung um $(w-1)$:

$$\sigma_i(t_{n+1}) \;\simeq\; \sigma_i(t_n) + \frac{1}{2}(w_r - 1)\left[\sigma_i(t_n) - \frac{{m_i^{(3)}}^2}{\sigma_i(t_n)}\right]. \tag{5.5}$$

Verlangt man im eingeschwungenen Zustand gleiche Konvergenzgeschwindigkeiten für die Sockelwerte und die σ_i, so muss gelten

$$\frac{\partial s_i}{\partial m_i^{(0)}} = 1 - w_s \;\stackrel{!}{=}\; \frac{\partial \sigma_i}{\partial m_i^{(3)}} = \frac{m_i^{(3)}}{\sigma_i}(1-w_r)\,,$$

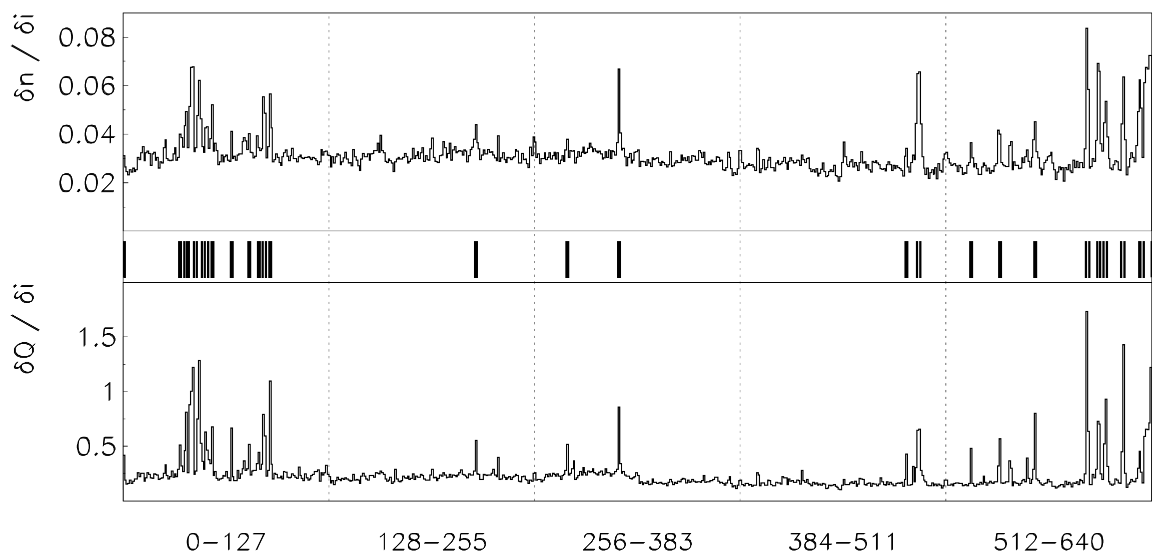


Abbildung 5.5: Für die n–Seite des Moduls 3 der Testapparatur '96 zeigt (a) die Wahrscheinlichkeit pro Ereignis, den Kanal i in einem Treffer zu finden; in (b) ist der mittlere Absolutbetrag der Ladung pro Ereignis im Falle eines Treffers gezeigt. Die Markierungen zwischen den Diagrammen zeigen als defekt bewertete Kanäle an.

also wählt man $w_r = w_s$. Im nichteingeschwungenen Zustand ist die Konvergenzgeschwindigkeit dann etwas langsamer als jene der Sockelbeträge.
Die Analyse bestimmt die individuellen Rauschwerte in der angegebenen linearen Näherung. Wie bei der Nulllinienbestimmung steht ja noch nicht fest, ob ein Messwert einem Treffer zugehörig ist oder nicht: um die Rauschwerte im ersten Falle nicht zu verzerren wird verlangt, dass die Änderung nach Glg. 4.23 einen maximalen Wert $\Delta\sigma_{\max}$ nicht überschreitet.

5.2.2 Pathologische Kanäle

Es ist wichtig Kanäle zu erkennen, die die Spurinformation auf unakzeptable Weise verzerren. Sie werden dann als unzuverlässig markiert und die Messwerte in der anschließenden Koordinatenrekonstruktion gesondert behandelt. Die Kriterien, nach denen ein Streifen als defekt vermerkt wird, werden hier vorgestellt und heuristisch begründet.
Trägt man die Ansprechwahrscheinlichkeit $<n>$ der Streifen in einem Datenblock auf, so erhält man das Diagramm in der Abb. 5.5 a.). Man erkennt, dass über dem gleichmäßig flachen Grundniveau einzelne Kanäle hervortreten; sie tauchen zu oft in Clustern auf. Das passiert z.B., wenn die Verbindung zwischen Detektor und Vorverstärker beschädigt ist. Dann liefert der Kanal stets dasselbe $m_i^{(0)}$, und nach der Differenzbildung bei der Nulllinienkorrektur hat man variierende $m_i^{(3)}$. Solche Kanäle liefern oft sehr hohe Ladun-

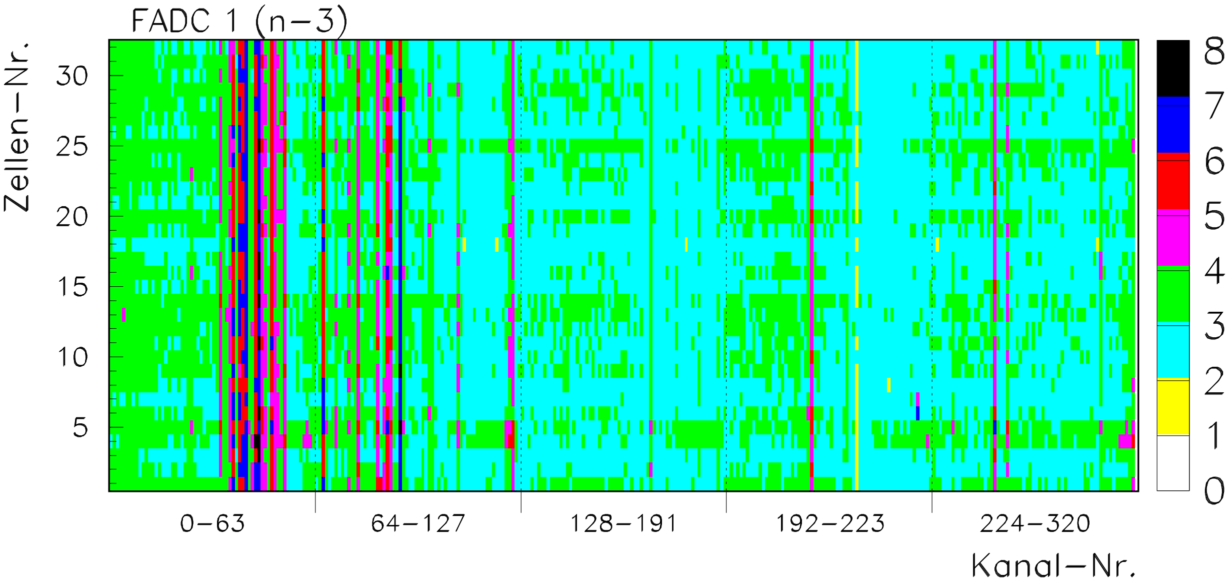


Abbildung 5.6: Für den FADC 1 der Instrumentierung des Jahres '96 zeigt das Bild das mittlere Kanalrauschen als Funktion der Streifen– und der Zellennummer.

gen. Defekte Kanäle sollten also im Diagramm $<n>$ noch deutlicher hervortreten, wenn man die Einträge mit $m_i^{(3)}$ gewichtet. Abb. 5.5 b.) zeigt diese Verteilung; die auffälligen Kanäle erscheinen hier deutlich erhöht.
In diesem Diagramm bestimmt die Analyse auf rekursive Weise den Mittelwert $\ll|q|\gg_2$, wobei der Rekursionsschritt $k \leq 2$ die Kanäle ausnimmt und als unzuverlässig markiert, die größer als $1,5\cdot \ll|q|\gg_{k-1}$ sind.
In beide Diagramme fanden alle Zellen eines bestimmten Auslesestreifens Eingang, Pipeline–Inhomogenitäten wurden also ignoriert; dies soll kurz rechtfertigt werden. Stark rauschende Kanäle zeigen vielfältige Fehlfunktionen an. Man kann als Prüfgröße den Rauschwert σ_i eines Kanals als Funktion der Streifennummer und der Zelle auftragen (s. Abb. 5.6). Es zeigt sich, dass im Falle anomal hohen Rauschens meist alle Zellen eines Streifens betroffen sind. Man macht deswegen nur einen unbedeutenden Fehler, wenn man vereinfachend alle Zellen zur Erstellung der oben besprochenen Diagramme nutzt.

Das zweite Prüfkriterium ist sehr einfach: wie oben erwähnt, zeigen stark rauschende Kanäle Fehlfunktionen an. Das Programm fordert deswegen außerdem, dass der Rauschwert eines Kanals unter der Schwelle $\sigma_{\max} = 7$ ADC–Einheiten liegt.
Die Strichmarkierungen zwischen den beiden Diagrammen in Abb.5.5 zeigen an, welche Kanäle nach den angegebenen Kriterien als unzuverlässig vermerkt wurden.

5.3 Koordinatenrekonstruktion

In die Koordinatenrekonstruktion gehen als Messwerte die $m_i^{(3)}$ ein: sie entsprechen den Größen $d_i - <d>$ aus Kapitel 4.3.1 und werden im Weiteren kurz mit m_i notiert. Es ist vorteilhaft, aus der Menge $\{m_i\}$ solche Gruppen von Messungen $\{\{m_i\}_{\mathrm{Cl}}\}$ auszusondern, die möglicherweise auf die Ionisierung von durchtretenden Teilchen zurückgehen. Das Analyseprogramm wählt diese *Trefferkandidaten* unter recht losen Anforderungen aus: das zeitintensive Datensatz–Lesen und Nachführen braucht dann pro Block lediglich einmal erledigt zu werden, deswegen bedeutet selbst häufiges Reprozessieren in anschließenden Untersuchungen keinen Zeitverzug. Außerdem kann man nun einen weiteren Ausleseprozess implementieren, der parallel zu jenem läuft, der die $\{\{m_i\}_{\mathrm{Cl}}\}$ erzeugt. Aufgabe dieses zweiten Prozesses ist dann zunächst, aus den Clusterkandidaten mit weiteren Selektionskriterien die *Treffer* zu filtern. Aus der Geometrieinformation und der Gestalt der Treffer–Cluster bestimmt er schließlich deren Koordinaten im Detektorsystem und übergibt sie als *rekonstruierte Koordinaten* der Spurfindung.
In diesem Abschnitt soll der oben skizzierte Analysegang von der Kandidatenselektion bis zur rekonstruierten Koordinate beschrieben werden.

5.3.1 Selektion der Trefferkandidaten

Die Vorgehensweise hier ist von der aus Kapitel 4.3.1 abgeleitet: man fasst Gruppen benachbarter Kanäle zu einem Cluster zusammen, deren $m_i/\sigma(m_i)$ über einer Schwelle n_{sel} liegen. Liegt ein Nachbarkanal eines solchen Kernclusters über einer Schwelle $n_{\mathrm{nb}} < n_{\mathrm{sel}}$, so wird er ebenfalls hinzugenommen. Wird ein solcher Nachbar von zwei Kernregionen eingefasst, liegt ein *Doppelcluster* vor — dann rechnet man den mittleren Kanal beiden Clustern zu und gewichtet ihn jeweils mit $\frac{1}{2}$. Man wählt $n_{\mathrm{sel}} = 2{,}5$ und $n_{\mathrm{nb}} = 1{,}5$. Ein Cluster wird als unphysikalisch verworfen, wenn die m_i gemischte Polaritäten aufweisen, d.h. wenn gilt $\sum |m_i| > |\sum m_i|$. Diese Forderung entfernt etwa 9 % der Trefferkandidaten.
Zwei Besonderheiten haben keine Entsprechung in der Simulation. Zum einen können defekte Kanäle auftreten; treten diese isoliert auf, so interpoliert man ihr m_i und $\sigma(m_i)$ als Mittelwert der benachbarten Streifen. Gruppen pathologischer Kanäle werden mit $\sigma \stackrel{\mathrm{def}}{=} \infty$ abgeschaltet. Zum Zweiten darf man in der Kandidatenselektion Cluster mit falscher Polarität $\mathrm{sign}(\sum m_i)$ nicht ignorieren, denn durch Ungenauigkeiten bei der Zeiteichung kann es passieren, dass die Pipelinezelle, die die gesammelten Ladungen enthält, an die falsche Stelle gerät. m_i erhält dann bei der Differenzbildung ein negatives Vorzeichen.
Die so erzeugten Clusterkandidaten werden auf eine Datei oder in einen Puffer geschrieben, von wo sie der zweite Analyseprozess liest.

5.3.2 Trefferselektion

Wie man bereits aus Abb. 5.4 ablas und auch weiter unten in Zahlen bestätigt finden wird, sind die Daten des Jahres '96 von fragwürdiger Qualität, so dass die Analyse, um nicht eines zu großen Anteils wahrer Treffer verlustig zu gehen, lediglich vorsichtige Prüfbedingungen benutzen kann. Ein Trefferkandidat wird nachfolgenden Untersuchungen als *Treffer* übergeben, wenn er die folgenden beiden Bedingungen erfüllt:

1.) Polaritätsbedingung.
Man kann die Polung der Auslesekette zu einem bestimmten Zeitpunkt feststellen, indem man z.B. Spurinformation benutzt, um „wahre“ Treffer von Geistern zu unterscheiden. Wie sich herausstellt, ändert sich die Polarität der Cluster innerhalb einzelner Datenblöcke nicht: wenn man sie zu Beginn eines neuen Datenblockes bestimmt, darf man alle Cluster verwerfen, die das falsche Ladungsvorzeichen haben. Bei 10 MHz Wechselwirkungsrate entfernt dieser Schnitt etwa 40 % der Trefferkandidaten.

2.) Signifikanzbedingung.
Insbesondere Kandidaten der Breite 1 gehen oft auf Rauschen zurück. So erwartet man bei normalverteiltem Rauschen und $n_{\mathrm{sel}} = 2.5$ für ein Modul mit 640 Streifen etwa vier Geister. Es liegt nahe, im Falle von Kandidaten mit einem Streifen erneut in der Signifikanz $m_i/\sigma(m_i)$ zu schneiden. Abb. 5.7 a.) zeigt die Verteilung $dn/d(m_i/\sigma)$ für zwei Mengen $\mathcal{S}$ und $\mathcal{R}$. In $\mathcal{S}$ wurden Spurtreffer angereichert, und in $\mathcal{R}$ Cluster, die nicht auf Teilchen zurückgehen (s.u.). Wenn man wie eingezeichet $m_i/\sigma(m_i) \geq 3,7$ fordert, so ergeben sich die Rauschreduktion der Einser–Cluster $f_{\mathcal{R},1}$ und der begleitende Signalverlust f_m aus den Verteilungen 5.7 a.) und der Clusterbreitenverteilung 5.7 c.) zu

$$\begin{aligned} f_{\mathcal{R},1} &= 0{,}21 \quad \text{und} \\ f_m &= 1 - \frac{n_1}{\sum n_i} \cdot f_{\mathcal{S}} = 0{,}34 \cdot 0{,}59 = 0{,}8\,. \end{aligned}$$

n_i gibt an, mit welcher Häufigkeit ein Cluster der Breite i in $\mathcal{S}$ auftritt. Die Verteilung dn/db der Treffer aus S ist in Diagramm 5.7 c.) eingetragen.
Die angegebenen Abschätzungen für $f_{\mathcal{R},1}$ und f_m sind konservativ, weil $\mathcal{S}$ noch einen gewissen Anteil von Rauschclustern enthält und umgekehrt $\mathcal{R}$ auch wahre Treffer einschließt. Die Messgenauigkeit von Größen, die sich aus einer gemessenen Koordinate berechnen lassen, sinkt also um $\leq 11\,\%$. Jedoch ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Testinstrumentierung '96 ein kleineres Problem als deren Rauschen, deswegen wird dieser Verlust in Kauf genommen. Abb. 5.7 b.) illustriert diesen Umstand: es zeigt die Signifikanzverteilung aller Einser–Cluster des Datenblockes, aus dem $\mathcal{S}$ gewonnen wurde. Die Summenverteilung ist dominiert von den Rauschclustern $\mathcal{R}$, so dass der angegebene Schnitt sinnvoll erscheint.
Die Signifikanzverteilungen der Cluster mit $b > 1$ erlauben keine weiteren effektiven Schnitte, weil sich die Kurven für $\mathcal{R}$ und $\mathcal{S}$ zu sehr überschneiden. Nun ist die Anzahl von Rauschclustern mit $b > 1$ viel geringer als die der Einser–Cluster: deswegen bieten

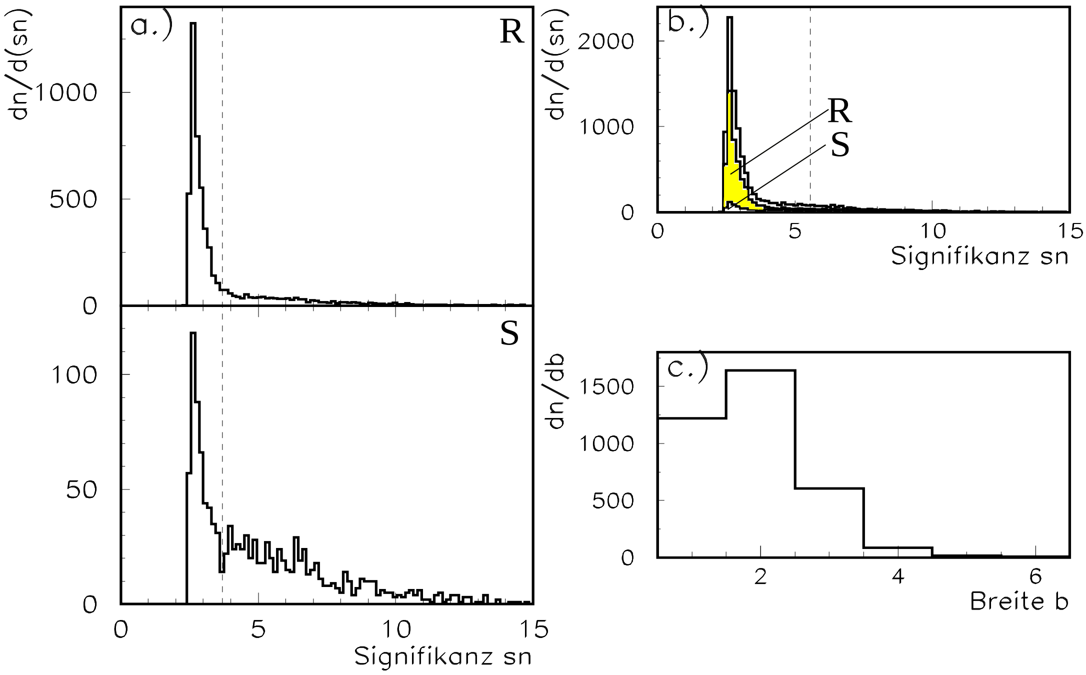


Abbildung 5.7: Signifikanzverteilungen einer Menge von Clustern, die a.) mit Rausch– (oben) bzw. Spurclustern (unten) angereichert wurde; b.) Summe der Kurven aus a.). In c.) ist die Trefferbreitenverteilung dn/db aufgetragen.

solche Schnitte auch bei vergleichbarem $f_{\mathcal{R},b}$ nur eine wesentlich geringere Rauschreduktion.

Im Sinne des inneren Zusammenhanges ist es interessant, das Korrelationsdiagramm aus Abschnitt 4.3.1 zu erstellen. In Abb. 5.8 ist die Ladung des zentralen Streifens m_i gegen die Ladungssumme seiner Nachbarn $m_{i-1} + m_{i+1}$ aufgetragen. Zwar gibt es für wachsendes m_i auch eine Verschiebung hin zu höheren $m_{i-1} + m_{i+1}$, was auf einen Signalanteil hindeutet. Allerdings kann man offensichtlich keine getrennten Bereiche für Rausch– und Signalkandidaten ausmachen, so dass Schnitte in diesem Diagramm nicht angebracht wären.

Die sensitive Koordinate der nun gefundenen Treffer errechnet man wie in Kapitel 4.3.1 über den Ladungsschwerpunkt. In der Rekonstruktion rechnet man dann mit

$$x_{\text{sens}} = x_{S1} + p \cdot \frac{\sum i m_i}{\sum m_i}$$

als gemessener Koordinate. p ist der Ausleseabstand. Vor der Spurfindung jedoch sei noch die Qualität der aufgezeichneten Daten anhand einiger Diagramme erläutert.

