UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

Programmierung und Auslese eines Teststrahlteleskopes aus doppelseitigen Silizium–Mikrostreifenzählern

von

Sven Menke

Abstract: A data acquisition system for a testbeam telescope consisting of four silicon microstrip devices with double sided readout was developed. To study the spatial resolution of a particle detector the telescope was used in a testbeam at the CERN–SPS. The performance of the telescope was studied in detail. The spatial resolution was determined to be as good as 2–3 μm on the intercept and 2 μrad on the angle of particle tracks.

Post address:
Nussallee 12
D-53115 Bonn
Germany

BONN-IB-94-35
Bonn University
December 1994

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

In Experimenten der Hochenergiephysik werden Reaktionen untersucht, die in Wechselwirkungen eines Teilchenstrahls mit einem festen Zielobjekt oder bei Kollisionen zweier gegenläufiger Teilchenstrahlen auftreten. Oft können nur die sekundären Teilchen nachgewiesen werden, aus denen die Primärreaktion rekonstruiert werden muß. Dabei nutzen die meisten Detektoren die Eigenschaft hochenergetischer, geladener Teilchen, die Materie, die sie durchqueren, zu ionisieren, um die Spur des Teilchens nachzuweisen. Je nach Detektorprinzip können so die Spuren bis auf einige μm genau vermessen werden.

Um derartige hochauflösende Detektorkomponenten testen und kalibrieren zu können, bedarf es eines universellen Referenzdetektors, der, um weitere Referenzsysteme zu vermeiden, in der Lage sein muß, sich selbst zu eichen. Für Ortsauflösungen im μm–Bereich eignen sich insbesondere doppelseitige Silizium–Mikrostreifenzähler für den Aufbau solch eines Systems. Schon zwei Zähler genügen, um eine Geradenspur im Raum festzulegen; mit vier Zählern kann die Forderung nach Selbstkalibration erfüllt werden.

In Zusammenarbeit mit Boris Raith [1] und der OPAL–Gruppe ist in Bonn und am CERN ein Teststrahlteleskop aus vier doppelseitigen Silizium–Mikrostreifenzählern aufgebaut und erfolgreich getestet worden. Das Datennahmesystem sowie die Analyse der im Teststrahl am CERN genommenen Daten werden im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt.

Kapitel 1

Das Teleskop

Das Teststrahlteleskop besteht aus vier Detektor–Modulen. Jedes Modul enthält einen doppelseitig auslesbaren Silizium–Mikrostreifenzähler mit einer Ortsauflösung zwischen 3 und 7 μm. Gemessen wird dabei die Ladung auf den 1024 Streifen eines Zählers, die ein ionisierendes Teilchen im Detektor hinterläßt. Nach der Ladungsmessung, die in acht Auslesechips pro Modul stattfindet, digitalisieren insgesamt vier Analog–Digital–Wandler die 4096 Ausgangssignale pro Ereignis. Synchronisiert wird die Auslese durch einen programmierbaren Taktgeber. Ein computergestütztes Datennahmesystem sammelt die digitalisierten Rohdaten, speichert sie ereignisweise auf Magnetbandkasetten und analysiert sie teilweise. Die Auswertung aller gespeicherten Daten liefert dann die Spur jedes registrierten Teilchens mit einer Genauigkeit von etwa 2 μm.

1.1 Mikrostreifenzähler

In den folgenden Abschnitten wird kurz das Funktionsprinzip von Mikrostreifenzählern beschrieben, um die Mittel und die Methoden der Datennahme zu motivieren.

1.1.1 Einseitige Detektoren

Abbildung 1.1 zeigt den Schnitt durch einen einseitigen Silizium–Detektor. Dem Basiskristall aus n–dotiertem Silizium sind p–dotierte Streifen implantiert, die über Kontakte aus Aluminum ausgelesen werden. Eine dünne SiO_2–Schicht isoliert benachbarte Streifen. An der Kathode aus stark n–dotiertem Silizium wird die Depletionsspannung des Kristalls angelegt. Üblich sind Detektoren mit Dicken um 300 μm, Streifenabständen von 20 bis 50 μm, und Flächen von einigen Quadratzentimetern.

Wird eine p-n–Grenzschicht in Sperrichtung betrieben, bildet sich eine ladungsträgerfreie Zone der Dicke d aus, die von der Sperrspannung U_s abhängt.

$$d \propto \sqrt{U_s} \tag{1.1}$$

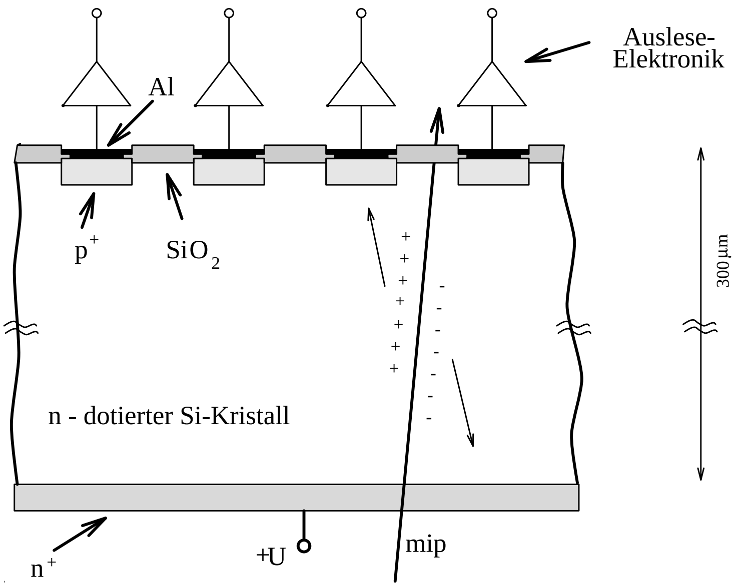


Abbildung 1.1: Schnitt durch einen einseitigen Detektor

Gleichzeitig entsteht ein elektrisches Feld, das die durch ionisierende Strahlung freigesetzten Elektronen–Loch–Paare auf gegenüberliegenden Elektroden absaugt. Unterteilt man die Anode in mehrere Anodenstreifen, erhält man die Struktur eines einseitigen Mikrostreifenzählers. Der Ladungssammlung auf den Anodenstreifen folgt der Nachweis durch ladungsempfindliche Verstärker, die das Signal in ladungsproportionale Spannungspulse umwandeln.

1.1.2 Nachweis ionisierender Strahlung

Die Bethe–Bloch–Formel [2] beschreibt den mittleren Energieverlust ionisierender Teilchen in Materie, in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit β:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 0.3071\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right]\ \mathrm{MeV cm^2 g^{-1}}. \quad (1.2)$$

Hier ist der häufige Spezialfall einfach geladener Teilchen angegeben, die Materie der Ordungszahl Z und des Atomgewichts A durchqueren. m_e steht für die Elektronenmasse, I für eine Ionisationskonstante, die z.B. in [2] tabelliert ist und von Z abhängt. Der $\delta/2$–Term korrigiert Dichte–Effekte im Material. Die durchquerte Weglänge, x, wird in der für Strahlungslängen üblichen Einheit $\mathrm{g\,cm^{-2}}$ gemessen.

Der wahrscheinlichste Energieverlust entspricht nicht dem mittleren Energieverlust, wie Abbildung 1.2 zeigt. Der wahrscheinlichste Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens, kurz mip, beträgt in $300\,\mu$m Silizium 84 keV [2]. Für je ein Elektron–Loch–Paar werden 3.6 eV benötigt. So werden rund 23300 Elektronen–Loch–Paare entlang der Teilchenspur erzeugt, die durch das anglegte elektrische Feld an der Rekombination gehindert werden und zu den Elektroden driften. Auf den Anodenstreifen läßt sich nach der Ladungssammlung eine Ladungsmenge nachweisen, die dem Energieverlust des Teilchens proportinal ist.

$$Q \simeq 23300\ 1.6\cdot 10^{-19}\,\mathrm{C} = 3.7\,\mathrm{fC} \quad (1.3)$$

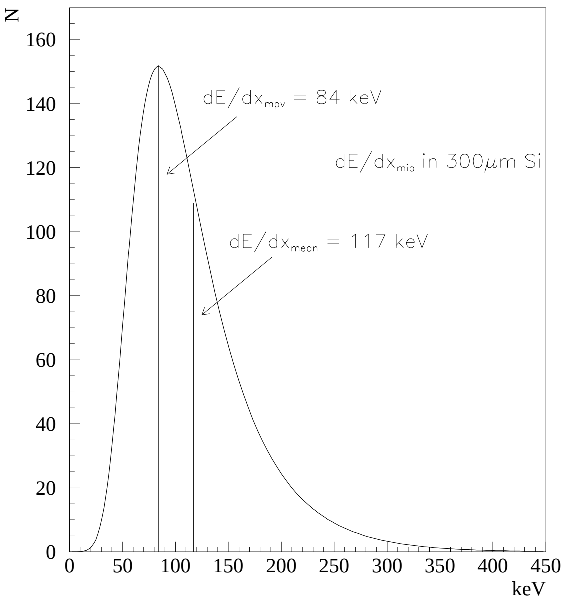


Abbildung 1.2: Energieverlustspektrum eines minimal ionisierenden Teilchens in 300 μm dickem Silizium. Das Spektrum entspricht einer Landauverteilung.