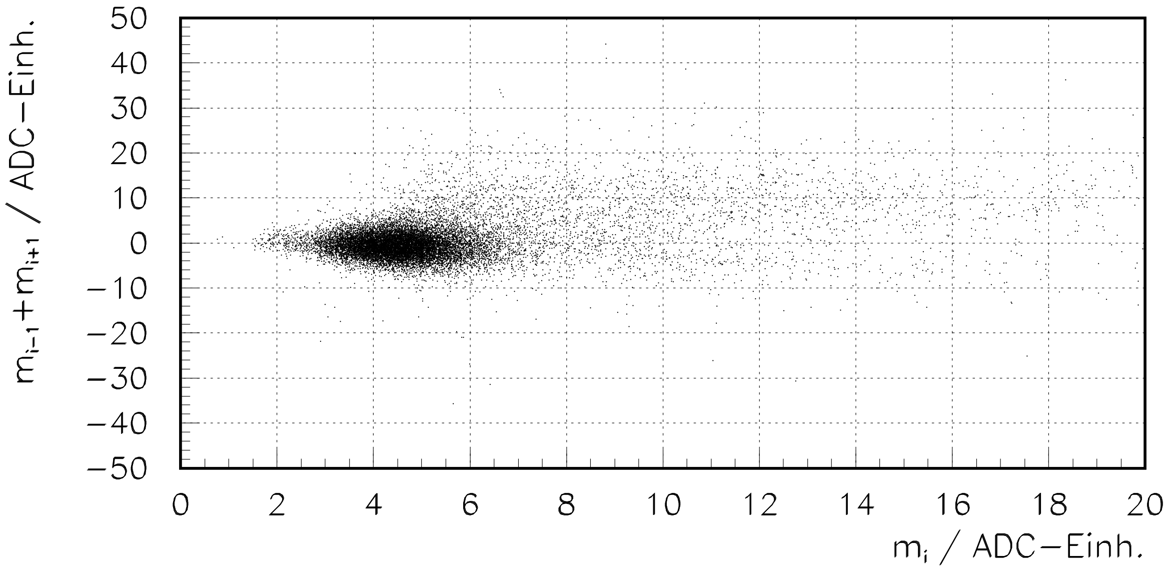


Abbildung 5.8: Korrelation zwischen der Ladungssumme der Nachbarstreifen $m_{i-1} + m_{i+1}$ und dem zentralen Kanal m_i für Einsercluster. Vgl. Abb. 4.13.

5.3.3 Verteilungen wichtiger Clustergrößen

Als Clustergrößen, die summarisch einen Eindruck von der Beschaffenheit der Daten vermitteln, sind in Abb. 5.9 für die Daten der Testinstrumentierung '96 die Verteilungen der Clusterladung $Q = \sum m_i$ sowie das Signal–Rausch–Verhältnis

$$SN \stackrel{\text{def}}{=} \frac{Q \cdot b}{\sum \sigma(r_i)}$$

aufgetragen.* Es gehen alle „Treffer" der Koordinatenrekonstruktion ein; Spurinformation wurde nicht verwendet.

Auf den n–Seiten liegt das Signal–Rausch–Verhältnis im Bereich von 7 bis 9, auf den p–Seiten fällt es etwas niedriger aus. Die mittlere Clusterladung streut von 7 bis 15 ADC–Einheiten bzw. von zwischen 13 und 15 ADC–Einheiten. Das Modul 5 hat einerseits auffällig schlechte Werte, andererseits enthalten die Verteilungen weniger Einträge. Das liegt daran, dass insbesondere auf dessen p–Seite viele Kanäle als defekt markiert wurden. Auffällig ist außerdem, dass die p–Seite des Moduls 4 als einzige, deren Auslesestreifen alle gebondet sind, weder mehr Ladung sammelt noch signifikanter misst als die anderen Detektoren. Alle Verteilungen weisen keine deutlich auszumachende Trennung zwischen Spur– und Rauschanteilen auf.

*Die Definition von SN folgt der Literatur; sie ist das Verhältnis zwischen gesammelter Ladung Q und dem mittleren Rauschen im Cluster, wobei man annimmt, dass die Rauschladungen r_i dergestalt antikorreliert sind, dass sich als mittleres Clusterrauschen $\sum \sigma(r_i)/b$ ergibt. Wir folgen hier der Konvention, weisen aber darauf hin, dass im Falle hoher Leckströme der Ausdruck $SN \stackrel{\text{def}}{=} (Q \cdot b)/\sqrt{\sum \sigma^2(r_i)}$ seriöser wäre, da er unkorrellierte r_i annimmt.

Die Abbildung 5.10 zeigt dieselben Verteilungen für die Instrumentierung ’97. Auch hier sind alle Treffer nach der Trefferselektion eingetragen. Die Schnittgrößen waren dieselben, ihre Werte wurden jedoch an die veränderten Bedingungen angepasst. Man stellt zunächst fest, dass die Mittelwerte vom Signal–Rausch–Verhältnis und der Ladung deutlich höher liegen als im obigen Fall; außerdem fehlt der charakteristische exponentiell abfallende Rauschanteil. Auch hier fällt allerdings das Modul 5 durch schlechtere Werte auf. Räumliche Inhomogenitäten verursachen die „Doppelbuckel“ in den Ladungsspektren p–4 und p–5.

Bisher sind leistungsfähige Verfahren entwickelt worden, die, wie sich im nächsten Abschnitt zeigen wird, auch im Falle der stark verzerrten Daten aus der Strahlzeit ’96 eine sichere Rekonstruktion von Spuren und damit vielfältige Untersuchungen erlauben. Der folgende Abschnitt befasst sich, als nächste Vorarbeit zu den anschließenden Analysen, mit der Spurfindung und Kalibration im Prototyp–Detektorsystem.

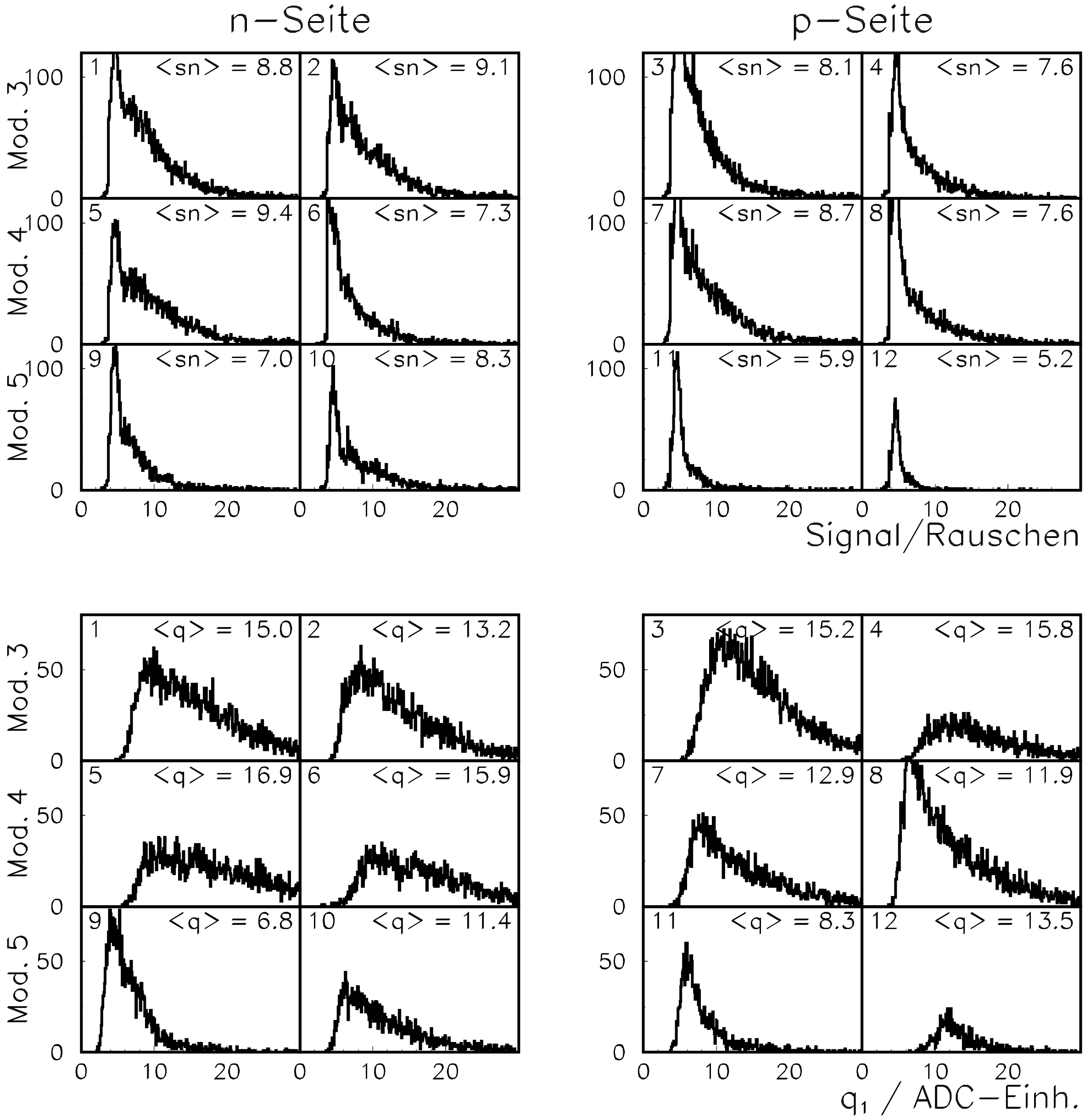


Abbildung 5.9: Verteilungen des Signal–Rausch–Verhältnisses *SN* sowie der Ladungssumme Q für die Daten der Instrumentierung '96.

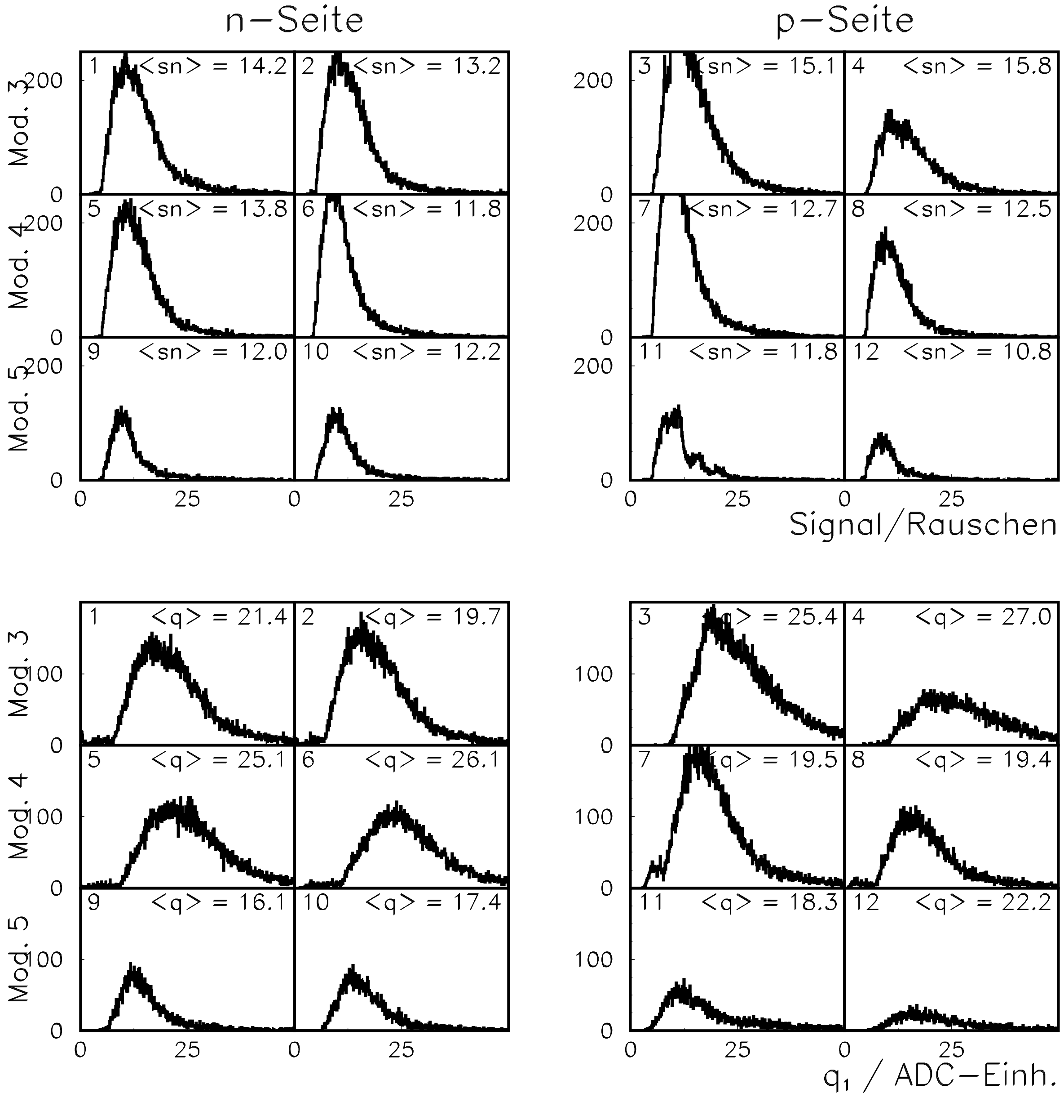


Abbildung 5.10: Für die Daten der Instrumentierung '97 die Verteilungen des Signal–Rausch–Verhältnisses *SN* sowie der Ladungssumme *Q*.

5.4 Rekonstruktion und Alignement

Von jeder Detektorseite liegt nunmehr ein Satz rekonstruierter Koordinaten $c_{\rm sens}$ vor. Da es in den Testaufbauten nur zwei Stereowinkel $\alpha_{\rm st}$ gibt, zerfallen die $c_{\rm sens}$ in zwei unkorrelierte Gruppen von Messungen und die Spurfindung wird ein zweidimensionales Problem. Es sollen nun zwei Methoden vorgestellt werden, die Koordinaten aus verschiedenen Modulen entsprechend dem Spurmodell $c(z) = c_t + a\,(z - z_t)$ zusammenstellen. Das entspricht nur im zweiten Falle einer Spurfindung wie in Kapitel 3. Die erste, einfachere Methode verwendet als *a–priori* – Wissen die Targetpositionen.
Dabei wird zunächst genaue Kenntnis der geometrischen Größen angenommen; sie stammt aus einer Kalibration, die aus Spurinformation die Geometrie ableitet. Der zweite Teil dieses Unterkapitels erklärt, wie dieses „Alignement“ vorgenommen wurde.

5.4.1 Spurkeime

Eine einfache Methode Spurkeime im Sinne von Kap. 3 zu bilden besteht darin, die Koordinaten c_i^a und c_i^b zweier Seiten verschiedener Module a und b, die im gleichen Winkel $\alpha_{\rm st}$ messen, zu allen möglichen Tupeln (c_i^a, c_j^b) zusammenzufassen. Die durch die beiden Messwerte verlaufende Gerade ist ein Spurkeim. Zeichnet bei einer gewissen Wechselwirkungsrate auf Daten auf, so gehen viele der Tupel auf Teilchenspuren zurück. Befindet sich das Target bei $z = z_t$, erwartet man also in der Verteilung von $c(z_t)$ eine signifikante Erhöhung um den Ursprungsort der Teilchen $c_0 = x\,\cos\alpha_{\rm st} - y\,\sin\alpha_{\rm st}$; x und y beschreiben die Strahllage. In den Daten einer Untergrundaufzeichnung enthält $dn/dc(z_t)$ nur kombinatorischen Untergrund, dessen Form von den Verhältnissen der z_t, z_a, z_b abhängt, der Größe $c_{a,1}/c_{b,1}$ und dem (c–abhängigen) Rauschniveau in den Zählern.
Abb. 5.11 a.) zeigt die Verteilung von $x(z_t)$ für einen Datenblock mit 10 MHz Wechselwirkungsrate: man hat ein klares Signal bei $x = 1,1$ cm. Die Breite der eingezeichneten Normalverteilung beträgt $\sigma_y \simeq 620\,\mu$m. Es wurden die Messungen der Module 3 und 4 kombiniert. In b.) findet sich dasselbe Diagramm für die y–Koordinate. Die Streuung ist hier mit $\sigma_y \simeq 360\,\mu$m kleiner, denn der verwendete Targetdraht verläuft parallel zu $\vec{e}_x$. Das Signal–Untergrund–Verhältnis der Überhöhung beträgt $S/U \simeq 14$.
Abb. 5.11 c.) schließlich zeigt die „Multiplikation“ der Diagramme a.) und b.) : jeder x–Spurkeim eines Ereignisses wurde gegen alle y–Spurkeime in das Bild eingetragen. Man erhält so die Verteilung aller Primärvertizes, die nach der Information im Detektor möglich sind; sie formen ein Bild der Drähte, die in ihrer Mitte den Strahl einschließen. Das Bild fasst mehrere Datenblöcke zusammen: zur Zeit der Aufzeichnung fuhr man die vier Drähte einer Targetstation nacheinander an den Strahl bis zu einer Wechselwirkungsrate von 10–20 MHz. Jeder Datensatz entspricht genau einem Target. Der Nullpunkt des Koordinatensystems entspricht dem geometrischen Zentrum des Vertex–Tanks, demnach ist der Strahl um etwa einen Zentimeter von der Solllage entfernt.

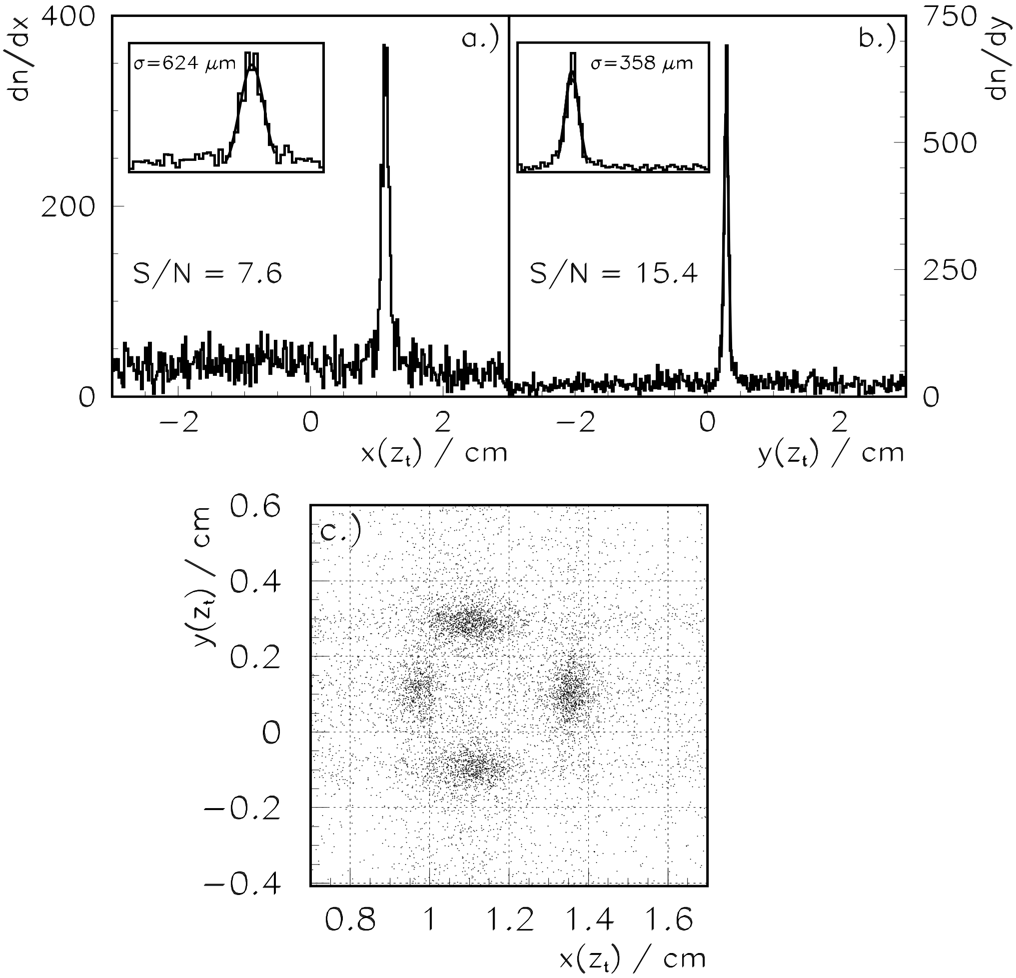


Abbildung 5.11: Für ein parallel zu $\vec{e}_z$ liegendes Target zeigt a.) die Verteilung $dn/dx(z_t)$ der Spurkeime aus den Ebenen 3, 4 und b.) die Verteilung $dn/dy(z_t)$. c.) zeigt die Korrelation zwischen $x(z_t)$ und $y(z_t)$; es handelt sich um eine Überlagerung verschiedener Datenblöcke. Bei deren Aufzeichnung befand sich jeweils ein Draht am Strahl.