Die Driftzeit für eine mittlere Driftstrecke von 150 μm beträgt etwa 8 ns für Elektronen und 25 ns für Löcher [2].

Betrachtet man Spuren, die den Kristall senkrecht durchqueren, ist die Ortsauflösung im wesentlichen durch die Diffusion der Löcher während der Drift, durch δ–Elektronen sowie den Streifenabstand des Detektors begrenzt. Unter δ–Elektronen versteht man die durch Coulomb–Stöße des einfallenden Teilchens mit quasi freien Elektronen des Si–Kristalls beschleunigten, stark ionisierenden Elektronen, die für die Ausläufer im Energieverlust–Spektrum (Abbildung 1.2) verantwortlich sind. In Kapitel 3 wird der Einfluß von δ–Elektronen genauer untersucht, in der folgenden Abschätzung aber vernachlässigt. Ist die Diffusionsbreite kleiner als der Abstand zweier Streifen, kann die erreichbare Ortsauflösung wie folgt nach oben abgeschätzt werden:

Die Ladungssammlung konzentriert sich auf die beiden Streifen, die dem Eintrittsort des Teilchens am nächsten liegen. Eine einfache Auslese soll nun immer den Streifen mit der höchsten Ladung als getroffen erkennen und die Mitte x_m dieses Streifens als Meßwert des tatsächlichen Durchstoßortes x_t aufnehmen. Es gilt also stets:

$$x_t \in [x_m - \Delta x/2, x_m + \Delta x/2], \tag{1.4}$$

wenn Δx der Abstand zweier Streifenmitten ist.

Sind die Eintrittsorte der Teilchen auf dem sensitiven Bereich des Detektors gleichverteilt, ist auch

$$x = (x_t - x_m) \tag{1.5}$$

auf dem Intervall $[-\Delta x/2, \Delta x/2]$ gleichverteilt. Die Ortsauflösung definiert man als Standardabweichung des Meßwertes vom wahren Eintrittsort.

$$\sigma = \sqrt{< x^2 > - < x >^2} \tag{1.6}$$

Für die Standardabweichung einer gleichverteilten Größe gilt

$$\sigma = \frac{\Delta x}{\sqrt{12}}. \tag{1.7}$$

Für die bei Streifenzählern üblichen Streifenabstände von 20 bis 50 μm liegt die Auflösung nach Gleichung 1.7 zwischen 6 und 15 μm.

Benutzt man auch die Ladungsinformation der Anodenstreifen, verbessert sich die Auflösung auf Werte von 2 bis 10 μm, je nach Auslegung von Detektor und Auslese–Elektronik. Die Auslese nimmt nun also auch die Ladungen der beiden ansprechenden Streifen auf. Der Durchtrittsort des Teilchens ergibt sich dann in erster Näherung aus dem signalgewichteten Mittel der Mitten der beiden Streifenpositionen. Mit den Bezeichnungen aus Abbildung 1.3 und unter der Annahme, daß sich die Ladung proportional zu den Abständen der beiden Streifenmitten zur Teilchenspur auf die zwei Streifen verteilt, gilt:

$$\begin{aligned} Q_{\text{gesamt}} &= Q_i + Q_{i+1} \\ Q_i = \frac{\Delta x/2 - x}{\Delta x} Q_{\text{gesamt}} \quad &, \quad Q_{i+1} = \frac{\Delta x/2 + x}{\Delta x} Q_{\text{gesamt}} \\ &\Rightarrow \quad x = \Delta x/2 \frac{Q_{i+1} - Q_i}{Q_{i+1} + Q_i} \end{aligned} \tag{1.8}$$

Nimmt man für den Ladungsnachweis einen kostanten Fehler σ_Q an, und differenziert Gl. 1.8 nach Q_i und Q_{i+1}, ergibt sich für den Fehler von x:

$$\sigma_x = \Delta x \frac{\sqrt{Q_i^2 + Q_{i+1}^2}}{(Q_i + Q_{i+1})^2} \sigma_Q \tag{1.9}$$

Das Verhältnis von Signal zu Rauschen (kurz S/N von engl. signal to noise), das dem Quotienten einer Meßgröße und ihrem Meßfehler entspricht, ist in Gl. 1.9 durch $Q_{\text{gesamt}}/\sigma_Q$ repräsentiert. In Abhängigkeit von diesem Verhältnis und dem Streifenabstand Δx und einer empirisch zu bestimmenden Konstanten β[1] [23] kann man nun für die zwei Grenzfälle $x = 0$ und $x = \pm\Delta x/2$ die Ortsauflösung angeben:

$$\begin{aligned} x = 0 \quad &\Rightarrow \quad Q_i = Q_{i+1} = Q_{\text{gesamt}}/2 \\ &\Rightarrow \quad \sigma_0 = \beta \frac{\Delta x}{\sqrt{2}} \frac{N}{S} \end{aligned} \tag{1.10}$$

$$\begin{aligned} x = \pm\Delta x/2 \quad &\Rightarrow \quad Q_{i+(1\pm1)/2} = 0 \\ \text{und} \quad & \quad Q_{i+(1\mp1)/2} = Q_{\text{gesamt}} \\ &\Rightarrow \quad \sigma_{\pm1/2} = \beta \Delta x \frac{N}{S} \end{aligned} \tag{1.11}$$

Die Auflösung liegt für die übrigen Werte von x zwischen diesen Grenzwerten.

[1] β liegt bei 2 – 3 für die Detektoren des Teleskops

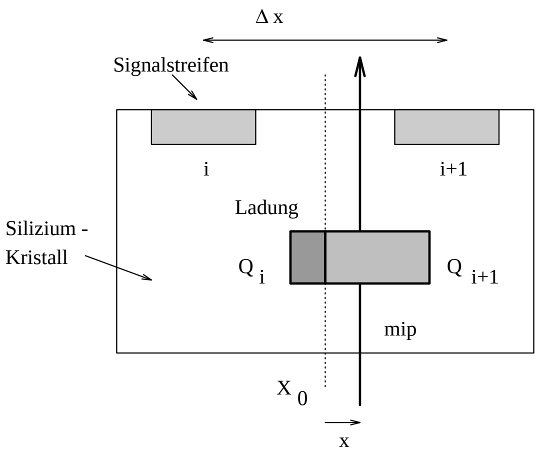


Abbildung 1.3: Schema eines ladungsgewichteten Ortsnachweises

Die Berücksichtigung der Ladungssignale über eine Treffererkennung hinaus führt nach dieser groben Abschätzung erst dann zu besseren Resultaten in der Ortsrekonstruktion, wenn das Signal–zu–Rausch–Verhältnis besser als 7 : 1 ist.

Bei Detektoren mit ausreichend hohen kapazitiven Kopplungen zwischen den Signalstreifen kann sich die Ladung auch auf mehr als zwei Streifen verteilen, so daß nur noch jeder zweite oder dritte Streifen für eine Ortsrekonstruktion ausgelesen werden muß [3]. So kann bei gleicher Anzahl an Auslesekanälen der Streifenabstand verringert und die Auflösung erneut verbessert werden. In Kapitel 3 wird eine genauere Methode zur Bestimmung des Ortes aus den Streifensignalen erläutert. Doch bereits in diesem naiven Ansatz wird deutlich, daß die Ortsauflösung stark von der Güte der Ladungsmessung abhängt.

1.1.3 Doppelseitige Detektoren

Zusätzlich zur Anode kann die Kathode eines Detektors orthogonal zu den Anodenstreifen segmentiert werden, um eine zweidimensionale Ortsinformation bei gleichbleibender Detektorbreite zu erreichen. Außer durch Materialeinsparung, die den Einfluß der Coulomb–Vielfachstreuung reduziert, zeichnet sich dieser Detektortyp dadurch aus, daß bei Mehrfachtreffern die getroffenen Kanäle beider Seiten korrekt zugeordnet werden können. Während bei zwei, senkrecht zueinander stehenden, einseitigen Detektoren die beiden Signalhöhen nicht korreliert sind, wirken sich Landaufluktuationen im Energieverlust und damit in der nachzuweisenden Ladung bei doppelseitigen Detektoren gleichermaßen auf Anode und Kathode aus. In vielen Fällen können so die richtigen Trefferkombinationen aus Anoden- und Kathodenstreifen gefunden werden.