5.4.2 Spurfindung

Man kann einen Spurkeim zur verbleibenden Ebene bei z_c extrapolieren und in einem Toleranzbereich δ um den Extrapolationspunkt nach einer Messung c_i^c suchen. Findet man einen solchen Treffer, hat man eine *Spur* (c_i^a, c_j^b, c_k^c). Abb. 5.12 zeigt die Verteilung von $y(z_t)$ für Spuren aus dem oben verwendeten Datenblock; das Toleranzfenster wurde zu $\delta = 1\,\mathrm{mm}$ gewählt. Die Auflösung wird mit $\sigma_y \simeq 290\,\mu\mathrm{m}$ klar besser, und das Verhältnis S/U steigt auf etwa 20. Die Statistik ist allerdings, verglichen mit dem Signal aus Diagramm 5.11 a.), um einen Faktor 5 gesunken. Das liegt zum einen am kleinen gemeinsamen Raumwinkel der drei Ebenen, zum anderen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des Moduls 5 deutlich kleiner als 1 (s.u.), was sich bereits aus den *SN*–Verteilungen

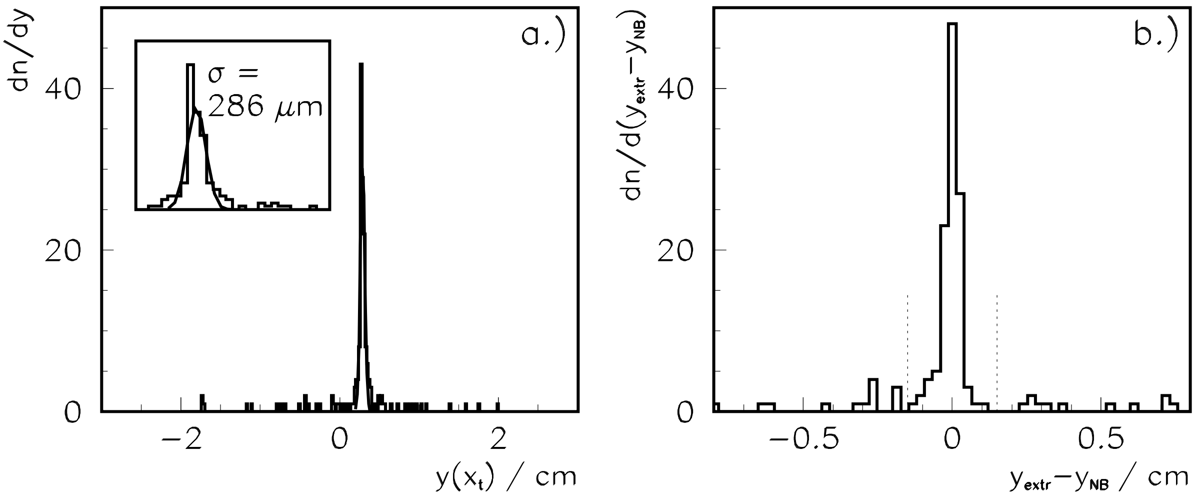


Abbildung 5.12: a.) $dn/dy(z_t)$ für Spuren mit Treffern in allen drei Ebenen. b.) Residuenverteilung $dn/d(y_{\mathrm{ex}}(z_t) - y_{\mathrm{m}})$ bei für die Extrapolation in die Ebene 5. Das Toleranzfenster des Algorithmus ist gepunktet eingezeichnet.

schließen ließ (vgl. Abb. 5.9). Teil b.) der Figur zeigt die Differenz zwischen dem Extrapolationspunkt $y(z_t)$ und der nächsten gemessenen Koordinate. Das Toleranzfenster δ ist gestrichelt eingezeichnet.
In 5.13 schließlich findet sich die Visualisierung eines Ereignisses. Die Detektorebenen sind im HERA–B–Koordinatensystem als schattierte Rechtecke eingezeichnet. Das hier entlang $\vec{e}_y$ verlaufende Target ist bei $z \simeq -5\,\mathrm{cm}$ angedeutet. In der y–Projektion weist man vier Spuren nach, in x dagegen nur eine und einen Keim korrekten Ursprunges.

Die Spuren mit drei Koordinaten spielen sowohl für das Alignement als auch beim Bestimmen der Nachweiswahrscheinlichkeit eine tragende Rolle. Das Signal der Spurkeime ist von höherer Statistik und trotz der mäßigen Qualität der Rohdaten klar genug, um damit vielfältige Untersuchungen anstellen zu können: auch die Keime werden für die anschließenden Studien verwendet.

Zunächst sei aber das Vorgehen bei der geometrischen Kalibration zusammengefasst.

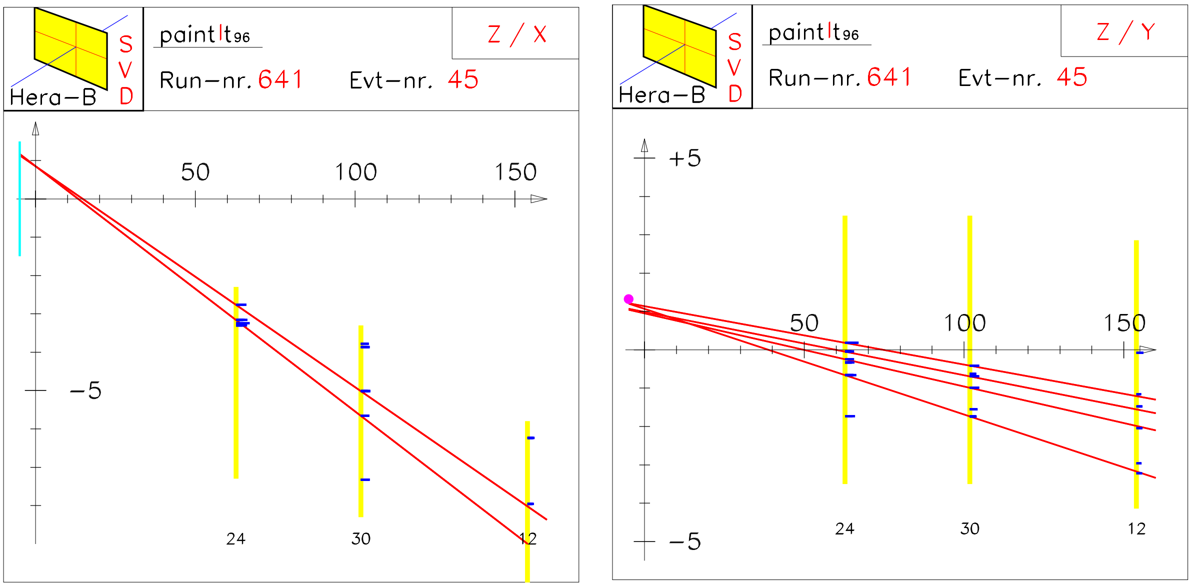


Abbildung 5.13: Ereignis in der Testanordnung 1996. Die Markierungen indizieren Treffer korrekter Polarität, ihre Länge ist proportional zur Clusterladung. Außer den Spuren ist in x noch ein Spurkeim eingezeichnet, dessen extrapolierte Koordinate auf den Draht fällt.

5.4.3 Alignement

Die Maße der Apparatur sind nicht von vornherein bekannt, sondern man muss sie aus ihren Sollwerten unter Verwendung von Spurinformation bestimmen. Nicht in jedem Falle ist es möglich, Abmessungen in einem globalen Koordinatensystem absolut anzugeben. Ist eine geometrische Größe G für verschiedene Detektorkomponenten i nur insoweit bestimmt, als ihre Verhältnisse G_i/G_j mit denen der wahren Werte $\tilde{G}$ übereinstimmen, so sind die Komponenten in Bezug auf G *relativ aligniert.*† Wird es möglich, eines (ein weiteres) der $\tilde{G}_i$ festzulegen, so lassen sich die übrigen $\tilde{G}_j$ ausrechnen und der Detektor ist *absolut aligniert*: die Anordnung ist starr in G. Ohne Einfluss auf das absolute Alignement bleiben globale Freiheitsgrade, d.h. Translationen oder Rotationen, die auf alle Teile der Apparatur wirken; sie sind geometrisch irrelevant und dürfen stets ausgeführt werden. Das im Weiteren verwendete Koordinatensystem entspricht deswegen nicht völlig dem aus Kapitel 3.2.1 (vgl. Abb. 3.3), sondern ist bezüglich der Ebene 3 ausgerichtet: zwar möge $\vec{e}_z$ immer noch entlang der Symmetrieachse des Vakuumtanks weisen, jedoch seien $\vec{e}_x$ und $\vec{e}_y$ dergestalt um ein weniges verändert, dass gilt $z_3 = \tilde{z}_3$ und $\alpha_{3n} = \tilde{\alpha}_{3n} = \pi/2$.

Ziel dieses Kapitels ist, zu einem absoluten Alignement in möglichst vielen Maßen zu ge-

†Oft wird mit relativem Alignement auch die Kalibration eines Detektorteiles in sich bezeichnet, d.h. die Lage dessen einzelner Komponenten liegt nur relativ zueinander, nicht aber absolut fest.

langen. Zunächst sollen diese Größen aufgezählt und Grad und Relevanz der Unkenntnis über sie diskutiert werden.

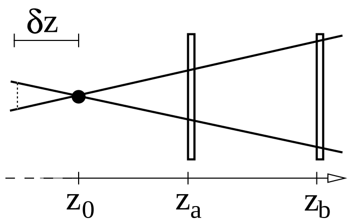
5.4.4 Das Alignement–Modell

Der Ursprungsort der Spuren ist durch die z–Position des Targets und den „Strahlfleck“ auf dem Draht (x_s, y_s) bestimmt. Die Zählermodule sind starre Körper und frei von Biegungen oder Verwindungen. Die Stereowinkel ihrer gegenüberliegenden Seiten sind mit einer Präzision jenseits jeder Messbarkeit um genau $\pi/2$ verschieden. Ein Siliziumdetektor i lässt sich also durch einen Vektor (x_i, y_i, z_i) in dessen Zentrum und eine Drehmatrix $\mathcal{M}_i(\beta_x, \beta_y, \beta_z)$ beschreiben. In linearer Näherung kommutieren die Drehungen, d.h. $\mathcal{M}_i = \mathcal{M}_{i,x} + \mathcal{M}_{i,y} + \mathcal{M}_{i,z}$.
Jede der angeführten Größen ist im Prinzip mit einer Abweichung vom Sollwert behaftet. Im Falle der Zählerebenen sind allerdings nicht alle wichtig: so sollen die Drehungen $\mathcal{M}_x$ und $\mathcal{M}_y$ nicht korrigiert werden. Dies sei kurz gerechtfertigt.
Betrachtet man die Drehungen um die x–Achse und nimmt als sehr große Verkippung $\beta_x = 20\,\mathrm{mrad}$ an, so verschiebt sich die äußerste Kante des Zählers in z um $700\,\mu\mathrm{m}$, und deren y–Koordinate ändert sich um $15\,\mu\mathrm{m}$. Da die Spuren die Zähler nahezu senkrecht durchstoßen, ist für die Vertexauflösung nur die letztgenannte, kleine Zahl wichtig; sie liegt in der Größenordnung der intrinsischen Auflösung. Nun ist die Vertexauflösung nicht von der Messpräzision, sondern der Vielfachstreuung beherrscht. Der entstehende Fehler ist also sehr klein und wird deswegen vernachlässigt.
Andere Größen lassen sich durch Eichung ermitteln. Sie werden ebenfalls nicht korrigiert. So erhält man zunächst den Strahlfleck $(\tilde{x}_s, \tilde{y}_s)$ mit hoher Präzision aus den Schrittmotordaten der Drahtsteuerung. Die Genauigkeit, mit der man ihn angeben kann, ist durch die mechanischen Toleranzen zwischen den identischen Targetmechaniken gegeben und beträgt $300\,\mu\mathrm{m}$. Im Falle von x_3 war ebenfalls eine Kalibration möglich: die Aluminiumkappe des Moduls wurde an das Stahlband der zuletzt eingebauten HF–Abschirmung gefahren und beim Berühren die Stellung des Motorzählers notiert. Die Bandposition ist auf $500\,\mu\mathrm{m}$ bekannt, und die Konstruktionszeichnungen der Modulmechanik sind von ähnlicher Genauigkeit.
Als Alignement–Modell notiert man nun:

Target	Detektoren	
$\tilde{x}_s = x_s$	$(\tilde{x}_3, \tilde{y}_3) = (x_3, y_3) + (0, \delta y_3)$,	$\tilde{z}_3 = z_3$
$\tilde{y}_s = y_s$	$[(\tilde{x}_4, \tilde{y}_4) = (x_4, y_4) + (\delta y_4, \delta y_4)]\,\mathcal{M}_{z,4}^T$,	$\tilde{z}_4 = z_4 + \delta z_4$
$\tilde{z}_t = z_t + \delta z_t$	$[(\tilde{x}_5, \tilde{y}_5) = (x_5, y_5) + (\delta y_5, \delta y_5)]\,\mathcal{M}_{z,5}^T$,	$\tilde{z}_5 = z_5 + \delta z_5$

Nur ungenau kennt man y_3, x_4, y_4, x_5, y_5. Die Stellmechanik eines Moduls lässt sich in zwei Richtungen bewegen, und es standen keine Instrumente zur Verfügung, mit denen eine Kalibration *in situ* hätte ausgeführt werden können. Man erwartet Abweichungen von einigen Millimetern. Dasselbe gilt für die z_t. Die Verdrehungen β_z sollten sehr klein sein, denn die starken Mechaniken und die genau vermessenen Flansche legen die Orientierung der Module recht sicher fest. Das trifft auch für z_4, z_5 zu.

5.4.5 Translationen in z



Betrachtet man Spuren, die von einem punktförmigen Ursprung ausgehend in zwei Ebenen a, b nachgewiesen werden, so ist die Verteilung $dn/d(c(z))$ maximal scharf, wenn man nach $z = \tilde{z}_0$ extrapoliert; bei $z = \tilde{z}_0 + \delta z_0$ ist der „Fokus" verwaschen. Umgesetzt als Alignement–Methode bedeutet das: variiert man den Fokalpunkt z für die Spurkeime einer Ratenaufzeichnung, so ist das Targetsignal minimal breit, wenn gilt

$$\frac{z_a - z}{z_b - z} = \frac{\tilde{z}_a - z}{\tilde{z}_b - z},$$

denn im Unterschied zur Abbildung kennt man die Positionen der Ebenen nicht. Sobald z bestimmt ist, ist die Anordnung aber relativ aligniert.

Wie oben erwähnt, liegen die Abstände der Detektorebenen konstruktionsbedingt gut fest. Unter der Annahme, dass $\delta z_t \gg \delta z_4$, kann man eine weitere Größe festsetzen und man schreibt $z_2 = \tilde{z}_4$; damit sind z_t und z_5 auch absolut bestimmt.

Das Diagramm 5.14 a.) variiert den Fokalpunkt z für Spurkeime aus den Ebenen 3 und 4. Die jeweilige Streuung des Targetsignales $\sigma(c(z))$, wie sie sich aus der Anpassung einer Normalverteilung ergibt, ist entlang der Ordinate aufgetragen. Das Minimum der Kurve liegt bei $\tilde{z}_t = -4{,}6 \pm 0{,}5$ cm. Um auch außen liegende Messpunkte auszunutzen, wurde es mit einer Parabelanpassung bestimmt.‡ Die Streuung von 5 mm ist ein vernünftiger

‡Unter Annahme einer Gleichverteilung in ϑ erwartet man um $z = \tilde{z}$ für $\sigma(y(z))$ eine Parabel (o.B.).

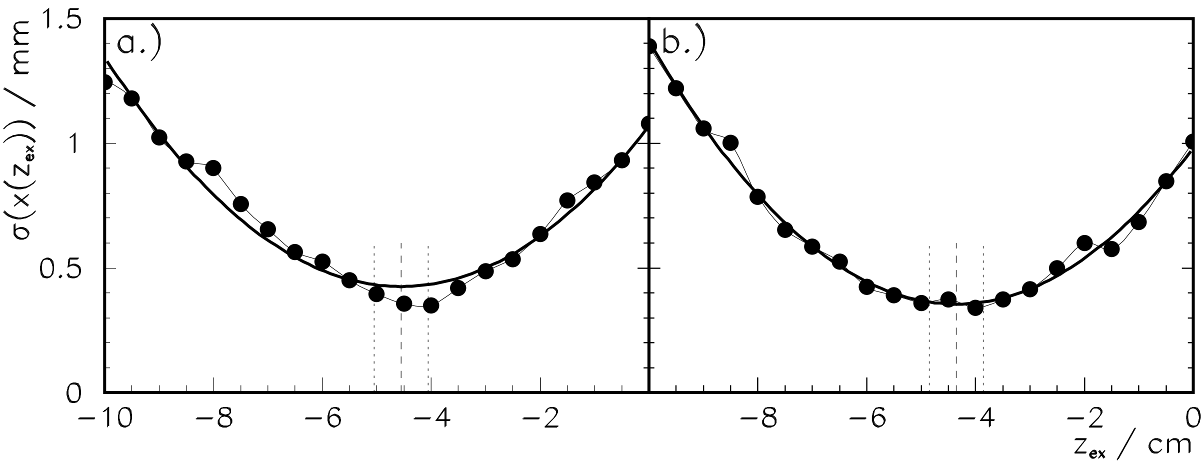


Abbildung 5.14: Breite der Verteilung von $y(z)$ als Funktion z. In a.) sind Spurkeime der Ebenen 3, 4 verwendet, in b.) solche der Ebenen 3 und 5.

Schätzwert.
In den Gesamtfehler auf $\tilde{z}_t$ muss außerdem die Unsicherheit in $\tilde{z}_2$ eingehen. Allerdings wird sie vom Fehler aus der Anpassung dominiert, und man hat letztlich aus den Keimen der Ebenen 3,4:

$$\delta\tilde{z}_t \;=\; 0,5\,\mathrm{cm} \oplus \frac{\tilde{z}_1 - \tilde{z}_t}{\tilde{z}_2 - \tilde{z}_1} \cdot \delta\tilde{z}_2 \;=\; 0,5\,\mathrm{cm}\,.$$

Mit den Spurkeimen der Ebenen 3 und 5 bestimmt man die Targetposition erneut. Die Streuung wird beim $\tilde{z} = -4{,}4\,\mathrm{cm}$ minimal, das ist verträglich mit dem bereits oben erhaltenen Wert. Mit den beiden anfänglichen Annahmen über die z–Positionen der Ebenen 4 und 5 ergibt sich derselbe Fokus: es ist keine Korrektur an z_5 notwendig. Dieser Umstand weist erneut darauf hin, dass die Sollwerte der z–Abstände zwischen den Detektoren zuverlässig sind.

Eine Fokusbestimmung in der xz–Ebene ist nicht ratsam. Es gibt im Vertextank noch Streufelder in der Größenordnung von 30–40 G, die vornehmlich parallel zu $\vec{e}_y$ verlaufen.