Abbildung 1.4 zeigt die n-Seite eines doppelseitig auszulesenden Detektors. Im Gegensatz zur p–Seite, die aufgrund der Diodenstruktur (p–Implantate in n–Silizium) keine zusätzliche Isolierung der Signalstreifen benötigt, erkennt man hier zwischen den stark n–dotierten Signalstreifen p^+–dotierte Streifen. Die SiO_2–Schicht enthält ortsfeste positive Ladungen, die an der Grenzschicht zu einer Elektronenansammlung führen, die die Signalstreifen kurzschließt [4]. Die p^+–Implantate isolieren die Signalstreifen, indem die Elektronenansammlung durch Rekombination mit den Löchern unterbrochen wird.

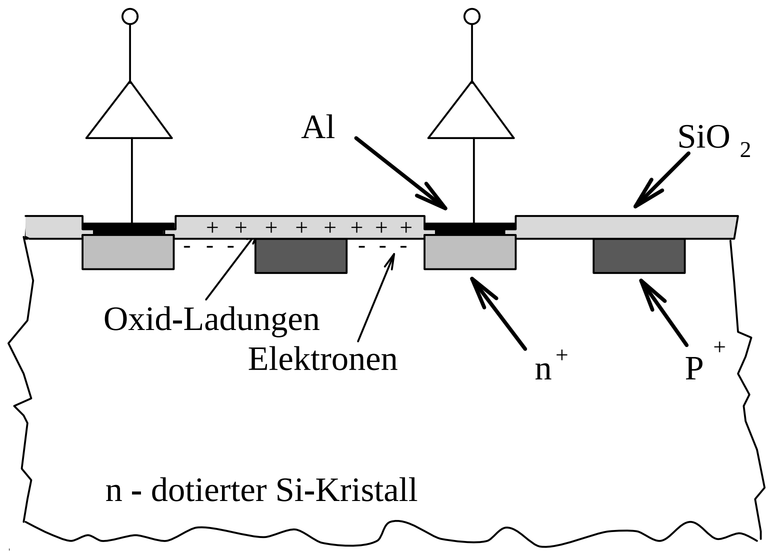


Abbildung 1.4: Schnitt durch einen doppelseitigen Detektor

Bei einer einseitigen Detektorauslese kann die Versorgungsspannung stets an der nicht auszulesenden Seite des Detektors angelegt werden, während die Signalseite auf Erdpotential liegt. Bei einer zweiseitigen Auslese dagegen liegt eine der beiden Seiten stets auf Versorgungspotential. In [1] werden verschiedene Methoden zur Spannungsversorgung vorgestellt. Die im Teleskop eingesetzten Detektoren haben auf jeder Seite einen Versorgungsring implantiert, der die Streifen umgibt. Über weitere p–Implantate, die wie oben beschrieben Kurzschlüsse verhindern, sind die Signalstreifen hochohmig mit diesem Versorgungsring verbunden, und liegen auf dessen Potential.

Die Potentialdifferenz zwischen n– und p–Seite übertrifft die nachzuweisenden Signalhöhen um zwei bis drei Größenordnungen. Liegt die Ausleseelektronik der n–Seite auf demselben Potential wie die der p–Seite, müssen die Vorverstärker durch große Kapazitäten von der Versorgungsspannung entkoppelt werden. Diese 'AC–Kopplung' ist mit einem hohen technischen Aufwand verbunden, da zufriedenstellende Resultate nur mit Kapazitäten erzielt wurden, die durch zusätzliche Implantate im Detektorkristall integriert wurden [23]. Ohne diese Implantate (wie im Fall des Teleskops) werden n– und p–Seite statt dessen auf verschiedenen Potentialen ausgelesen. Erst zur Digitalisierung werden die Signale durch einen Potentialschieber auf ein gemeinsames Potential gelegt [1].

Die Detektoren des Teleskops sind $280\,\mu$m dick, doppelseitig auslesbar und werden mit 20 bis 60 V auf den n–Seiten versorgt. Auf beiden Seiten können 1024 Streifen mit einem Abstand von $25\,\mu$m auf der p–, bzw. $50\,\mu$m auf der n–Seite ausgelesen werden. Tatsächlich wird unter Ausnutzung der kapazitiven Kopplung nur jeder zweite Streifen ausgelesen. Die sensitive Fläche eines Detektors ergibt sich zu: $511 \times 50\,\mu\text{m} \times 511 \times 100\,\mu\text{m} = 13\,\text{cm}^2$.