5.4.6 Translationen in x und y

Die Targetposition $\tilde{x}_t$ und die der dritten Ebene $\tilde{x}_3$ sind bekannt. Nun lassen sich $\tilde{x}_4, \tilde{x}_5$ leicht bestimmen, indem man die Korrekturen so wählt, dass das Targetsignal der jeweiligen Spurkeime um $\tilde{x}_t$ zentriert liegt. Die Genauigkeit von $\tilde{x}_4, \tilde{x}_5$ wird dann

$$\delta\tilde{x}_i \;=\; \partial_{\tilde{x}_t} x_i\, \delta\tilde{x}_t \,\oplus\, \partial_{\tilde{x}_3} x_i\, \delta\tilde{x}_3 \;=\; \frac{\tilde{z}_i - \tilde{z}_3}{\tilde{z}_3 - \tilde{z}_t}\, \delta\tilde{x}_t \,\oplus\, \frac{\tilde{z}_i - \tilde{z}_t}{\tilde{z}_3 - \tilde{z}_t}\, \delta\tilde{x}_3\,. \tag{5.6}$$

Den Einfluss endlicher Auflösung der Targetposition in den Spurkeimverteilungen Δ berücksichtigt man, indem man in der obigen Formel die Ersetzung $\delta\tilde{x}_t \to \delta\tilde{x}_t \oplus \Delta$ vornimmt. Man hat schließlich

$$\begin{aligned}\delta\tilde{x}_4 &= 1\,\mathrm{mm}\\ \delta\tilde{x}_5 &= 1{,}5\,\mathrm{mm}\end{aligned}$$

Für die y–Werte lässt sich nur ein relatives Alignement ausführen. Zwar ist $\tilde{y}_s$ bekannt, die y_i aber sind mit großen Fehlern behaftet. Wählt man wie beim z–Alignement willkürlich, jedoch ohne sich auf externe Informationen zu stützen $\tilde{y}_3 = y_3 = (0 \pm 5)\,\mathrm{mm}$, kann man y_4, y_5 nach dem oben beschriebenen Verfahren ermitteln. Die Fehler werden natürlich von der Unsicherheit in $\tilde{y}_3$ dominiert; man kann sie nach 5.6 berechnen und erhält

$$\begin{aligned}\delta\tilde{y}_4 &= 8\,\mathrm{mm}\\ \delta\tilde{y}_5 &= 11\,\mathrm{mm}\end{aligned}$$

5.4.7 Rotationen um $\vec{e}_z$

Um im Winkel α_z zu alignieren, wird eine Korrelation zwischen x und y gebraucht. Da es nur zwei Stereowinkel gibt, ist diese Verknüpfung nicht unmittelbar gegeben. Selektiert

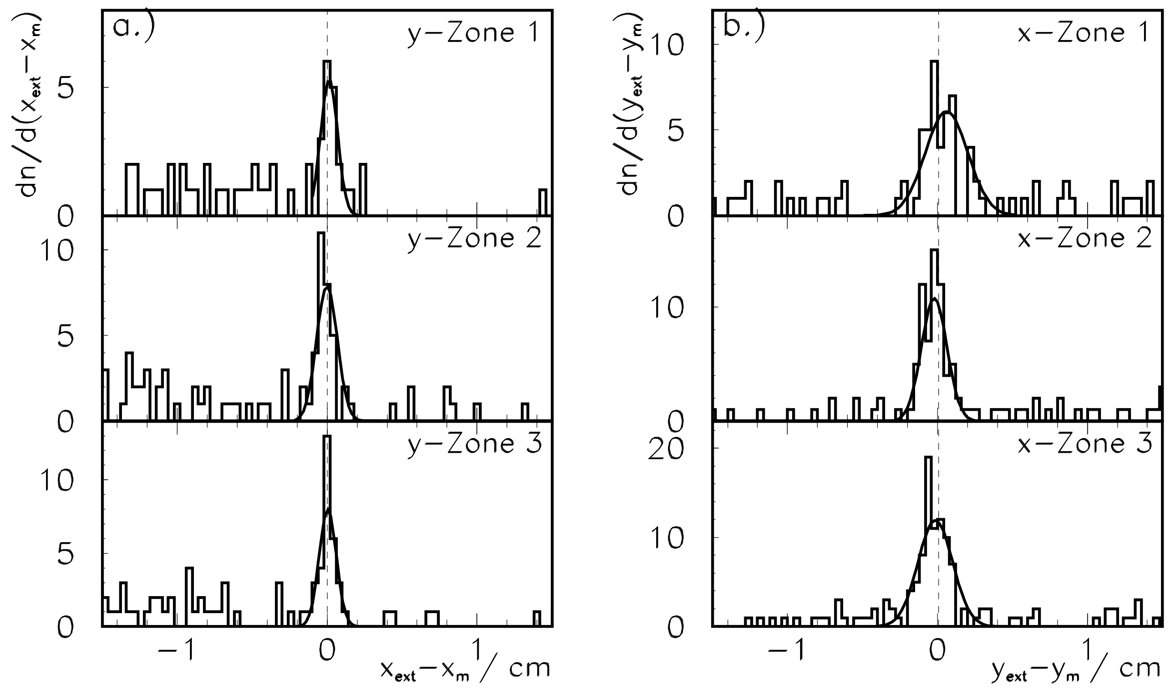


Abbildung 5.15: a.) Für verschiedene Zonen von $y_{\mathrm{ex},4}$ ist die Residuenverteilung $dn/d(x_{\mathrm{ex},4} - x_{nb})$ aufgetragen. Eingezeichnet sind Normalverteilungen, die an das Targetsignal angepasst wurden. Die gestrichelte Linie ist der Mittelwert der Mittelwerte und entspricht der These $\alpha_z = 0$. b.) zeigt dasselbe, nur x und y sind hier vertauscht.

man aber Ereignisse, die in der Referenzebene 3 nur einen Treffer in jeder Koordinate haben, und benutzt dann das Target als dreidimensionalen Fixpunkt, so liegt eine räumliche Gerade fest. Sie wird in die Ebene 4 bzw. 5 extrapoliert, und man trägt nun den Abstand zum nächstgelegenen Messpunkt Δc als Funktion der jeweils komplementären Koordinate $\bar{c}$ auf. Im Falle einer Verdrehung sind die Mittelwerte der Residuenverteilungen eine streng monotone Funktion von $\bar{c}$. Wegen der längeren Hebelarme ist der Effekt in x ausgeprägter.
Abb. 5.15 zeigt die Verteilungen von Δx bzw. Δy für drei verschiedene, gleich große Intervalle der jeweils anderen Koordinate in der Ebene 4. Insbesondere in x lässt sich keine Verdrehung feststellen. Nimmt man vernünftig an, die Mittelwerte seien auf 500 μm genau bestimmt, so schätzt man ab

$$\delta\tilde{\alpha}_{z,4} = 0{,}05\,\mathrm{cm}/3{,}5\,\mathrm{cm} = 14\,\mathrm{mrad}\,.$$

Bei der Ebene 5 sind die Verhältnisse weniger günstig. Die Statistik sinkt, denn der gemeinsame Raumwinkel mit dem dritten Zähler ist kleiner, und die Rohdaten der p–Seite, welche x misst, sind fragwürdig. Deswegen ist $\tilde{\alpha}_{z,4}$ weniger gut festgelegt, man erhält:

$$\delta\tilde{\alpha}_{z,4} = 0{,}07\,\mathrm{cm}/2{,}5\,\mathrm{cm} = 30\,\mathrm{mrad}\,.$$

Die Anordnung ist nun geometrisch kalibriert, und damit ist gesichert, dass man sich zu Analysezwecken Spuren oder Spurkeime in absoluten Koordinaten verschaffen kann. Es bleibt, das Rechnermodell der Anordnung zu diskutieren.
Dem Leser sei aber eine interessante und wichtige Anwendung der besprochenen Apparatur an dieser Stelle nicht vorenthalten, und wir bitten, er möge sich der Mühe, die wir müssen lohnenswert nennen dürfen, unterziehen, zuvörderst den anschließenden, eingeschobenen Abschnitt zu lesen.

5.5 Target–Diagnostik

Bereits in Abschnitt 5.4.1 wurde die Verteilung von Primärvertex–Kandidaten in der Targetebene gezeigt. Hier handelte es sich allerdings um eine Überlagerung mehrerer Datenblöcke, die aufgezeichnet wurden, als sich jeweils ein Draht in der Nähe des Strahles befand. Entsprechende Bilder lassen sich aber auch dann erstellen, wenn mehrere Drähte gleichzeitig die Wechselwirkungsrate erzeugen. Sie sind das bisher beste Werkzeug, um die Verteilung der Reaktionen über die Targetstruktur auf die geforderte Gleichförmigkeit zu überprüfen.
Dieser Abschnitt beschreibt zunächst, wie das Target von HERA–B gegenwärtig arbeitet und stellt dann die erwähnte, auf Primärvertexverteilungen zurückgehende Methode den bisher existierenden Verfahren zur Target–Diagnostik gegenüber.

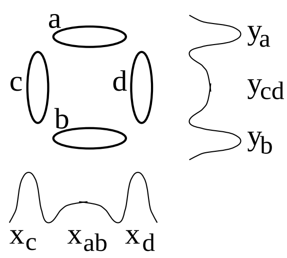
5.5.1 Die Targetsteuerung

Aufgabe der Targetsteuerung ist, für jeden Draht i eine Position x_i zu finden, dass eine zeitlich stabile Wechselwirkungsrate R_{WW} erzeugt wird. Sie sollte über die Targets gleichmäßig verteilt sein, d.h. $\sum R_i \stackrel{\mathrm{def}}{=} R$ und $R_i(x_i) = R_j(x_j)$. Das ist keine leichte Aufgabe, denn der Zusammenhang zwischen einer Drahtrate R_i und der Position x_i hängt von den Strahlparametern s ab, diese werden aber auch durch die Anwesenheit anderer Targets beeinflusst. Man schreibt daher präziser $R_i = f(x_i, s(\{x_j\}, t))$. Eine Bestimmung dieser Abhängigkeit für eine gegebene Protonenfüllung ist hier schon deswegen unmöglich, weil jede Eichung destruktiv ist, d.h. ihre Voraussetzungen zerstört.
Um trotzdem einen sinnvollen Kontrollmechanismus zu haben, wurde ein qualitativer Ansatz gewählt [iss]: man gibt zunächst eine Sollrate R_s vor und variiert eine Drahtposition x_1, bis $R = R_1 = R_s$ gilt. Mit zunehmender Entleerung des Halos wird R sinken. Nun wird das nächste Target in den Strahl gefahren, bis man wieder $R = R_s$ hat. Man fährt nun fort, die Drähte sequenziell in den Strahl zu bewegen. Unter der Voraussetzung, dass die Schrittweiten Δx_i so gewählt werden, dass die $\partial n/\partial x_i \Delta x_i$ klein und etwa

gleich groß sind, wird sich nach einiger Zeit ein dynamisches Gleichgewicht einstellen, in dem die erwünschte Balance vorliegt. Diese Zeitspanne wächst mit der Zahl beteiligter Targets und dem Inversen der Halo–Entleerungsrate $(\partial R/\partial t|_{x_i=\text{const}})^{-1}$. Fluktuiert die Strahlposition dergestalt, dass R_{WW} stark zunimmt, so bewegt man alle Targets synchron nach außen.
Dieser Algorithmus ist in der Lage, mehrere Targetdrähte an den Strahl zu führen und eine konstante Wechselwirkungsrate zu liefern. Betreffs seiner Eigenschaften als Regler für die R_i erwartet man jedoch einige Schwierigkeiten. Zunächst sollte die Steuerung sehr empfindlich auf Störungen sein. Tritt nämlich der Fall ein, dass die Sollrate R_s verstellt wird oder die Drähte wegen Strahlfluktuationen nach außen bewegt werden müssen, so ist das nach vielen Sequenzen erreichte Gleichgewicht verloren und man muss den Arbeitspunkt $x_1, \ldots, x_n$ erneut finden. Zum Zweiten wächst die Zahl der Kreuzkorrelationen $\partial R_i/\partial x_j$ quadratisch mit der Zahl der beitragenden Drähte. Folgerichtig wird auch die Einstellzeit in erster Näherung quadratisch variieren; auch nimmt die Stabilität der Stellgrößen x_i mit zunehmenden Korrelationen ab. Drittens erkennt der Algorithmus keine Fluktuationen, die die Regelgröße R_{WW} unverändert lassen, die R_i jedoch verändert. Es ist also zu erwarten, dass die Targetsteuerung nach Erreichen der Sollrate einer differenzierteren Regelung bedarf.

5.5.2 Vertex–Kandidaten und Target

Naheliegend ist, sich die R_i zu verschaffen, indem man die Primärvertizes entlang der einzelnen Targets zählt.



Die Prototyp–Apparatur des Jahres '96 kann Spuren zwar nicht voll dreidimensional rekonstruieren, aber es ist auch mit den Verteilungen der zweidimensionalen Spurkeime möglich, die Verhältnisse R_i/R_j zu bestimmen. In nebenstehender Abbildung sind die Ursprungsverteilungen skizziert die man erhält, wenn mehrere Drähte am Strahl sind. Das Volumen des Signales eines Targets i ist mit x_i bzw. y_i bezeichnet, wenn zwei Drähte beitragen, mit x_{ij} bzw. y_{ij}. Möchte man komfortabel in der zweidimensionalen Produktverteilung schneiden (vgl. Kap. 5.4.1), so notiert man für die Ratenverhältnisse:

$$\frac{R_a}{R_b} = \frac{y_a}{y_b} \quad \text{bzw.} \quad \frac{R_c}{R_d} = \frac{x_c}{x_d}, \text{ und}$$

$$\frac{R_a}{R_c} = \frac{y_a(1 + x_d/x_c)}{y_{cd}}, \qquad \frac{R_a}{R_d} = \frac{y_a(1 + x_c/x_d)}{y_{cd}}.$$

Die Gleichungen sind unabhängig von den Nachweiswahrscheinlichkeiten in x bzw. in y. Es spielt auch keine Rolle, wenn die Qualität der Zähler als Funktion ihrer sensitiven Koordinate variiert, denn die Abstände der Drähte sind sehr klein gegenüber ihrer Entfernung zu den Detektorebenen, deswegen ist in einer gegebenen Projektion die Nachweiswahrscheinlichkeit für alle Targets gleich. Die Methode ist also robust.

In Abb. 5.16 sind die Ursprungsorte der Spurkeime für verschiedene Datenblöcke gezeigt. Die Ereignisse wurden unmittelbar nacheinander aufgezeichnet; zusammen decken sie einen Zeitraum von etwa einer Stunde ab. Während der gesamten Messzeit waren die vier Drähte einer Targetstation in der Nähe des Strahles und sollten gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragen. Man erkennt zunächst, dass eines der Targets überhaupt nicht zur Reaktionsrate beiträgt: in der gesamten Zeitspanne von etwa einer halben Stunde lassen sich nur drei Vertex–Zentren ausmachen. Aus den Daten der Targetbewegungen lässt sich ablesen, dass der fehlende Draht durchaus „am Strahl" stand, aber offensichtlich von der Steuerung nie weit genug bewegt wurde, um einen Einfluss auf die Rate auszuüben. Auch bei den verbleibenden Targets sind die Beiträge nicht gleich: bezieht man ihre Beiträge auf die Rate des oberen, am deutlichsten ausgeprägten Drahtes, so findet man Abweichungen bis zu $\simeq 60\,\%$. Auch in der Zeit sind diese Variationen ausgeprägt. Insbesondere der Beitrag des unteren Drahtes schwankt stark.
Der oben beschriebene Regelalgorithmus genügt den Anforderungen bei HERA–B nicht. Ganz offensichtlich ist es nötig, der Targetsteuerung Kenntnis der R_i zu verschaffen, damit sie als Regelgrößen verwendet werden können. Im Testaufbau '97 stehen diese Daten durch höhere Auslesegeschwindigkeit und die besseren Siliziumdetektoren binnen weniger zehn Sekunden zur Verfügung. Gegenwärtig sind jedoch keine weiteren Studien

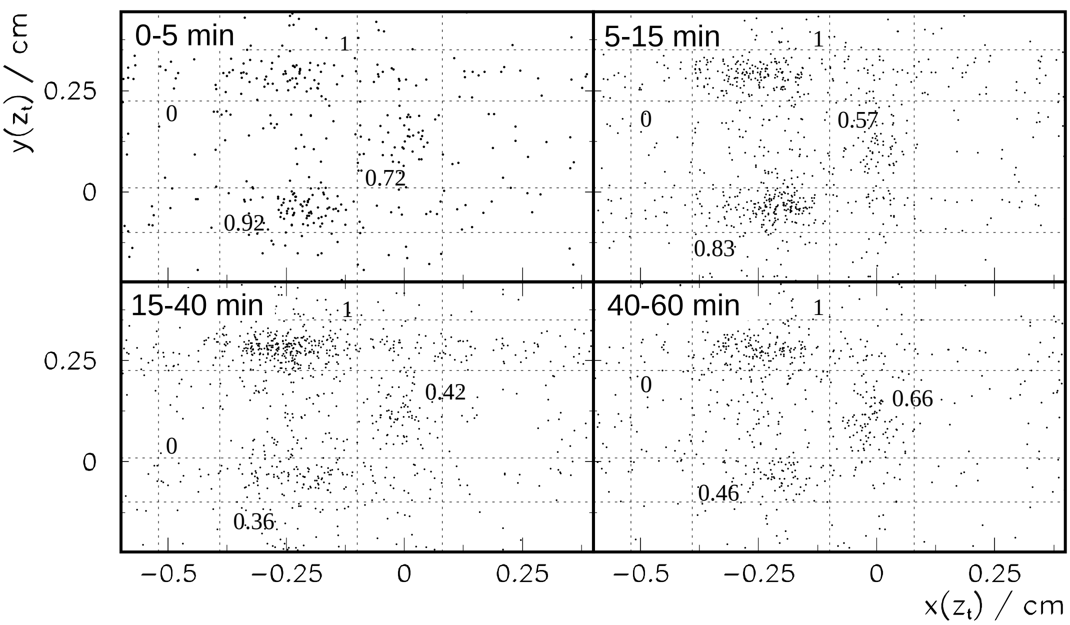


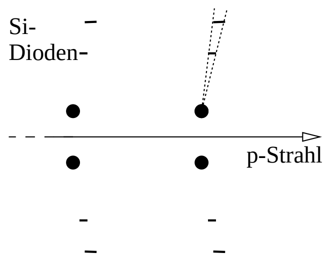
Abbildung 5.16: Verteilungen der in die Targetregion extrapolierten Ordinatenabschnitte dreidimensionaler Spurkeime. Gezeigt sind vier Datenblöcke, die zusammen den Zeitraum einer Stunde abdecken. Die Targets tragen zur Rate nicht gleich bei. Die Nummern neben den Häufungsregionen bezeichnen die auf ein Target bezogenen Drahtraten. Die gestrichelten Linien geben die Eingrenzungen der Drähte an.

möglich, da zur Zeit lediglich ein Draht zur Verfügung steht.

5.5.3 Weitere Verfahren

Es gibt noch andere Ansätze, Aufschluss über die Beiträge verschiedener Targets zu erhalten. Sie sind jedoch entweder unterlegen, oder ein Beweis ihrer Praktikabilität steht noch aus. Der nächste Abschnitt wird sie knapp diskutieren.

Die **Asymmetriemethode** misst Raten verschiedener Szintillationszähler stromabwärts des Targets und schließt aus deren Verhältnissen auf die R_i [ehr95]. Die Zählerraten $R_{Z,i}$ hängen von den x_i und den R_i ab. Setzt man lineare Superposition der Raten voraus, so gilt $R_{Z,i} = \sum_j r_{i,j}(x_j, R_j)$. Die Funktionen $r_{i,j}$ beschreiben die geometrischen Verhältnisse und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler: man kann sie im Prinzip durch einmalige Kalibration bestimmen, unabhängig von den Maschinenparametern und der Zeit. Nähert man nun die $r_{i,j}$ linear in R_j, so reduziert sich die Bestimmung der R_i auf eine Matrixinversion, denn die x_j sind bekannt.
Man sieht sofort, dass diese Methode sehr stark von der Eichung abhängt. Ändert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Zählers z.B. durch Erwärmung des Photomultipliers oder durch Verstellen der Hochspannung, so wird die Kalibration unsicher. Weiterhin ist fraglich, ob sich die Rate eines Zählers $R_{Z,i}$ stets als Summe über unabhängige $r_{i,j}$ schreiben lässt. Ist das nicht der Fall, wird die Kalibration unmöglich, denn es wären dann die $R_{Z,i} = f(x_1, \ldots, x_n, R_1, \ldots, R_n)$ zu bestimmen. Drittens erwartet man intuitiv, dass die Matrix $r_{i,j}$ mit wachsender Anzahl von Targets (und Zählern) zunehmend singulär wird.
Die Target–Gruppe von HERA–B hat gezeigt, dass sich die $R_{Z,i}$ tatsächlich in charakteristischer Weise ändern, wenn man Targetdrähte bewegt. Es war jedoch selbst mit nur wenigen Targets am Strahl nicht möglich, reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten. Das ist ein Hinweis auf grundlegende Probleme mit der Eichung; die Asymmetriemethode scheint damit zur Targetsteuerung ungeeignet.



Ein vielversprechenderer Ansatz ist das **TMS** *(Target Monitoring System)* [pug96]. Die Grundidee ist dieselbe wie bei der vorigen Methode: man bringt in der Nähe jedes Drahtes einen Silizium–Koinzidenzzähler geringer Akzeptanz an. Wieder nimmt man an, dass die Raten einer solchen Anordnung sich linear entwickeln lassen: $R_{Z,i} = \sum_j r_{i,j}(x_j, R_j)$. Das gilt deswegen auch für hohe R_{WW}, weil $R_{Z,i} \ll R_{\mathrm{WW}}$. Wie man nebenstehender Abbildung entnimmt, sollten aus geometrischen Gründen viele $r_{i,j} \simeq 0$ sein.
Bisher konnte gezeigt werden, dass das TMS den Steueralgorithmus mit Erfolg zu unterstützen vermag, wenn man zwei in z separierte Targets a, b benutzt. Man erwartet deren Korrelation $r_{a,b}$ zu Null. Der kritischen Frage, ob die Eichmatrix $r_{i,j}$ invertierbar bleibt, wenn mehrere Drähte an der gleichen z–Position verwendet werden, wurde bisher noch nicht nachgegangen. Ein *proof of principle* steht folglich noch aus.