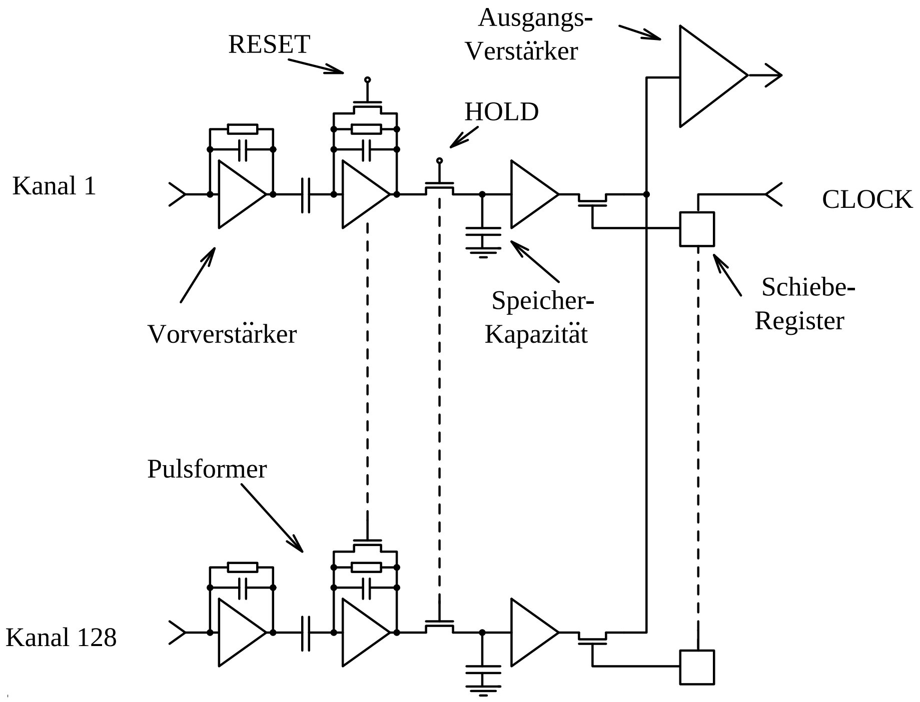


Abbildung 1.5: Blockschaltung des VIKING

1.2 Auslesechips

Die Ladungspulse auf den Signalstreifen werden mit ladungsintegrierenden Vorverstärkern in Spannungen umgewandelt, anschließend in einem CR-RC–Filter zu Spannungspulsen geformt, deren Maximalwerte auf Kapazitäten zwischengespeichert, und schließlich über einen Ausgangsverstärker einem Analog–Digital–Wandler (ADC) zugeführt. Die Ladungsintegration, Pulsformung und Zwischenspeicherung muß für jeden Auslesestreifen getrennt und zur selben Zeit durchgeführt werden, da die Signalverarbeitung um zwei Größenordnungen länger dauert als die Signalbildung.

Um 1024 Verstärkerketten so dicht wie möglich an die Detektoren anzuschließen sind hochintegrierte Multiplexchips (VLSI–Chips[2]) entwickelt worden. Sie vereinen bis zu 128 Verstärkerketten auf einer $5 \times 6\,\mathrm{mm}$ kleinen Fläche. Abbildung 1.5 zeigt das Blockdiagramm des hier verwandten VIKING–Chips. [5],[6].

In der oben beschriebenen Weise werden im VIKING 128 Signale parallel verarbeitet. Mit einem extern getakteten Schieberegister können nacheinander die Ladungen der Speicherkapazitäten auf einem Bus zur Verfügung gestellt werden, von dem sie nach nochmaliger Verstärkung den Chip verlassen. Die zunächst parallel prozessierten Signale werden jetzt seriell digitalisiert, d.h., ein einziger ADC verarbeitet alle 128 Kanäle des VIKING–Chips.

Ein entscheidender Parameter eines Auslesechips ist sein elektronisches Rauschen. Er beschreibt die Verzerrung des Originalsignals durch die Komponenten der Vertstärkerkette und bestimmt

[2]VLSI–Chip: **V**ery **L**arge **S**cale **I**ntegrated Chip

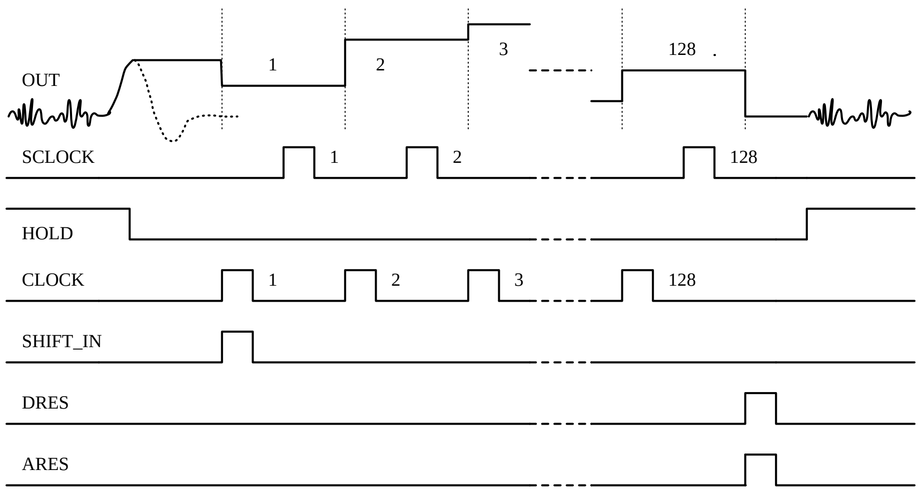


Abbildung 1.6: Steuersequenz

damit die Güte des Chips. Geht man vom Standardsignal eines mip aus, ist es zweckmäßig, das Rauschen in ENC anzugeben[3], also der dem Rauschen entsprechenden Ladungsmenge. Dabei hängt das Rauschen von der Dauer der Pulsformung im CR-RC–Filter sowie der Kapazität des Detektors ab. Der VIKING hat die folgenden Parameter [5]:

$t_{\mathrm{Pulsformer}}$	ENC
$1.5\,\mu$s	$125\,e^- + 14.4\,e^-/\mathrm{pF}$
$2.0\,\mu$s	$135\,e^- + 12.3\,e^-/\mathrm{pF}$

Der zweite Term gibt die Abhängigkeit des Rauschens von der Streifenkapazität des Detektors an. Das Rauschen des Auslesechips geht neben anderen Quellen der Signalverschlechterung in das Rauschen des Gesamtsystems ein und limitiert damit auch die erreichbare Ortsauflösung. Aus 92 VIKING–Chips sind deshalb die 32 rauschärmsten für das Teleskop ausgesucht worden. Mit einer Pulsformungszeit von etwa $1.5\,\mu$s und einer Lastkapazität von 20 pF auf den p–Seiten bzw. 10 pF auf den n–Seiten der Teleskopdetektoren [1] an den Eingängen des VIKING–Chips ergibt sich daraus:

$$\mathrm{ENC}_n = 270\,e^- \quad \text{und} \quad \mathrm{ENC}_p = 410\,e^- \tag{1.12}$$

Versorgungsspannungen und -ströme, die Verstärkung, Puls–Form und Länge etc. beeinflussen, werden dem Chip von außen zugeführt, und müssen für die jeweilige Anwendung des Chips optimiert werden. Neben diesen analogen Eingängen verfügt der VIKING über mehrere Anschlüsse für digitale Signale, die den Prozeßablauf im VIKING steuern.

Tabelle 1.1 stellt alle Steuersignale vor, und Abbildung 1.6 zeigt eine typische Auslesesequenz. Mit OUT ist der analoge Ausgang des VIKING gemeint, SCLOCK bezeichnet den Takt des ADC, legt also die Zeitpunkte der Digitalisierungen fest.

Im Ausgangszustand wartet der VIKING bei geschlossenem HOLD–Schalter auf Detektorsignale. Bei geschlossenem HOLD kann sich die Speicherkapazität ständig entladen, so daß am

[3]ENC: **E**quivalent **N**oise **C**harge

Tabelle 1.1: Digitale Steuersignale für den VIKING

Signal	Beschreibung
SHIFT_IN	Setzt mit einem CLOCK das Schieberegister auf den 1. Kanal
CLOCK	Takt für das Schieberegister
TEST_ON	Schaltet den Kalibrationsmodus an und aus (wurde nicht benutzt)
HOLD	Schließt oder öffnet den Schalter zur Speicherkapazität
ARES	Entlädt die Kapazitäten der CR-RC–Filter
DRES	Initialisierung aller digitalen Elemente des VIKING–Chips
SHIFT_OUT	Ausgangssignal das der VIKING nach 128 Takten generiert
CAL	Erzeugt einen Testpuls an den Eingängen der Vorverstärker (wurde nicht benutzt)
DEL_ON	Optionales Verzögerungssignal für das HOLD–Signal. (wurde nicht benutzt)