Einen prinzipiell anderen Ansatz verfolgt man mit **Ladungsintegration**. Man misst die elektrische Aufladung eines Drahtes, die von durchquerenden Teilchen hervorgerufen wird [iss]. Ein Proton muss ein Target etwa 1000–mal durchqueren, bis es zu einer Wechselwirkung kommt: man erwartet deswegen, dass ein R_a ohne Einfluss auf die anderswo produzierte Ladung pro Zeit $\partial_t Q_b$ bleibt. Weil die Messapparatur erst kürzlich eingebaut wurde, liegen noch keine Resultate vor.

Abschließend lässt sich feststellen, dass der Siliziumdetektor als bislang einziges diagnostisches Instrument Einblicke in die Dynamik der Targetsteuerung gewährt hat. Die Primärvertexverteilungen stellen eine einfache und natürliche Methode dar, um die Drahtraten R_i in Echtzeit zu kontrollieren. Parallel werden weitere Methoden entwickelt; ein Beweis ihrer Praktikabilität steht aber noch aus.

5.6 Rechnermodell der Prototyp–Instrumentierungen

Es bleibt für die Analyse noch eine letzte Vorarbeit zu leisten, nämlich eine gewissenhafte Rechnersimulation der Anordnung zu erstellen. Das ist nötig, weil Multiplizitäten und Winkelverteilungen der pN–Reaktionen wichtig für die Auslegung des Experimentes sind; ein Vergleich des Modells mit Messungen ist daher geboten. Außerdem benötigen gewisse Teile der Analyse Größen, die gegenwärtig noch nicht messbar sind. Man schätzt sie mit der Simulation ab.

Das Rechnermodell erhält eingangs Informationen über relevante geometrischen Größen, d.h. Positionen und Materieverteilungen von Target, HF–Abschirmung, Detektoren und Haltestrukturen, sowie über Lage und Gestalt des Vakuumtanks und der Triggerszintillatoren. Es erzeugt zunächst $\underline{n}_{\mathrm{WW}}$ überlagerte hadronische Untergrundreaktionen. Targetmaterial und Projektilenergie werden hier vorgegeben (vgl. S. 45). $\underline{n}_{\mathrm{WW}}$ ist poissonverteilt, der Mittelwert hängt von den Eingangsgrößen R_{WW} und N_P nach

$$<n_{\mathrm{WW}}> = \frac{R_{\mathrm{WW}}}{N_P \cdot 47,35\,\mathrm{Hz}} \tag{5.7}$$

ab. R_{WW} ist die gemessene Reaktionsrate, N_P die Zahl wechselwirkender Protonenbündel und die numerische Konstante die Umlauffrequenz des *HERA*–Ringes. *GEANT*–Routinen simulieren nun Ausbreitung und Aufschauerung der Reaktionsprodukte in der Anordnung. Jetzt prüft das Modell die in Kapitel 5.1.2 beschriebene beschriebene Triggerbedingung; dabei wird die Nachweiswahrscheinlichkeit der Szintillatoren zu $\varepsilon_s = 0,98$ angenommen. Ist die Triggerentscheidung positiv, so überlagert man weitere $\underline{n}'_{\mathrm{WW}}$ poissonverteilte Reaktionen, denn der Siliziumdetektor registriert ja zwei Protonenbündel.
Mit dieser Simulation lässt sich ein Satz von Ereignissen erstellen, deren Struktur den realen Verhältnissen gleichen sollte. Ihnen innewohnende systematische Fehler pflanzen sich in anschließenden Untersuchungen fort. Zunächst wird die Relevanz der einzelnen Effekte diskutiert:

Einige geometrische Größen sind mit **Alignierungsfehlern** behaftet. Um deren Einfluss abzuschätzen, wurden die entsprechenden Parameter im Rahmen ihrer Unsicherheit variiert und damit verschiedene, „verfälschte" Sätze von Ereignissen erzeugt. Die sich aus den verzerrten Geometrien ergebenden Beiträge zum systematischen Fehler sind allerdings praktisch vernachlässigbar. Das liegt vor allem an der genauen Alignierung in x — in dieser Koordinate hat man ja die stärkste Variation der Spurdichte.

Auf dieselbe Weise kann man **Schwankungen in den Beiträgen der gemessenen Protonenbündel** zur Wechselwirkungsrate behandeln. Messungen zeigen, dass die Zahl der Reaktionen pro Bündel durchaus um einen Faktor 2 vom Mittelwert nach Gleichung 5.7 abweichen kann [rie94, spr96]. Die korrespondierenden systematischen Fehler sind allerdings geringer, weil die Zahl der Spuren im Silizium nur schwach von $\lessdot n_{\mathrm{WW}} \gtrdot$ abhängt, wenn man eine positive Triggerentscheidung fordert. Vergleicht man z.B. Doppelereignisse mit exakt einer Wechselwirkung pro Protonenbündel ($\simeq 10\,\mathrm{MHz}$) mit solchen, die exakt zwei Wechselwirkungen enthalten, so steigt die Zahl der Spuren durch die Zähler 3 und 4 um etwa 35 %. Größen, die linear in der Anzahl der Spuren sind, werden also einen systematischen Fehler in der Größenordnung von einigen (wenigen) 10 % aufweisen.

Weiter ist es interessant sich zu fragen, ob *FRITIOF* die **Primärereignisse** auf zutreffende Weise simuliert. Dieser Ereignisgenerator erzeugt inelastische Wechselwirkungen aus einigen grundlegenden Graphen mit Fragmentationsmodellen, die mit Parametern an spezielle experimentelle Gegebenheiten angepasst werden können. Für HERA–*B* wurde ein solches Parameter–Profil extra erstellt [alb97]. Seitens der Autoren von *FRITIOF* sind andere Werte vorgegeben; Messungen mit 800 GeV–Protonen, die auf ein Emulsionstarget geschossen werden, stimmen in Winkel– und Multiplizitätsverteilungen bemerkenswert gut mit der Simulation unter Verwendung des unveränderten Parametersatzes überein [abd88].
Um nun systematische Fehler auf Generatorniveau ihrer Größenordnung nach abzuschätzen, wurden Primärteilchen mit den beiden Parametersätzen erzeugt und daraus π, K, p, e, μ selektiert, die unmittelbar im Primärvertex erzeugt wurden. Man wird damit unabhängig von den Zerfallstabellen, die bei HERA–*B* z. T. in *GEANT* enthalten sind. Unter Umgehung der zeitintensiven *GEANT*–Simulation propagiert man diese Teilchen durch die Testanordnung, benutzt auch nur sie als Triggerteilchen und stellt einige charakteristische Größen fest.
Es seien: $n_i,\ i = 3, 4, 5$ die mittlere Anzahl dieser Teilchen pro Ereignis in der Ebene i, n_{34} bezeichne die Teilchen, die durch die Ebenen 3 und 4 fallen. Man erhält dann für zwei überlagerte Ereignisse mit jeweils genau einer Wechselwirkung, entsprechend etwa 10 MHz Rate:

	FRITIOF 7.02 *JETSET* 7.3 Standardparameter	*FRITIOF* 5.710 *JETSET* 7.405 HERA–*B* – Parameter
n_3 / Ee.	2,3	1,9
n_4 / Ee.	2,1	1,9
n_5 / Ee.	1,2	1,1
n_{34} / Ee.	1,4	1,1

Die Abweichungen der beiden Modelle liegen im Bereich einiger (weniger) 10 %.Die Impulsverteilungen der Teilchen weisen nur kleine Abweichungen auf.
Die **Nachweiswahrscheinlichkeit der Szintillatoren** für ein minimal ionisierendes Teilchen wird zu $\varepsilon_s = 0,98$ angegeben, sie ist allerdings, ebenso wie ein mögliches Rauschen, nicht vermessen worden. Hier liegt eine weitere gewisse Unsicherheit.

Ich fasse zusammen: insbesondere die Unkenntnis über die Wechselwirkungsraten der einzelnen Protonenbündel und die sich aus dem verwendeten Modell ergebenden Unterschiede lassen vermuten, dass die Vorhersage des Modells mit systematischen Unsicherheiten von einigen zehn Prozent behaftet ist, sofern Teilchendichten behandelt werden. Der Fehler wird im Weiteren zu 20 % angesetzt. Die Impulsverteilungen der Teilchen, die im Falle eines Triggers durch die Ebenen fallen, sind gegen die o.a. Unsicherheiten robust.
Die Simulation des Szintillatortriggers wird als perfekt angenommen. Während der Strahlzeit 1997 konnte auf die Szintillatorentscheidung, die die Zahl der Spuren im ausgelesenen Ereignis erhöht, verzichtet werden, denn die Qualität der Rohdaten war hier gut genug, um auch dann genug Spuren sammeln zu können, wenn man stets beim Passieren des ersten Protonenbündels ausliest. Allerdings erscheinen dann die möglicherweise unterschiedlich starken Beiträge der Protonenbündel ungedämpft im Fehler.

Die für die Analyse erforderlichen Vorarbeiten sind geleistet. Wir wenden uns nun der Bestimmung der Zählereigenschaften zu, um quantitativen Aufschluss über die Qualität der Detektoren zu gewinnen und damit einen Beitrag zur *hardware*–Entwicklung zu leisten. Mit diesen Ergebnissen können auch Vorhersagen des Rechnermodells geprüft werden. Das wird in Abschnitt 5.8 geschehen.

5.7 Bestimmung der Zählereigenschaften

Nach den mehr technischen Charakteristika der Prototypen, wie z.B. dem Signal–Rausch–Verhältnis, sollen auch jene Parameter bestimmt werden, die unmittelbar in die Spurrekonstruktion eingehen. Die Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit, der intrinsischen Auflösung und des Rauschwertes sind wichtig, um die Zähler und Auswertealgorithmen gegebenenfalls zu verbessern. Implementiert man ihre Berechnung als *online*–Methode, so wird es möglich, das Anwachsen der Strahlenschäden in Zahlen zu kontrollieren, die unmittelbar in die *CP*–Sensitivität des Experimentes eingehen.

Dieses Kapitel stellt erste, leicht automatisierbare Verfahren vor, die die drei genannten zentralen Parameter bestimmen.

5.7.1 Nachweiswahrscheinlichkeit

Nur mit einer Wahrscheinlichkeit $\varepsilon < 1$ werden Apparatur und Auswertealgorithmen Treffer melden, wenn Teilchen durch eine sensitive Fläche treten. Im Prinzip ist es leicht, die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_c einer Detektorebene c zu ermitteln:

1. Man selektiert alle Spurkeime zweier *Keimebenen* a und b, die vom Target kommen. Die Position des Targets muss im Voraus bekannt sein.
2. Berührt ein Spurkeim die *Zielebene* c, so zählt man ein *Sollteilchen* in einem Zähler n_s.
3. Hat die Zielebene an der vorhergesagten Koordinate einen Treffer, so gilt das Sollteilchen als *nachgewiesen* und man vermerkt das in einem Zähler n_n.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_c ist dann proportional zum Quotienten n_n/n_s.
In allen drei Schritten sind noch Korrekturen notwendig.

Sollteilchen

Unter den Spurkeimen, die auf das Target zeigen, befinden sich auch „Zufallskoinzidenzen", also kombinatorischer Untergrund aus Rausch– und Signalclustern (s. Abb. 5.11). Schneidet man das Targetsignal heraus, so wird die Zahl der Sollteilchen um einen Faktor f_1 zu hoch eingeschätzt. Man erhält f_1 aus der Verteilung $dn/dc(z_t)$ als Verhältnis vom Gesamtvolumen $(S+U)$ zum Signalanteil S des ausgeschnittenen Bereiches:

$$f_1 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\#(\text{wahre + falsche Spurkeime in } a,b)}{\#(\text{wahre Spurkeime in } a,b)} .$$

Die f_1 hängen stark von der Qualität der Keimebenen ab.
Es gibt weiter einen gewissen Anteil von Spuren, die in einer Projektion alle drei Zählerebenen queren, in der anderen Ansicht jedoch die Zielebene verfehlen. Mangels eines dritten Stereowinkels sind beide Projektionen unkorrelierbar, es sei denn, man verlangt genau eine Spur in der Anordnung. In diesem Falle bleibt jedoch eine zu geringe Zahl von Ereignissen übrig. Alternativ kann man sich aus der Rechnersimulation Aufschluss über den Anteil der Spuren verschaffen, die nur in einer, nicht aber der komplementären Projektion die Zielebene kreuzen. Definiert man

$$f_2 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\#(\text{Spuren, die in beiden Projektionen } c \text{ kreuzen})}{\#(\text{Spuren, die mindestens in Testprojektion } c \text{ kreuzen})} ,$$

so ergibt sich die Zahl der Sollteilchen n_s schließlich zu $n_s = f_1^{-1} f_2^{-1}\,(S+U)$.
Die Tabelle stellt die Werte von f_1 und f_2 zusammen:

	n–Seiten			p–Seiten
Keimebenen	4–5	3–5	3–4	3–4
Zielebene	3	4	5	5
f_1	$1,1 \pm 0,05$	$1,29 \pm 0,03$	$1,14 \pm 0,03$	$1,4 \pm 0,04$
f_2	$1,52 \pm 0,06$	1 ± 0	$1,25 \pm 0.05$	$1,43 \pm 0,01$

Nachgewiesene Teilchen

Ein weiterer Effekt erhöht die Zahl nachgewiesener Teilchen, wäre also ohne Korrektur für eine zu optimistische Abschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit verantwortlich. Es kann vorkommen, dass ein Teilchen nicht von der Zielebene nachgewiesen wird, gleichzeitig aber ein Rauschcluster den Nachweis vortäuscht.
In den Residuenverteilungen wie der in 5.12 b.) lässt sich der Bruchteil des Untergrundes abschätzen. Man erhält einen weiteren Korrekturfaktor

$$f_3 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\#(\text{Spuren aus Targetrichtung}) - (\text{deren kombinatorischer Untergrund})}{\#(\text{Spuren aus Targetrichtung})} < 1\,,$$

mit dem die Anzahl nachgewiesener Teilchen korrigiert wird. Dessen Werte für jede Zielebene fasst die Tabelle zusammen:

	n–Seiten			p–Seiten
Zielebene	3	4	5	5
f_3	$0,94 \pm 0,03$	$0,96 \pm 0,03$	$0,92 \pm 0,03$	$0,54 \pm 0,2$

Die Korrekturen liegen stets im Bereich weniger Prozent.

Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit erhält man nun aus der Zahl der Sollteilchen n_s und der nachgewiesenen Teilchen n_n:

$$\varepsilon = \frac{n_n}{n_s} = f_1\, f_2\, f_3\, \frac{n_n}{(S+U)}\,.$$

Die folgende Tabelle führt in den ersten Zeilen den Quotienten $n_n/(S+U)$ und ε an:

	n–Seiten			p–Seiten
Zielebene	3	4	5	5
$\frac{n_n}{(S+U)}$	$0,6 \pm 0,04$	$0,71 \pm 0.04$	$0,54 \pm 0,04$	$0,06 \pm 0,03$
ε	$0,94 \pm 0,09$	$0,88 \pm 0,07$	$0,71 \pm 0,04$	$0,06 \pm 0,04$
f_R	1,08	1,1	1,34	1,45
$f_R \cdot \varepsilon$	1,02	0,97	0,95	0,09

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die n–Seiten der Module 3 und 4 liegen um 90 %. Der Detektor 5 ist von schlechterer Qualität, was aus der Gestalt der SN–Verteilungen auch zu erwarten ist. Die p–Seite derselben Ebene weist nur 6 % der Teilchen nach: hier tritt die Unmöglichkeit zu Tage, die Ebenen p–3 und p–4 charakterisieren zu wollen. In Spurkeimverteilungen mit dem Detektor p–5 ist das Targetsignal nur schwer unter dem Rauschen auszumachen.
In der vierten Zeile der Tabelle ist aufgeführt, welcher Bruchteil f_R^{-1} von Kanälen in der jeweiligen Zielebene als defekt klassifiziert wurde. Sie tragen daher nicht zum Nachweis bei. In guter Näherung schätzt man die Nachweiswahrscheinlichkeit der intakten Kanäle zu $f_R \cdot \varepsilon$ ab. Diese Werte sind in den beiden letzten Zeilen angeführt: sie liegen für die n–Seiten bei $\simeq 1$. Das weist darauf hin, dass die noch nicht den Anforderungen genügende Nachweiswahrscheinlichkeit vornehmlich defekten Kanälen zuzuschreiben ist. Die größte Korrektur hat man im Falle der Ebene p–5; doch auch die nichtpathologischen Streifen sind hier im Wesentlichen tot.

Zusammenfassend lässt sich feststellen:

1. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Prototypen–Detektoren der Datennahme '96 weichen auch im Rahmen der Fehler stark voneinander ab und sind bis auf eine Ausnahme klar geringer als die projektierten 95 %.
   Die Ursachen liegen vornehmlich in schwer defekten, z.B. ungebondeten Kanälen. Es ist bemerkenswert, dass die Nachweiswahrscheinlichkeiten der intakten Kanäle trotz niedriger Signal–Rausch – Verhältnisse nahe bei 1 liegen. Das spricht für die gute Qualität der Rohdatenaufbereitung.

2. Es bedeutet außerdem, dass sich bei den untersuchten Modulen Rauschcluster der Breite 1 leicht entfernen lassen, indem man in der Signifikanz schneidet: der Schnitt aus Kap. 5.3.2 ist damit endgültig gerechtfertigt.

3. Aus nicht bekannten Gründen ist die Seite p–5 schwer defekt.

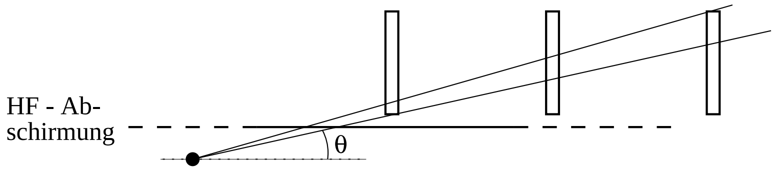
4. Der Fehler auf die Nachweiswahrscheinlichkeit enthält einen Beitrag aus der Modellierung der Ereignisse. Verzichtete man auf einen Szintillator–Trigger, und benutzte Ereignisse mit einem Treffer pro Seite für die Analyse, so entfiele die Notwendigkeit einer Simulation.

Gegenwärtig sind die Untersuchungen für die modifizierten Modul–Prototypen des Jahres '97 in Arbeit. Aus der Gestalt der Signal–Rausch – Verteilungen erwartet man jedoch bessere und weniger inhomogene Eigenschaften.

5.7.2 Intrinsische Auflösung

Eine simple Methode zur Ermittlung der intrinsischen Auflösung σ_{intr} besteht darin zu fragen, wie genau ein Target von den Detektoren aufgelöst werden kann. Diese Präzision

σ_t ist eine Funktion der Materieverteilung und des Impulsspektrums der durchtretenden Teilchen, aber auch der intrinsischen Auflösung der Zähler. Bei Kenntnis der erstgenannten Größen kann man die Schärfe des Targetsignales in Abhängigkeit von σ_{intr} vorhersagen und dann aus einer Messung von σ_T auf σ_{intr} schließen.
Ist der Impuls p gegeben, so kann man mit dem Kalman–Formalismus leicht die Auflösung $\sigma_{t,p}$ berechnen, indem man $\mathcal{C}_0 = \text{Id} \cdot \infty$ setzt und die Kovarianzmatrix über alle Messungen und Streuer bis zum Vertex bei z_t propagiert (vgl. Kap. 3). Dann ist $\sigma_{t,p} = \sqrt{\mathcal{C}_{i,i}}\ ,\ i = \{1, 2\}$. Benutzt man, um reine Verhältnisse zu haben, Spuren durch alle drei Zähler, so hat man konkret:



Die Spuren treten durch die HF–Abschirmung und werden dann in den Ebenen nachgewiesen. Die systematischen Fehler dieses analytischen Modells seien diskutiert:
Die **Materieverteilung** ist mit hoher Präzision aus dem Alignement bekannt, sie liefert nur einen kleinen Beitrag zum systematischen Fehler. Eine Ausnahme bildet der Radius der ersten HF–Abschirmung (vgl. Kap. 5.1.1). Er ist nur bis auf $\simeq 1.5$ mm bekannt. Er beeinflusst die z–Position des letzten Streuers. Die **Impulsverteilung** $\partial n/\partial p$ der Spuren im gemeinsamen Raumwinkel erhält man aus der Simulation. Sie ist robust gegen den zugrundegelegten Parametersatz der Primärteilchenerzeugung und gegen Verschiebungen im Rahmen des Alignements. Allerdings erstreckt sie sich über mehrere Größenordnungen, deswegen erscheint es nicht angezeigt, mit festem $<1/p>$ zu rechnen. Die **Spurwinkelverteilung** dagegen ist sehr eng; wählt man in der Simulation $\vartheta =<\vartheta>$, so erhält man einen systematischen Fehler, dessen Wert etwa 1/3 des Beitrages vom Radiusfehler ist.
Die Vorhersage der Auflösung erfolgt deswegen mit einem modifizierten, dennoch handlichen analytischen Modell: für $\vartheta = \text{const.} =<\vartheta>$ erzeugt es Spuren mit Impuls $\underline{p}$ gemäß $\partial n/\partial p$. Es erzeugt dann für jedes Teilchen ein normalverteiltes Vertex–Residuum $\underline{\Delta r_c}$ mit der Streuung $\sigma(\underline{\Delta r_c}) = \sigma_{t,p}$. Man erhält dann Kurven wie in Abb. 5.17 a.): es zeigt die Δr_c–Verteilung der Anordnung einer sogleich untersuchten Datennahme. Als intrinsische Auflösung wurde der Design–Wert von 12 μm gewählt. Die Verteilung lässt sich gut als Überlagerung zweier Gauß–Funktionen beschreiben, Breiten und Normverhältnisse sind angegeben. Als *vorhergesagte Auflösung* wird i.F. die Breite des zentralen Bereiches σ_z benutzt. Sie ist ein robustes Maß; ihre Verwendung minimiert den Einfluß der schwerer modellierbaren Flanken der Verteilung. Die durchgezogene Kurve in Abb. 5.17 c.) zeigt die Abhängigkeit $\sigma_z = f(\sigma_{\text{intr}})$. Der angegebene systematische Fehler stammt aus der Radius–Toleranz der ersten HF–Abschirmung und der Winkelunsicherheit.
In das Diagramm b.) der Abbildung sind nun Messdaten aus dem modellierten Datenblock eingetragen. Bei der Aufzeichnung bewegten sich die Targets nur im Bereich einiger μm, ihr Beitrag zu Auflösung ist also vernachlässigbar. Auch hier beschreiben

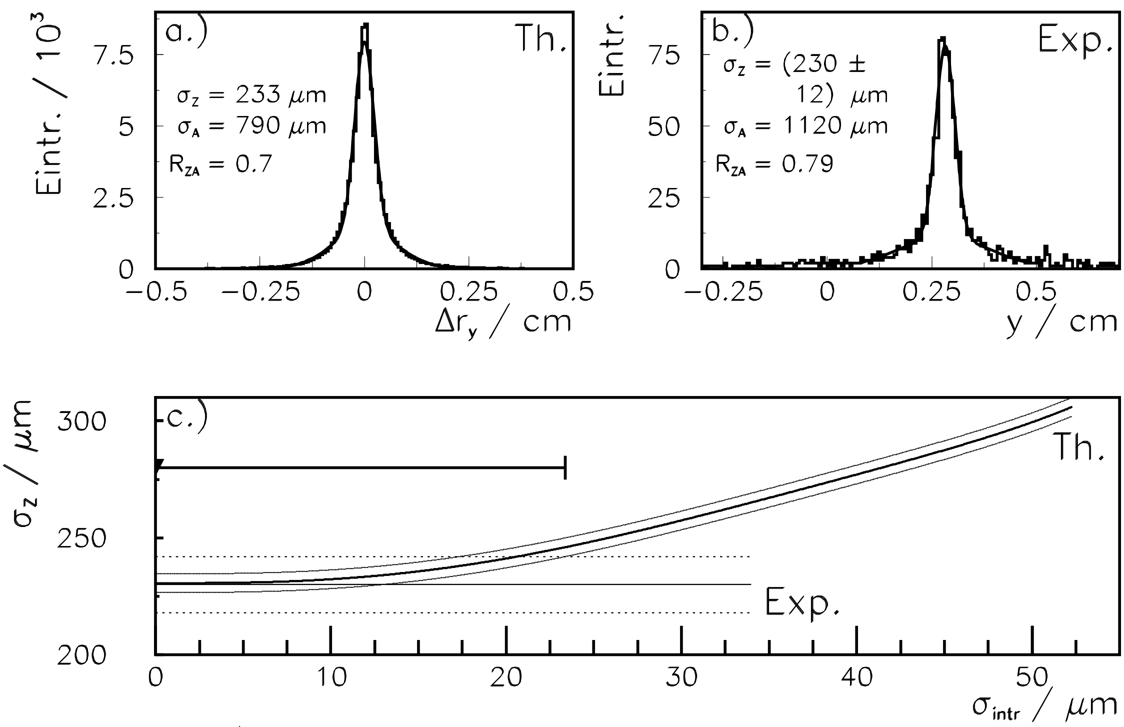


Abbildung 5.17: a.) Mit Materieverteilung und Impulsspektrum modellierte Residuenverteilung. Die angepasste Funktion ist eine Überlagerung zweier Normalkurven; b.) gemessene Residuenverteilung. σ_z, σ_A sind die Breiten des zentralen und des äußeren Bereiches, R_{zA} das Verhältnis des äußeren zum zentralen Volumen (die Volumina reichen von $-\infty \ldots \infty$). In c.) bezeichnet Kurve `Th` die vorhergesagte Auflösung σ_z als Funktion von σ_{intr}. Eingetragen sind außerdem die Messung aus b.) mit Fehler. Die korrespondierende intrinsische Auflösung ist mit einem Dreieck bezeichnet.

zwei Normalverteilungen das gemessene Spektrum gut. Die vorhergesagte Auflösung σ_z ist vergleichbar mit der aus a.), und auch das Verhältnis der beiden Anteile ist auf etwa 13 % reproduziert. In a.) und b.) wurden dieselben Grenzen für die Anpassung benutzt; die Parameterberechnung erfolgte unter Maximierung der logarithmischen Wahrscheinlichkeit.
Der gemessene Wert von σ_z^{exp} ist in c.) mit statistischem Fehler als waagerechte Linie eingezeichnet. Man liest ab

$$\sigma_{\mathrm{intr}}^{(1)} = \left(0 \begin{array}{c} +\,24 \\ -\,0 \end{array} \right) \mu m \, .$$

Man kann also nur eine obere Grenze für die Detektorauflösung angeben.
Zur Kontrolle wurden Modellierung und Messung mit einer abweichenden Anordnung wiederholt. Den Strahl umschließt nun die zweite HF–Abschirmung (Stahlband von 5

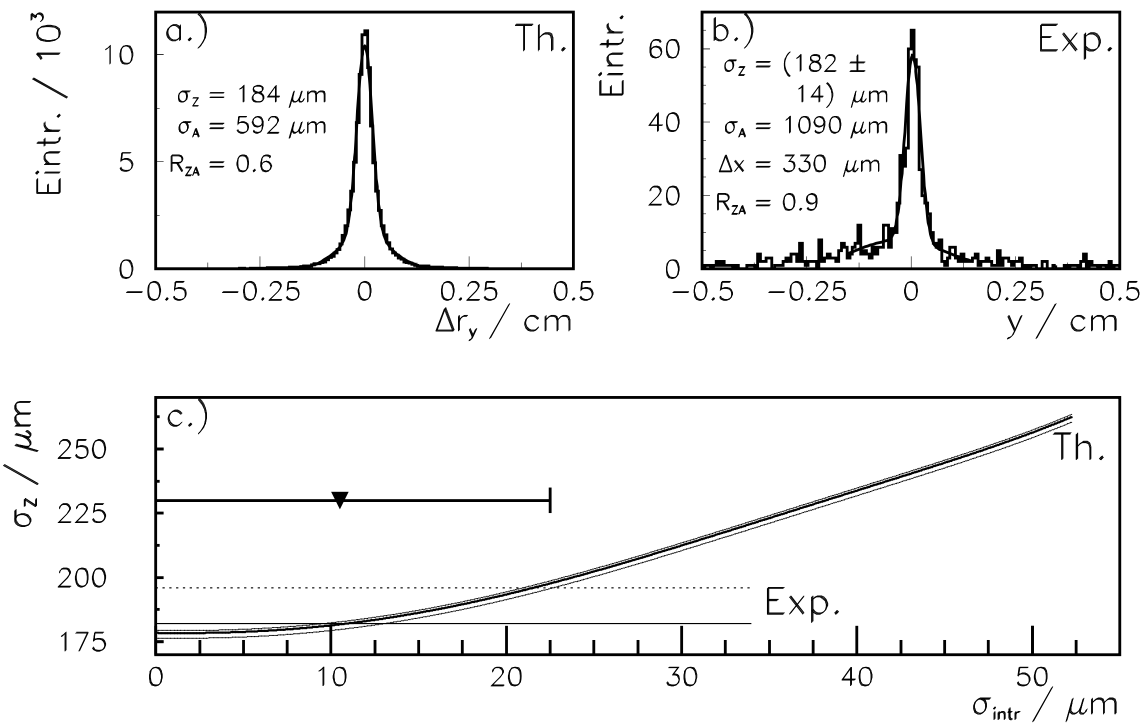


Abbildung 5.18: Wie Abbildung 5.17, jedoch liegt hier eine andere Geometrie zugrunde.

μm Dicke), außerdem unterscheiden sich sowohl die Targetposition als auch die Stellung der Ebene 3 im Bereich einiger Zentimeter den Werten der vorigen Messung; die Spurwinkel ϑ sind hier flacher als oben. Wieder zeigt Teil a.) der Abbildung 5.18 die modellierte Residuen–Verteilung, in c.) ist die vorhergesagte Auflösung als Funktion von σ_{intr} eingetragen sowie der Messwert σ_z^{exp} aus dem Impakt–Spektrum in b.). Auch für die veränderten Verhältnisse ist die Beschreibung durch zwei Gauß–Kurven angemessen. Die experimentelle Auflösung ist mit 182 μm trotz flacherer Winkel besser als oben; das liegt vornehmlich an sehr leichten HF–Abschirmung. Aus demselben Grund, und weil man zusätzlich die Position der Stahlbänder sehr genau kennt, wird der systematische Fehler auf die Vorhersage kleiner. Die Verhältnisse der beiden Gauß–Funktionen werden auf etwa 30 % genau wiedergegeben, die Flanken sind etwas größer als vorhergesagt. Außerdem sind sie asymmetrisch, was auf Sekundärteilchen anderen Ursprunges als des Targets hinweist. Der Fehler auf σ_z^{exp} bleibt vergleichbar, und man erhält

$$\sigma_{\text{intr}}^{(2)} = \left(11 \begin{array}{c} +\,12 \\ -\,11 \end{array} \right) \mu m\,.$$

Das ist verträglich mit $\sigma_{\text{intr}}^{(1)}$. Unter der Annahme, dass die Systematiken beider Messwerte für $\sigma > 0$ normalverteilt und unkorreliert sind, errechnet man in gaußscher Näherung:

$$\sigma_{\text{intr}} = \left(9 \begin{array}{c} +\,11 \\ -\,9 \end{array} \right) \mu m\,.$$

Das ist ein Wert, den man auch naiv erwartet. Er gilt für die n–Seiten der Detektoren. Im Falle der p–Seiten wird eine seriöse Bestimmung unmöglich, weil die Statistik verzweifelnd gering ist ($\varepsilon_{5,p} = 0{,}06$). Die Auflösungsbestimmung über Spur*keime* ist kritisch, denn die Gestalt des Targetsignales in der Residuenverteilung ist bei „Spuren" mit nur zwei Treffern empfindlich auf räumlich unterschiedliche Rauschwerte und Nachweiswahrscheinlichkeiten. Allerdings weisen die Verteilungen wichtiger Clustergrößen keine wesentlichen Unterschiede zwischen p– und n–Seiten auf, so dass keine neuen Werte für σ_{intr} zu gewärtigen sind.

5.7.3 Rauschen

Als weitere zentrale Größe der Zähler soll nun deren Rauschen abgeschätzt werden. Damit ist hier die mittlere Zahl von Clustern pro Modulseite und Ereignis gemeint, die nicht von Teilchen verursacht wurden, sondern irrtümlich auftreten. Dieser „makroskopische" Wert ist nicht nur eine wichtige diagnostische Zahl für Instrumentierungs–Entwicklung und die Anpassung der Algorithmen, sondern geht auch als Korrektur in die Messung von Teilchendichten ein.
Es ist aus zwei Gründen interessant, die Rauschbestimmung während der normalen Datennahme durchzuführen. Zum einen steht dann *online* eine weitere Kontrollgröße zur Verfügung. Das ist für das komplett automatisierte HERA–B – Experiment wichtig. Des Weiteren ist das Zählerrauschen zeitabhängig, denn die Betriebsbedingungen der Elektronik fließen; das gilt insbesondere für die Testphase '96, während der man oft kleinere Änderungen vorgenommen hatte. Eine zeitliche Nähe der Rauschbestimmung zur Analyse erscheint also angezeigt.

Man möchte Aufschluss erhalten über die mittlere Zahl der Treffer in einer Testebene t, wenn durch diese keine Teilchen gefallen sind. Die **Idee** ist nun, die Zahl der Teilchen in der Testebene $n_{t,T}$ mit der Zahl der Cluster in einer Referenzebene r in Verbindung zu bringen. Wenn t und r, vom Target besehen, ein Stück Raumwinkel teilen, so darf man schreiben

$$\begin{aligned} n_{t,T} &= n_{t,T}^{(0)} + f(n_r)\,, \\ n_{t,T}^{(0)} &\stackrel{\text{def}}{=} n_{t,T}|_{n_r=0}\,. \end{aligned}$$

n_r ist die Zahl der Cluster in der Referenzebene. f ist streng monoton wachsend, und nach Konstruktion gilt $f(0) = 0$. Weiter gilt mit der mittleren Zahl von Rauschclustern $n_{t,R}$:

$$n_t \;=\; n_{t,T} \cdot \varepsilon_t + n_{t,R}\,.$$

n_t ist die gemessene Zahl von Clustern in t, ε_t die Nachweiswahrscheinlichkeit. Also folgt für $n_r \to 0$:

$$n_{t,R} \;=\; n_t|_{n_r=0} - n_{t,T}^{(0)} \cdot \varepsilon_t\,.$$

Bestimmt man die Funktion $n_t(n_r)$, so lässt sich $n_t|_{n_r=0}$ gut ermitteln. ε_r ist bereits bekannt, und unter Vernachlässigung des Rauschens in r erhält man $n_{t,T}^{(0)}$ aus der Rechnersimulation.
Diese Methode wird dann **praktikabel**, wenn man sich Ereignisse selektiert, in der mindestens eine Spur durch alle drei Zähler einer Projektion gefunden wurde. Diese Einschränkung ist förderlich:

1. Weil Dreier–Spuren praktisch untergrundfrei sind, ist am Messpunkt $n_r = 1$ in der Referenzebene eine Spur garantiert, gleichzeitig liegt kein Rauschen vor. Damit darf man bei der Simulation von $n_{t,T}^{(0)}$ das Rauschen in r in führender Ordnung tatsächlich vernachlässigen, die Rauschbestimmung wird dann nicht iterativ.

2. Sollte der Trigger, z.B. aufgrund rauschender Szintillatoren, auch dann eine Auslese veranlassen, wenn keine Triggerbedingung erfüllt war, so wirkt die Beschränkung auf o.a. Ereignisse als Software–Trigger: nur wenn wirklich Teilchen in der Anordnung waren, finden die Daten Eingang in die Analyse. Auch bei fehlerhafter Instrumentierung wird so die Nähe zur Simulation erzwungen.

3. Die absolute Größe der Korrektur $n_{t,T}^{(0)}$ aus dem Rechnermodell ist etwas kleiner als wenn jedes Ereignis akzeptiert würde.

Im Weiteren wird dieses Verfahren auf jene Datensätze angewendet, die bereits zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet wurden.

Der Auswertealgorithmus selektiert Ereignisse mit Dreier–Spuren, die auf das Target zeigen. Er bestimmt daraus die um Eins verminderte mittlere Anzahl der Treffer in der Testebene für jede einzelne Anzahl von Clustern in der Referenzebene; r wird stets nächst dem Target gewählt. Diese Abhängigkeiten sind in Abb. 5.19 aufgetragen.
Das streng monotone Verhalten von f ist stets offensichtlich. Im Falle der n–Seiten kann man als Extrapolationsmodell eine Gerade annehmen, bei p–3,4 wurde ein Polynom zweiten Grades gewählt. Der Zusammenhang wird im Falle von p–5 erratisch. Das ist nicht unverständlich, denn $\varepsilon_{5,p} \simeq 6\,\%$. Die Fehler auf die Messpunkte sind proportional zu $1/\sqrt{N}$ gewählt und wurden so skaliert, dass für die Anpassung gilt $\chi^2/(\text{Zahl der Freiheitsgade}) = 1$. Der eingezeichnete Fehler auf $n_t(0)$ stammt aus der Anpassung.
Die $n_{t,T}^{(0)}$ gewinnt man ohne Berücksichtigung des Rauschens in r aus der Simulation. Sie sind deswegen tendenziell niedriger als die wahren Werte, doch ist eine genauere Untersuchung nicht sinnvoll, da die $n_{t,T}^{(0)}$ vom systematischen Fehler der Simulation beherrscht werden. Die Tabelle fasst alle Werte zusammen:

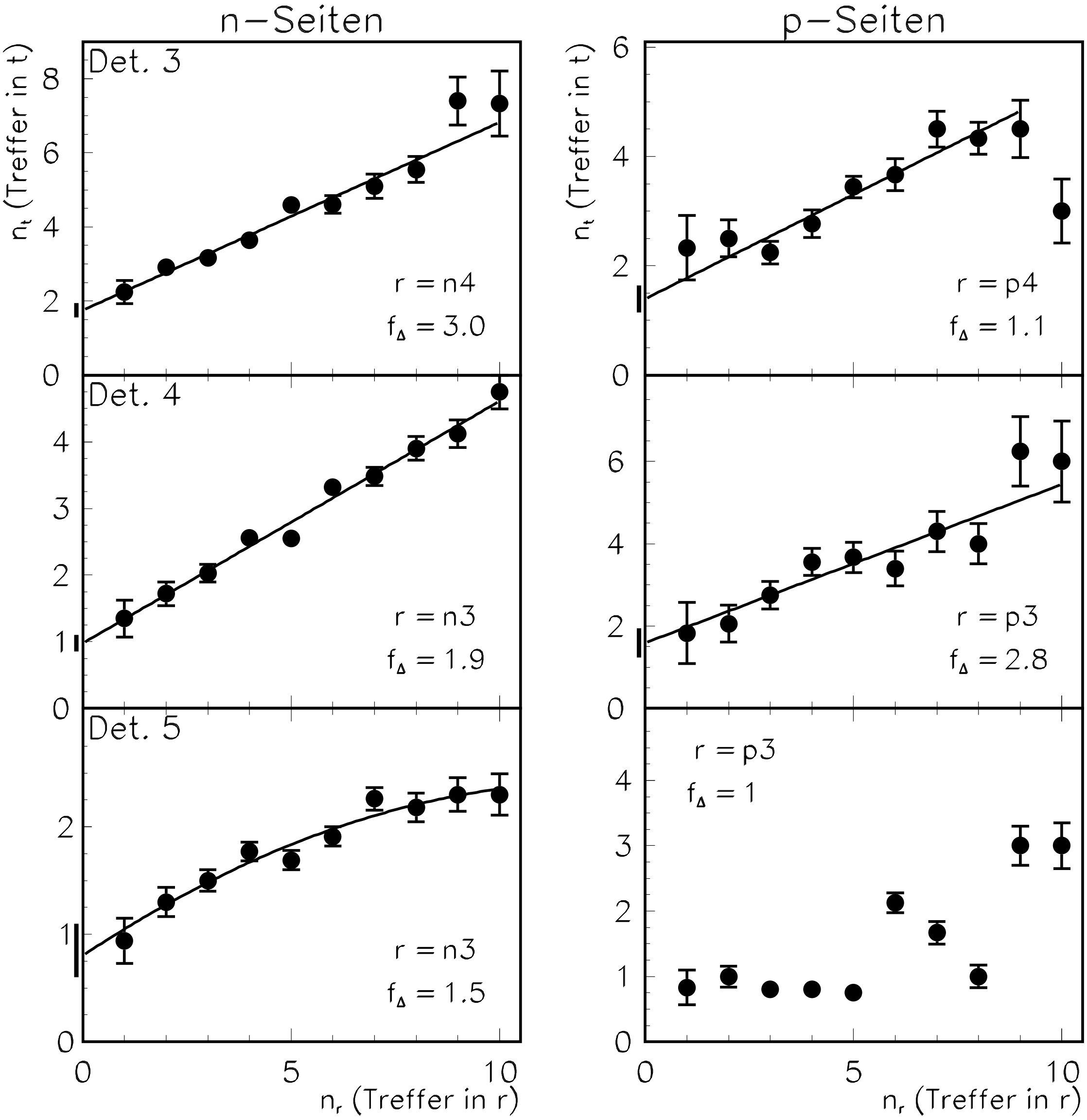


Abbildung 5.19: Es ist n_t als Funktion von n_r für alle Zählerseiten aufgetragen. In jedem Diagramm sind die verwendete Referenzebene sowie der Faktor f_Δ angegeben, mit welchem die statistischen Fehler der Messungen multipliziert wurden. Der Balken entlang der Ordinate um $n_t(0)$ gibt den Fehler aus der Anpassung an.

	$n_t(n_r = 0)$	$n^{(0)}_{t,T} \cdot \varepsilon$	$n_{t,R}$
n–3	1,75 ± 0,2	1,55 ± 0,5	0,2 ± 0,5
n–4	0,98 ± 0,12	1,07 ± 0,4	0 ± 0,4
n–5	0,81 ± 0,2	0,73 ± 0,3	0,12 ± 0,4
p–3	1,39 ± 0,25	(1,50 ± 0,5)	(0 ± 0,6)
p–4	1,59 ± 0,25	(1,11 ± 0,4)	(0,49 ± 0,5)
p–5	(0,82)	(0,05)	(0,77)

Für die Detektoren p–3,4 ist ε nicht bekannt, in die mittlere Spalte wurde deswegen der Wert $\frac{1}{2}(\varepsilon_{3,n}+\varepsilon_{4,n})n_t(0)$ übernommen. Da Teilchenflüsse einem systematischen Fehler von etwa 20 % unterliegen (s. Kap. 5.6), $n^{(0)}_{t,T}$ jedoch ein Teilchenfluss pro Ereignis abzüglich 1 ist, schätzt man den relativen Fehler auf diese Größe wie folgt ab:

$$\delta n^{(0)}_{t,T} \;=\; 0,2 \cdot \frac{n^{(0)}_{t,T} + 1}{n^{(0)}_{t,T}} \,.$$

Im Falle von p–5 wurde wegen der großen Unsicherheiten auf eine Berechnung des Fehlers verzichtet. In die erste Spalte ist $n_r(1)$ eingesetzt.

5.8 Die Ereignisstruktur

Die Geometrie ist nun bestimmt, und die makroskopischen Eigenschaften der Zähler liegen fest. Damit wird es möglich, Messungen mit den Voraussagen des Rechnermodells zu vergleichen. Das ist nicht nur im Sinne der Konsistenz interessant — immerhin musste die Simulation zur Bestimmung der Zählereigenschaften herangezogen werden. Wichtiger ist jedoch die Frage, ob die modellierte Ereignisstruktur der Wirklichkeit entspricht, denn die Auslegung des Experimentes und der Spurfindungsalgorithmen beruht wesentlich auf dem Rechnermodell.

Dieser Abschnitt untersucht zunächst die mittlere geladene Multiplizität und Winkelverteilung der Teilchen vom Primärvertex. Zusammen mit der anschließenden Betrachtung der Multiplizitätsverteilung ergeben sich Hinweise auf die Häufigkeit von Sekundärteilchen.

5.8.1 Mittlere Primärspuranzahl und Winkelverteilung

Wie weiter oben beschrieben, kann man die Treffer der Ebenen 3 und 4 zu Spurkeimen kombinieren und $c(z_t)$ berechnen ($c \in \{x, y\}$). Der Signalanteil N^{exp} in der Überhöhung der c–Verteilung ist dann proportional zur Anzahl von Primärteilchen $\tilde{N}$, die in den untersuchten Ereignissen durch die Anordnung fielen. Mit der Simulation sagt man die Zahl gemessener Spuren N^{exp} zu $N^{\text{sim}} = \varepsilon_3\varepsilon_4\tilde{N}^{\text{sim}}$ voraus, wobei $\tilde{N}^{\text{sim}}$ die vorausgesagte Anzahl von Primärteilchen ist. Die nachstehende Tabelle stellt experimentelle und theoretische Werte für x– und y–Projektion einander gegenüber:

	N^{exp}	N^{sim}	$N^{\text{exp}}/N^{\text{sim}}$
x	0,73	$0,92^{\dagger}$	$0,79^{\dagger}$
y	0,74	0,92	0,8

(Angaben in Spuren/Ereignis)

Die Werte für die x–Koordinate sind mit einem † versehen, weil die $\varepsilon_{3p}\varepsilon_{4p}$ nicht bestimmbar waren. In der Simulation wurde deswegen *ad hoc* angenommen, dass $\varepsilon_{3p}\varepsilon_{4p} = \varepsilon_{3n}\varepsilon_{4n}$. Man misst weniger Primärspuren als erwartet; die Abweichung beträgt etwa 20 %. Das gilt gleichermaßen für beide Projektionen, so dass die Annahme über das Produkt der Ansprechwahrscheinlichkeiten Rechtfertigung erhält.

Man kann nun die mittlere Multiplizität nach der sensitiven Koordinate c in einer Messebene aufschlüsseln und erhält eine Verteilung, die derjenigen im projizierten Polarwinkel ϑ_c entspricht. Abb. 5.20 zeigt die Dichte der auf das Target weisenden Spurkeime als Funktion des Messwertes $c(z_4)$. Der kombinatorische Untergrund wurde für jeden Messwert der experimentellen Daten gesondert bestimmt und ist im Schaubild bereits abgezogen. Man stellt dreierlei fest:
Das vorausgesagte radiale Verhalten der Dichten wird beobachtet. Man stellt eine stark fallende Verteilung in x fest, in y ist die Kurve nahezu eben.

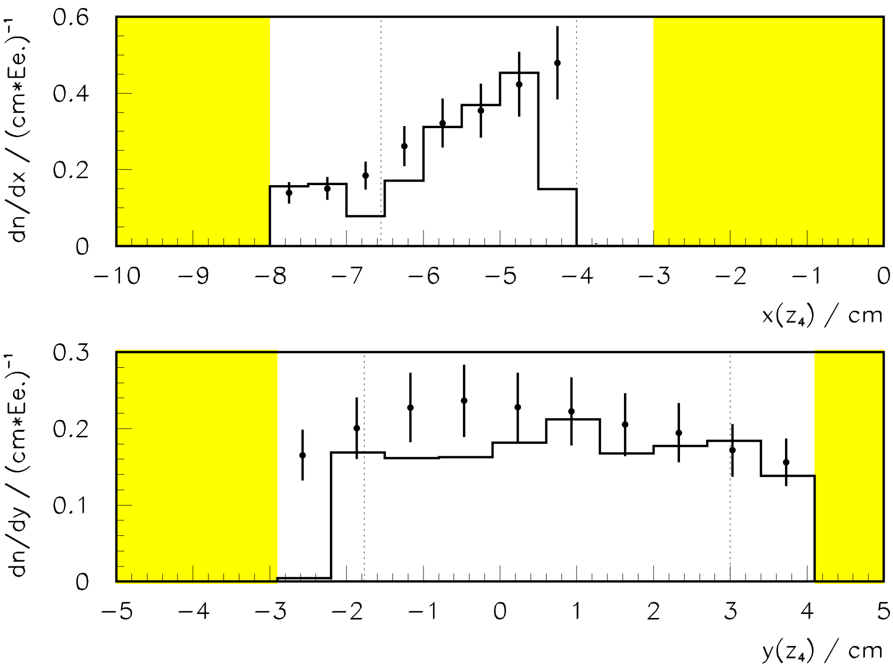


Abbildung 5.20: Gemessene und modellierte Spurdichte als Funktion des Durchstoßpunktes in der Ebene 4. Die Schraffierung zeigt die Ausdehnung des Zählers an, die gestrichelten Linien bezeichnen, vom Target besehen, den gemeinsamen Raumwinkel aller drei Ebenen.

Allerdings weist die Kurve $\partial n/\partial x_4$ im unteren Drittel eine Senke auf. Sie kann nicht auf zusätzliche, unberücksichtigte Materie innerhalb des gemeinsamen Gesichtsfeldes von Ebene 3 und 4 zurückgehen, denn die Spurspektren zeigen keine anderen eng lokalisierten Teilchenursprünge außer dem Target; es handelt sich um ein unphysikalisches Verhalten. Der Wert $\partial n/\partial c_4(c_4)$ ist jedoch proportional zum Produkt $\varepsilon_3(c_3)\varepsilon_4(c_4)$, so dass bei der beschränkten Qualität der Zähler solche Schwankungen zu gewärtigen sind. Das Verhältnis zwischen Messung und Vorhersage über den gesamten Bereich des Zählers gleicht jenem, das man im gemeinsamen Winkelbereich der drei Ebenen feststellt. Also darf man für die Messung von N^{exp} ohne weitere Korrektur den gesamten Bereich des Zählers 4 verwenden.

5.8.2 Trefferverteilungen

Beschränkt man sich in der Simulation nicht auf Spuren aus der Targetregion, sondern notiert die Durchstoßpunkte aller Teilchen, so kann man bei Kenntnis der ε die Trefferdichte als Funktion von c voraussagen. Der Vergleich erfolgt mit Clusterverteilungen, von denen man das im vorigen Abschnitt bestimmte Rauschniveau abzieht.
In Abb. 5.21 sind die Werte für alle Modulseiten verglichen. Interessanterweise liegen die gemessenen Werte um etwa 0,1 … 0,15 Treffer/Ee. höher als die vorhergesagten, eine Ausnahme bildet nur der Detektor p–4. Gemittelt über alle Zähler entspricht das einem Überschuss von ca. 30 %. [§]
Dieser Befund soll nun diskutiert werden. Eine höhere wahre Anzahl von Primärspuren als erwartet scheidet als Erklärung aus. Die Primärspuren sind gemessen und genau wie die Trefferdichte auf die Zahl der Ereignisse normiert. Des Weiteren könnte man annehmen, dass das Rauschen systematisch unterschätzt wird; wie oben angesprochen, ist die dominierende Fehlerquelle bei der Rauschbestimmung die Simulation. Jedoch wären gar höhere Teilchendichten als erwartet erforderlich, um das Rauschniveau zu niedrig abzuschätzen. Man fände nur dann zu geringe Werte, wenn die Zahl der Spuren in der Anordnung mit dem Rauschniveau positiv korreliert wäre. Diese (recht künstliche) Überlegung ließe sich in einer Detektoranordnung überprüfen, die eine vollständigere Spurrekonstruktion erlaubt.
Eine zweite Erklärung liegt in einer Antikorrelation der Anzahlen von Primärspuren und Sekundärteilchen. Diese nur auf den ersten Blick widersprüchliche Situation liegt z.B. dann vor, wenn Strahlprotonen mit Materie vor dem Experiment wechselwirken. Solche Ereignisse entwickeln sehr hohe Multiplizitäten und treffen viele Zähler [reb93], so dass sie zwar im Trigger angereichert werden, jedoch keine Target–Spuren enthalten. Das Rauschen wird in diesem Falle korrekt bestimmt. Man kann solche Ereignisse bei HERA–B mit Veto–Zählern erkennen, die stromaufwärts des Vertex–Tanks angebracht sind. Sie wurden bisher nur dazu verwendet, eine Untergrundrate zu bestimmen; man

[§] Eine treffliche Kennzeichnung einer ähnlich seltsamen Beobachtung findet sich in [man47]: „Das eine nur sage ich: Gespenstereien wie diese sind ausschließlich Sache der Natur, und zwar besonders der vom Menschen mutwillig versuchten Natur.“

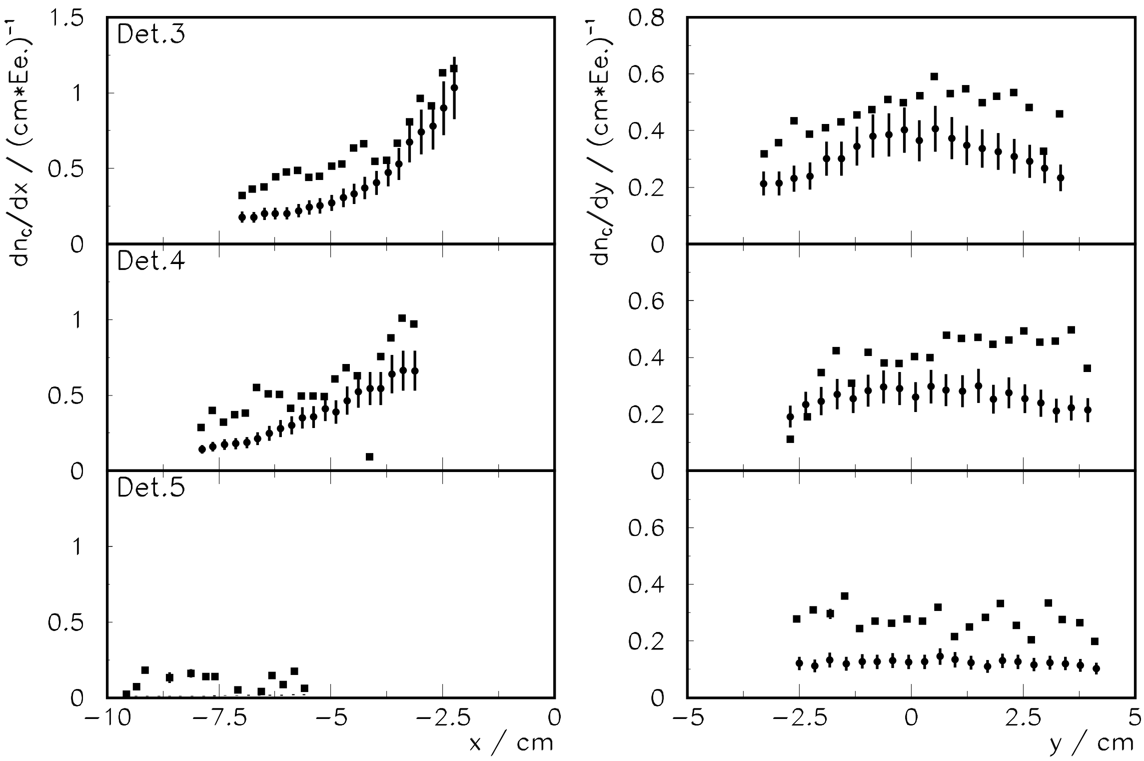


Abbildung 5.21: Gemessene und modellierte Trefferdichten als Funktion der x– bzw. y–Koordinate. Die Quadrate bezeichnen die Messwerte.

erhielte aber Aufschluss über Häufigkeit und Struktur dieser Untergrundereignisse, wenn man die Veto–Information in den Datenstrom der Auslese einschlösse. Das wird aufgrund dieser Ergebnisse demnächst geschehen.
Eine weitere Sekundärteilchenquelle ist in Materie zu suchen, die nicht im HERA–B–Geometriemodell enthalten ist, z.B. die Targethalterungen (s. Abb. 5.1) oder die weiter außen liegenden Haltestrukturen. Hier sind weitere Monte–Carlo – Studien notwendig.

5.8.3 Multiplizitätsverteilungen

Als eine Größe, die nicht einen Mittelwert über viele Ereignisse darstellt, sondern eine Kennzahl für das einzelne Ereignis ist, soll im Weiteren die geladene Primärmultiplizität n_t untersucht werden. Das ist die Zahl von Teilchen, die vom Target stammen und durch die Ebenen 3 und 4 fallen.
Die Häufigkeiten, die man unmittelbar durch Zählen der Target–Spurkeime bestimmt, sind durch erratische Trefferkombinationen verzerrt. Wie im Falle der Winkelverteilung korrigiert man die gemessene Verteilung $\partial n/\partial n_t$ für jedes n_t mit einem individuellen Untergrundfaktor. In der Simulation werden wieder als räumlich konstant angenommene Detektionswahrscheinlichkeiten zugrunde gelegt. Der Fehler aus dieser vereinfachenden Annahme ist vernachlässigbar, denn innerhalb des kleinen gemeinsamen Raumwinkels

der zwei Ebenen sind die Durchstoßpunkte der n_t Primärteilchen unkorreliert.
Man erhält dann die Kurven aus Bild 5.22 a.). Alle Verteilungen sind mit der Zahl der Ereignisse normiert, d.h. die Ordinate gibt direkt die Wahrscheinlichkeit pro Ereignis an, ein bestimmtes n_t zu finden. In ungefährer Übereinstimmung findet man $p_x(0) = 0{,}71$ und $p_y = 0{,}77$. Vorhersage und Messung sind allerdings nicht verträglich; dafür ist insbesondere der Wert bei $n_t = 0$ verantwortlich.
Um zu prüfen, ob dieser Messpunkt für das Auseinanderfallen der Kurven verantwortlich ist, bezieht man $p_{\rm sim}(n_t)$ auf $p_{\rm exp}(1)$. Dieser Vergleich ist im Teil b.) gezeigt. Bei $n_t = 1$ gleichen sich die Häufigkeiten nach Konstruktion. Für $n_t > 1$ hat man in der x–Koordinate eine glänzende Übereinstimmung, in y überschätzt das Modell die gemessenen Werte um ein Weniges.

Dieser Befund weist nun erneut auf eine Quelle von Triggersignalen hin, die nicht in der Simulation enthalten ist. Nimmt man an, dass die 30–40 % Überschuss bei $n_t = 0$ vollständig Ereignisse ohne Targetwechselwirkung sind, so wäre zu gewärtigen, dass das Rechnermodell die Zahl der Primärspuren in den Ereignissen um etwa 10 % unterschätzt. Erneut sei die Bedeutung der Veto–Information für jedes Ereignis betont.
Die Untersuchungen zu den Zählereigenschaften werden nicht berührt: diese Verfahren verwenden lediglich Ereignisse mit Primärspuren durch alle drei Zähler, sie wenden gleichsam einen „Software–Trigger“ an.

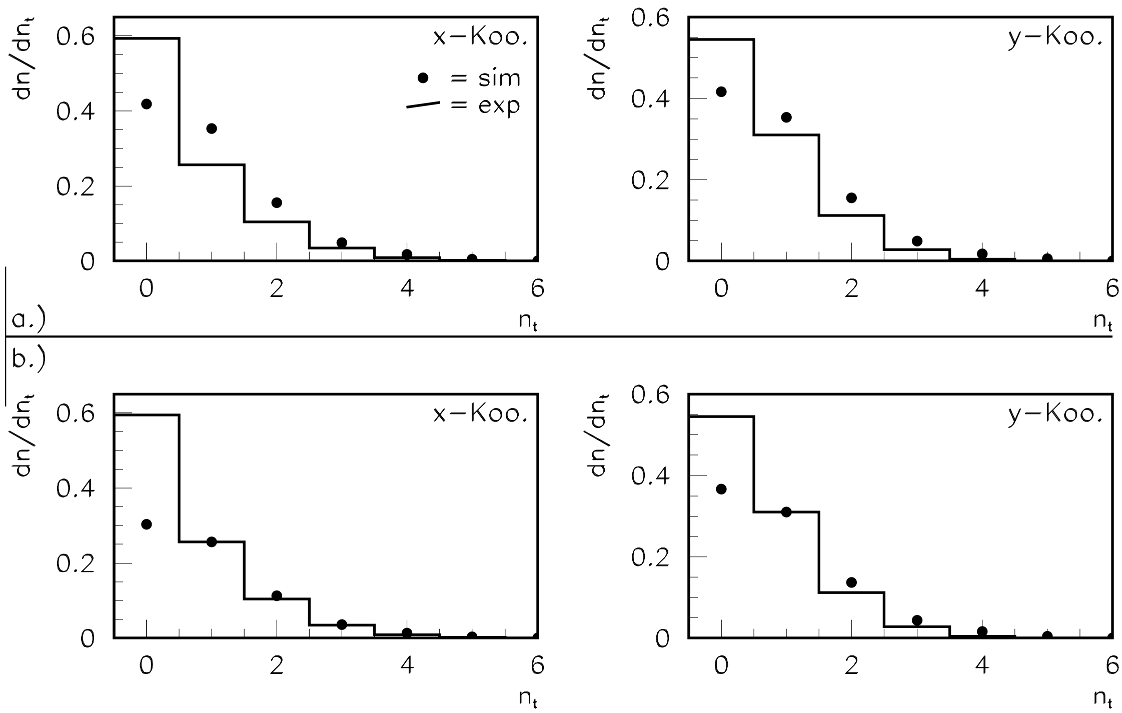


Abbildung 5.22: Gemessene und modellierte Multiplizitätsverteilungen der Primärspuren. Die Verteilungen in a.) sind normiert, in b.) wurden dieselben Daten auf $p_{\rm exp}(n_t\!=\!1)$ bezogen.

Zusammenfassung

HERA–B ist ein im Aufbau befindliches Experiment, das nach einer Verletzung der CP–Symmetrie im Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K_S \rightarrow \ell^+\ell^-\pi^+\pi^-$ suchen wird. Es benutzt ein feststehendes Target, um mit den Protonen des Speicherringes HERA in inelastischen pN–Reaktionen B^0–Mesonen zu erzeugen.

Für die Selektion dieses Kanals und die Bestimmung der CP–Asymmetrie ist ein Vertexdetektor erforderlich, der den Zerfallsort der B^0–Mesonen mit einer Genauigkeit von etwa 10 % der Zerfallslänge feststellen kann. Außerdem ist es wegen der hohen Spurdichten bei HERA–B nötig sicherzustellen, dass im Vertexsystem eine eigenständige Rekonstruktion erfolgen kann.

Ausgehend von physikalischen und technischen Randbedingungen wurde der Entwurf eines Siliziumdetektors erarbeitet, der die notwendige Auflösung erbringt und genügend Information für eine Mustererkennung bereitstellt. Die Anordnung besteht aus sieben senkrecht zum Strahl stehenden Lagen mit progressiven Abständen. Die Abmessungen sind so gewählt, dass eine Spur im Mittel drei bis vier Lagen trifft. Jede Lage besteht aus vier einzeln verstellbaren Quadranten. In jedem Quadranten wird eine einfallende Spur von zwei doppelseitigen Siliziumdetektoren in vier Stereowinkeln $(0\pm2{,}5^\circ, 90\pm2{,}5^\circ)$ vermessen. Die Anordnung stellt gegenüber früheren Entwürfen eine erhebliche Verbesserung in Bezug auf technische Realisierbarkeit und die im Akzeptanzbereich befindlichen Materialstärken dar.

Die geringe Zahl von Ebenen macht eine Rekonstruktion schwierig. Um sicherzustellen, dass sie dennoch möglich ist, wurde eine eigenständige Mustererkennung entwickelt, die einen dreidimensionalen Kalman–Filter verwendet. Die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit für Leptonen aus dem goldenen Zerfall beträgt 92 %. Die Wahrscheinlichkeit, beide aus dem J/ψ stammenden Leptonen zu finden beträgt 88 %. Das Programm trägt den exakten Abmessungen und Materialstärken des geplanten Detektorsystems Rechnung und wurde in die Rekonstruktionssoftware von HERA–B integriert. Kleine Winkeldifferenzen zwischen verschiedenen Projektionen sind aus algorithmischen Gründen wünschenswert. Aus der Rekonstruktion ergibt sich ein Wert für die minimale Stereowinkeldifferenz, bei der eine dreidimensionale Spurrekonstruktion noch möglich ist. Er beträgt $\alpha_{\mathrm{st,min}} = 1{,}25^\circ$. Der für das Detektorsystem gewählte Wert von $2{,}5^\circ$ ist konservativ.

Der ursprünglichen Detektorentwicklung wurden vernünftige Annahmen für die intrinsische Auflösung σ, Zwillingsauflösung Δx_Z und Nachweiswahrscheinlichkeit ε zugrundegelegt. Diese Annahmen erfuhren durch detaillierte Studien zur Signalformation in doppelseitigen Siliziumdetektoren Rechtfertigung. In einer Simulation, die nach der Landau–Verteilung gegebene Energiedepositionen, δ–Elektronen, Ladungsträgerdiffusion, kapazitive Ladungsteilung sowie korreliertes und unkorreliertes Rauschen berücksichtigt, wird die Antwort eines Zählers auf einfallende Teilchenstrahlung berechnet. Mit einer anschließenden Koordinatenrekonstruktion wurden die oben genannten Größen abgeschätzt. Die Simulation ist auf viele Zählergeometrien und –betriebsbedingungen einstellbar und geht ebenfalls über den Umfang einer isolierten Studie hinaus. In der HERA–B–Software wird sie dazu verwendet, das Spannungsmuster der Auslesekanäle des Siliziumdetektors in Modellrechnungen zu ermitteln.

Für die Strahlzeit 1996 wurden drei doppelseitige Siliziumdetektoren in den Vertextank eingebaut. So konnten zum ersten Male Erfahrungen mit Zählerprototypen und der Ausleseelektronik gesammelt werden. Die Aufgabe bestand zunächst darin, leistungsfähige Verfahren zur Rohdatenaufbereitung zu entwickeln. Dabei wurden Sockelwerte und Rauschen der einzelnen Kanäle mit einem Verfahren bestimmt, das die Vorgeschichte dieser Werte mit einer exponentiellen Gewichtung berücksichtigt. Die Bestimmung ereignisabhängiger Nulllinienverschiebungen erfolgte durch eine schnelle Anpassung mittels orthogonaler Polynome. Das Kriterium zur Klassifizierung pathologischer Kanäle kombiniert Ansprechhäufigkeit und Ladungsdeposition.
Mit den korrigierten Rohdaten konnten Spuren durch alle drei Zähler gefunden werden. Extrapoliert man die Spuren in die Targetregion, so erhält man ein klares Abbild der Targetstruktur. Damit war es erstmals möglich, den Beitrag einzelner Drähte zur Wechselwirkungsrate zu messen. Es zeigt sich, dass die Targetsteuerung ohne externe Information nicht in der Lage ist, die Reaktionen über die Targets gleichmäßig zu verteilen. Der Siliziumdetektor könnte als Teil eines Regelsystems verwendet werden.

Mit der Spurinformation wurden Zählermodule und Targets geometrisch kalibriert. Mit den ermittelten geometrischen Parametern wurde ein Rechnermodell der Anordnung erstellt, das Abschätzungen der Winkel– und Impulsverteilungen der die Apparatur durchstoßenden Teilchen lieferte.

Anschließend wurden Verfahren entwickelt, die aus den Spurdaten die intrinsische Auflösung der eingebauten Zähler bestimmten, deren Nachweiswahrscheinlichkeit und deren Rauschen. In die Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit und des Rauschens geht die in der Simulation abgeschätzte Winkelverteilung als Korrektur ein. Zur Bestimmung der intrinsischen Auflösung benötigt man die Impulsverteilung der Simulation.

Die Zähler der Strahlzeit '96 sind von unterschiedlicher Qualität. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten ε der n–Seiten liegen zwischen 71 % und 94 %. Das entspricht nicht den Anforderungen im Enddetektor. Die Ursachen liegen hauptsächlich in schwer defekten Kanälen. Die p–Seite eines Moduls weist nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 6 % nach. Der Grund dafür ist nicht bekannt. Die Auflösung konnte zu $(9\ ^{+11}_{-9})\,\mu$m bestimmt werden. Das ist ein Wert, den man erwartet. Die Zahl der Rauschtreffer pro Zählerseite und Ereignis ist kleiner als 0,8.

Die Gestalt der Winkelverteilungen von Spuren, die aus der Targetregion kommen, zeigen das nach der Simulation zu erwartende Verhalten. In radialer Richtung misst man eine stark fallende, in tangentialer Richtung eine nahezu ebene Verteilung. Das gilt auch für die Verteilung der Koordinaten aller Treffer in den Siliziumebenen.

Die Anzahl der vom Target stammenden Spuren liegt um etwa 20 % unter der vorhergesagten. Gleichzeitig stellt man etwa 30 % mehr Treffer als erwartet fest. Dieses Verhalten läßt sich mit Ereignissen erklären, die zwar einen Trigger auslösen, in denen jedoch keine Targetwechselwirkung stattgefunden hat. Diese Annahme wird durch die gemessenen Multiplizitätsverteilungen erhärtet: sie stimmen sehr gut mit der Simulation überein, sofern man sie auf die Zahl der Ereignisse mit einer Primärspur normiert.

Die Messdaten des Jahres 1996 stimmen bis auf wenige 10 % mit den Vorhersagen der Simulation überein. Ein noch genaueres Verständnis der Daten ließe sich erzielen, wenn man die Vetozähler mit in die Auslese einschlösse.

Die Strahlzeit '97 ist ebenfalls noch ein Prototypentest. Mit verändertem Zähler– und Modullayout ist die Datenqualität jedoch klar besser. Das Signal–Rausch – Verhältnis der neuen Detektoren ist um einen Faktor 1,5–2 höher als bei den Zählern aus dem Jahre 1996. Mittlerweile sind die unveränderten Verfahren zur Rohdatenkorrektur und Spurfindung *online* integriert. Damit fließt bereits Analyseerfahrung in die Datennahmekette. Es gibt eine experimentweite Datennahme, d.h. man zeichnet die gleichen Ereignisse mit verschiedenen Komponenten auf.

Im Jahr 1998 sollen bereits die ersten B–Mesonen rekonstruiert werden, so dass der b–Wirkungsquerschnitt gemessen werden kann. Der Messbetrieb mit dem vollständigen Experiment, wie es in Kapitel 1 beschrieben wurde, wird im Folgejahr beginnen.

Literaturverzeichnis

[abd88] A. Abduzhamilov et al., Zeitschr. f. Phys. **40** (1988) 1.

[abt96] I. Abt et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci. **43/3** (1996) 1113.

[abt97] I. Abt et al., internes HERA–*B*–Dokument **97–160** (1997).

[ado92] C. Adolphsen et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 313** (1992) 63.

[alb93] H. Albrecht et al., HERA–*B*: Letter of Intent, DESY–PRC **92/04** (1992).

[alb94a] H. Albrecht et al., Zeitschr. f. Phys. **C 62** (1994) 371.

[alb94b] H. Albrecht et al., internes HERA–*B*–Dokument **94–122** (1994).

[alb97] H. Albrecht: pers. Mitteilung.

[ald91a] D.M. Alde et al., Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 133.

[ald91b] D.M. Alde et al., Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2285.

[ale92] C. Alexandrou et al., Nucl. Phys. **B 374** (1992) 263.

[ale97] T. Alexopoulos et al., Fermilab–Pub – **97-264-E** (1997).

[alt88] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. **B 308** (1988) 724.

[and79] B. Anderson, G. Gustavson, C. Peterson, Zeitschr. f. Phys. **1** (1979) 105.

[aok93] S. Aoki et al., CERN–PPE **93–189** (1993).

[bar93] J. Bartelt, Phys. Rev. Lett **71** (1993) 4111.

[beu87] R. Beutenmüller et al., Nucl. Instr. and Meth. (A 253) (1987) 503.

[bic88] siehe z.B.:
H. Bichsel, Rev. Mod. Phys. **60–3** (1988) 663.
und Referenzen ebd.

[bis93] A. Bischoff et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 326** (1993) 27.

[ble46] E. Bleuler, W. Zunti, Helv. Phys. Acta **19** (1946) 375.

[blu50] O. Blunck, S. Leisegang, Zeitschr. f. Phys. **128** (1950), 500.

[bor96] C. Borgmeier, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1996), nicht publiziert.

[bou96] R. Bouclier et al., CERN–PPE **96-177** (1996).

[cha92] G. Chardin, Nucl. Phys. **A 558** (1993) 477.

[cha93] M. Chaichian, A. Fridman, Phys. Lett. **B 298** (1993) 218.

[chr64] J. Christensen, J. Cronin, v. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.

[coh81] S. Cohn, M. Ghil, E. Isaacson, *Proceedings of the Fifth Conference on Numerical Weather Prediction* (Monterey 1981) 36.

[cru74] N. Crump, Geophysics **39** (1974) 1.

[dal82] R.H. Dalitz, Acta Physica Austriaca, Suppl. **XXIV** (1982) 393.

[ehr95] K. Ehret et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 354** (1995) 224.

[eng81] J. England et al., Nucl. Instr. and Meth. **185** (1981) 43.

[fal96] W. Fallot–Burghardt et al., internes Notiz des ASIC–Labors Heidelberg **HD-ASIC-18-0696** (1996).

[fey69] R. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[fru87] R. Frühwirth, Nucl. Instr. and Meth. **A 262** (1987) 444.

[gil96] F. Gilman, K. Kleinknecht, B. Renk, Phys. Rev. **D 54** (1996) 42.

[goo61] M. Good, Phys. Rev. **121** (1961) 311.

[har95] E. Hartouni et al., HERA–*B*: Technical Design Report, DESY–PRC **95/01** (1995).

[hik90] K. Hikasa et al., Phys Rev. **D 45** (1990) 1.

[hor93] R. Horisberger, D. Pitzl, Nucl. Instr. and Meth. **A 326** (1993) 92.

[iss] S. Issever, Dissertation, Universität Dortmund, in Vorbereitung.

[jan95] D. Jansen et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3118.

[kal60] R. Kalman, J. Basic Eng. **82** (1960) 35.

[kat52] L. Katz, A. Penfold, Rev. Mod. Phys. **24/1** (1952) 28.

[kar96] D. Karlen, Phys. Rev. **D 54** (1996) 287.

[kle97] F. Klefenz, Diplomarbeit, MPI–K Heidelberg (1997), nicht publiziert.

[kno96] K.–T. Knöpfle, internes HERA–*B*–Dokument **96–142** (1996).

[kob73] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.

[loh94a] T. Lohse et al., HERA–*B*: Proposal, DESY–PRC **94/02** (1994).

[loh94b] T. Lohse: pers. Mitteilung.

[lut87] G. Lutz, Nucl. Instr. and Meth. **A 309** (1987) 545.

[man47] T. Mann, Dr. Faustus **III** (1947).

[man95a] R. Mankel, pers. Mitteilung.

[man95b] R. Mankel, internes HERA–*B*–Dokument **95–239** (1995).

[med94] M. Medinnis, internes HERA–*B*–Dokument **94–002** (1994).

[nas89] P. Nason, S. Dawson, R.K. Ellis, Nucl. Phys. **B 303** (1988) 607, **B 327** (1989) 49, **B 335** (1990) 260.

[nie91] M. Nieto und T. Goldman, Phys. Rep. **205** (1991), 221.

[nil87] B. Nilsson–Almquist, E. Stenlund, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 387.

[nir92] Y. Nir und H.R. Quinn, Ann. Rev. Nucl. Sci. **42** (1992) 211.

[pdg94] Particle Data Group, Phys. Rev. **D 50** (1994) 3.

[pug96] V. Pugtach, internes HERA–*B*–Dokument **96–163** (1996).

[reb93] M. Reber, Diplomarbeit, MPI–K Heidelberg (1993), nicht publiziert.

[rie94] J. Rieling, Diplomarbeit, MPI–K Heidelberg (1994), nicht publiziert.

[rie95] J. Rieling, internes HERA–*B*–Dokument **95–247** (1995).

[rie96a] K. Riechmann et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 377** (1996) 276.

[rie96b] J. Rieling, internes HERA–*B*–Dokument **96–292** (1996).

[rie96c] J. Rieling, internes HERA–*B*–Dokument **96-211** (1996).

[rie97] K. Riechmann, internes HERA–*B*–Dokument **97–161** (1997).

[sch96] T. Schober, Diplomarbeit, Humboldt–Universität zu Berlin (1996), nicht publiziert.

[sch97] B. Schmidt, internes HERA–B–Dokument **97–120** (1997).

[sjo94] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[smod] S. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 55;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam in *Elementary Particle Theory*, Hrsg. Svartholm, Almquist, Wiksell, Stockholm (1968);
Für eine Übersicht siehe z.B.:
O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarphysik*, Vieweg, Braunschweig (1986).

[spr96] S. Spratte, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1996), nicht publiziert.

[ste84] R. Sternheimer, M. Berger, S. Seltzer, At. Data and Nucl. Data Tab. **30** (1984) 262.

[tho96] J. Thom, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1996), nicht publiziert.

[wal87] A. Walenta, Nucl. Instr. and Meth. **A 253** (1987) 558.

[wei67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[wil31] E. Williams, Proc. Roy. Soc **A 131** (1930) 310.

[wol54] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1954) 1983.

[wol61] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 562.

Danksagungen

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Werner Hofmann für die bunte Aufgabenstellung in einem Experiment bedanken, in dem noch so vieles im Fluss ist und das ich in bescheidenem Maße mitprägen durfte. Mit Heiterkeit erinnere ich mich des Tages, an dem er mich Zaudernden davon überzeugte, die Stelle bei HERA–B anzunehmen.[¶] Ich möchte ihm auch für fruchtbare Diskussionen danken und die gelegentlichen Ratschläge, wie die eigenen Anstrengungen auszurichten seien, um dem Ziele näherzukommen.

Herrn Prof. Dr. Karlheinz Meier danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit.

Von Rainer Mankel habe ich vieles über Spurrekonstruktion und –anpassung gelernt. Ohne Rainers kundige, anspornende Kritik wäre *SUSi* in der gegenwärtigen Form nicht möglich gewesen. Ebensosehr möchte ich mich bei ihm für ausgedehnte Diashows bedanken. Ich vermisse die vielen Pasta und Radeberger der Zeuthener Pizzeria.

An Michael Schmelling habe ich stets das sichere Gespür für die rechte Balance zwischen Akribie und Pragmatismus bewundert. Ich danke ihm für besonnenen Rat und dafür, dass er der einzige ist, der meine Vorzeichenfehler findet. Ein großer Teil dieser Arbeit ist aus der Zusammenarbeit mit Michael hervorgegangen. Erhebend war für uns beide die Erfahrung, ein System vieler Analyseprogramme entwickelt zu haben, die in zumindest einer Hinsicht konsistent waren.[‖] Besonders gerne erinnere ich mich auch des tiefen Erkenntnisgewinnes unserer Rechenabende[**] im Sommer letzten Jahres.

Rainer Wanke möchte ich zuerst für das Korrekturlesen danken, denn dieser Eindruck ist noch am frischsten. Genauso wichtig waren seine Kompetenz und sein pädagogisches Geschick in Auseinandersetzungen über B–Physik im Speziellen,[††] Physik im Allgemeinen, und seine erfrischenden Anmerkungen zur neuen deutschen Ortografi.

Herr Prof. Knöpfle zeichnet sich durch sein feines Gespür für technische Unwägbarkeiten aus. Angenehmerweise ist aber sein Misstrauen gegenüber allem, was funktionieren muss, stets ein heiteres; deswegen ist seine Gründlichkeit nie zwanghaft, seine Voraussicht nicht hypochondrisch. Seine Schreibtischschubladen waren ein munterer Springquell verloren geglaubter oder noch benötigter Teile... `:-)` Ich danke ihm für's entspannte, dennoch effektive Arbeiten und bin mir bewusst, dass wir ohne ihn die Hälfte der Mechanik und Elektronik vergessen hätten.

Besonders möchte ich auch Kirsten Riechmann danken. Ohne ihre ständige, höchst zuträgliche Präsenz im Kontrollraum hätten wir keinen *christmas–plot* gesehen. Ich danke Kirsten auch für die gewissenhafte Wartung des Flens–Kastens (sehr hilfreich, das).

Sehr bedauert habe ich, dass mein ehemaliger Zimmerkollege Andreas Hüpper vor 1 1/2 Jahren das DESY verließ. Seitdem war ich nur noch selten am Kakaoautomaten und habe mich

[¶] „Es ist ziemlich einfach: *just sign the dotted line!*“

[‖] `marvin, zaphod, arthur, trillian, vogon`

[**] „Wie jetzt — wenn der Zähler exakt depletiert ist, dann gibt es immer ein paar Ladungsträger, die nach unendlich langer Zeit da sind.“

[††] „Wir rotieren die Matrix einfach weg.“

über die NWer geärgert, schade. Von Andreas habe ich gelernt, dass man π nicht zwingend per Monte–Carlo bestimmen muss. Unsere Fähigkeiten hätten sich sicherlich gut ergänzt.

Mit Klaus Ehret konnte ich, nachdem ich die Targetgruppe verlassen hatte, leider nicht mehr zusammenarbeiten. Ich möchte ihm dafür danken, dass er auch bei targetfremden Problemen und Zeitmangel immer mit Ruhe und Rat da war.

Es ist noch vielen Leuten zu danken, und ich fürchte, in der Würdigung nicht vollständig zu sein: ich danke

↪ Christian Bauer für seine stets präzise Angaben (sehr wertvoll) und gemeinsame Hardwarebastelstunden;
↪ Bernhard Schwingenheuer für den ihm eigenen Humor und beständigen Ansporn;[‡‡]
↪ Elisabeth Pfefferkorn[*] und Jan Steinmetz für Iserbrook und Post–Iserbrook;
↪ Christoph Borgmeier für „endlose Debatten über C++ und *language design*. Für die letzte Weihnachtsfeier. Und im voraus für die nächste;
↪ Axel Lindner für viele viele Kilometer gemeinsamen Marathontrainings, und
↪ Andreas Gellrich, Sven Schaller und Stefan Spratte für viele viele Kilometer gemeinsamen Radtrainings. Und für die ausnehmend nette Atmosphäre in 66 ;
↪ Julia Thom für Tee um 5 und Scotch um 10, und für Musik und TM. Und für vieles, vieles mehr.
↪ Hartwig Albrecht für den rechten Bogen, und
↪ Lisa Lammel für den rechten Strich. Und für Flusskrebssalat und Mohnparfait.

Alle nicht Genannten bitte ich um Verzeihung.

Meine liebe Freundin S. hat vielfachen Anteil an dieser Arbeit. Natürlich stand sie Pate für den Namen des Rekonstruktionsprogramms und fand die stets reichlichen neuen Tippfehler. Wichtiger aber waren ihre Zuversicht und die unmittelbare Lebensfreude, mit der sie mich immer wieder aus dem nächsten schwarzen Loch der Analyse hervorgeholt hat.

Ganz besonders möchte ich schließlich meiner Familie in Stade für praktische und moralische Unterstützung während der ganzen Zeitdauer meiner Promotion danken.

[‡‡] „Dann los."

[*] „Aha. Die Fürsten."