Ausgang nur ein Rauschen anliegt (OUT). Nach einem externen Startsignal, das nicht in Abbildung 1.6 wiedergegeben ist, wird der HOLD–Schalter geöffnet, und alle 128 Speicherkapazitäten behalten ihren aktuellen Wert. Im Bild sind die gespeicherten Werte jedes Kanals unter den Zahlen 1,2,dots in der Zeile OUT zu finden. Die Anstiegszeit eines Signals bis zur maximalen Höhe liegt zwischen 1.0 und 1.5 μs. Der Startvorgang muß auf diese Anstiegszeit abgestimmt werden, um ein maximales Signal zu erhalten. Mit dem ersten CLOCK–Signal wird auch ein SHIFT_IN gesendet, und das Ausgangs–Schieberegister auf den ersten Kanal gesetzt. Nacheinander werden die Spannungen der HOLD–Kondensatoren an den Bus angelegt, wobei ein CLOCK Signal in den nächsten Kanal taktet. Mit einer konstanten zeitlichen Versetzung zu den CLOCK–Pulsen werden SCLOCK–Takte generiert, auf deren positiver Flanke der ADC den aktuellen Wert des VIKING–Ausgangs digitalisiert und speichert. Der CLOCK–SCLOCK–Zyklus wird 128-mal durchlaufen, und durch Zurücksetzen in den Ausgangszustand mit den ARES- und DRES–Signalen sowie dem Schließen des HOLD–Schalters beendet.

Ist das Ausgangs–Schieberegister im 128-ten Kanal angekommen, erzeugt der VIKING für die Dauer des letzten CLOCK–Signals ein SHIFT_OUT–Signal. Dieses Signal kann einem zweiten VIKING als SHIFT_IN gegeben werden, der seinerseits einem weiteren VIKING das SHIFT_IN liefern könnte, usf. Mit derartigen Ausleseketten ist es möglich, viele VIKING–Chips mit denselben digitalen Steuerleitungen zu betreiben, und nur dem ersten Chip ein SHIFT_IN zu geben.

1.3 Der Steuerchip

Den 1024 Auslesekanälen eines Teleskop–Moduls entsprechen acht Auslesechips, die in zwei Gruppen zu je vier VIKING–Chips zusammengefaßt sind, vier für die p- und vier für die n–Seite. Es besteht grundsätzlich die Möglichkeit, alle Steuersequenzen mit einem einzigen Taktgeber, dem im nächsten Abschnitt beschriebenen VME–Sequencer, zu erzeugen. Jedes Steuersignal erfordert jedoch eine separate Leitung, d.h. im normalen Auslesemodus fünf Leitungen für SHIFT_IN, CLOCK, HOLD, DRES und ARES. Zu Testzwecken kann es sinnvoll sein, auch die beiden Kalibrationssignale des Chips, TEST_ON und CAL zu benutzen. Typische Entfernungen des Steuersystems, zu den Detektoren und Auslesechips liegen bei etwa 20 m. Auf solche Entfernungen müssen digitale Steuerpulse, die mit bis zu 20 MHz getaktet werden, durch Treiber–Bausteine unmittelbar vor den VIKING–Chips aufgefrischt werden.

Mit 13 parallelen und unabhängigen Taktausgängen ist der VME–Sequencer in der Lage, sowohl den Standard–Ausleszyklus als auch Testsequenzen zu generieren. Abbildung 1.7(a) zeigt schematisch den Aufbau einer solchen Schaltung. Die Steuersignale der n–Seite und das zum SHIFT_IN des fünften VIKING–Chips führende SHIFT_OUT des vierten Auslesechips, werden durch Potentialwandler auf das Normpotential der n–Seite gehoben. Vorteil dieses Aufbaus ist die Überprüfbarkeit jedes Steuersignals. Außerdem kann jederzeit eine Änderung der Sequenz erfolgen, indem der VME–Sequencer umprogrammiert wird. Dies gewährleistet ein Höchstmaß an Flexibilität .

Um auch für Anwendungen mit einen einfacheren Sequencer einen vollständigen Ausleszyklus und verschiedene Testmodi zu emulieren, kann zwischen die Treiber und die Eingänge der VIKING–Chips ein Steuerchip eingesetzt werden ([7],[24]), der mit vier Leitungen vom VME–Sequencer betrieben wird und alle digitalen VIKING Pulse liefert. Aufgeteilt sind diese vier

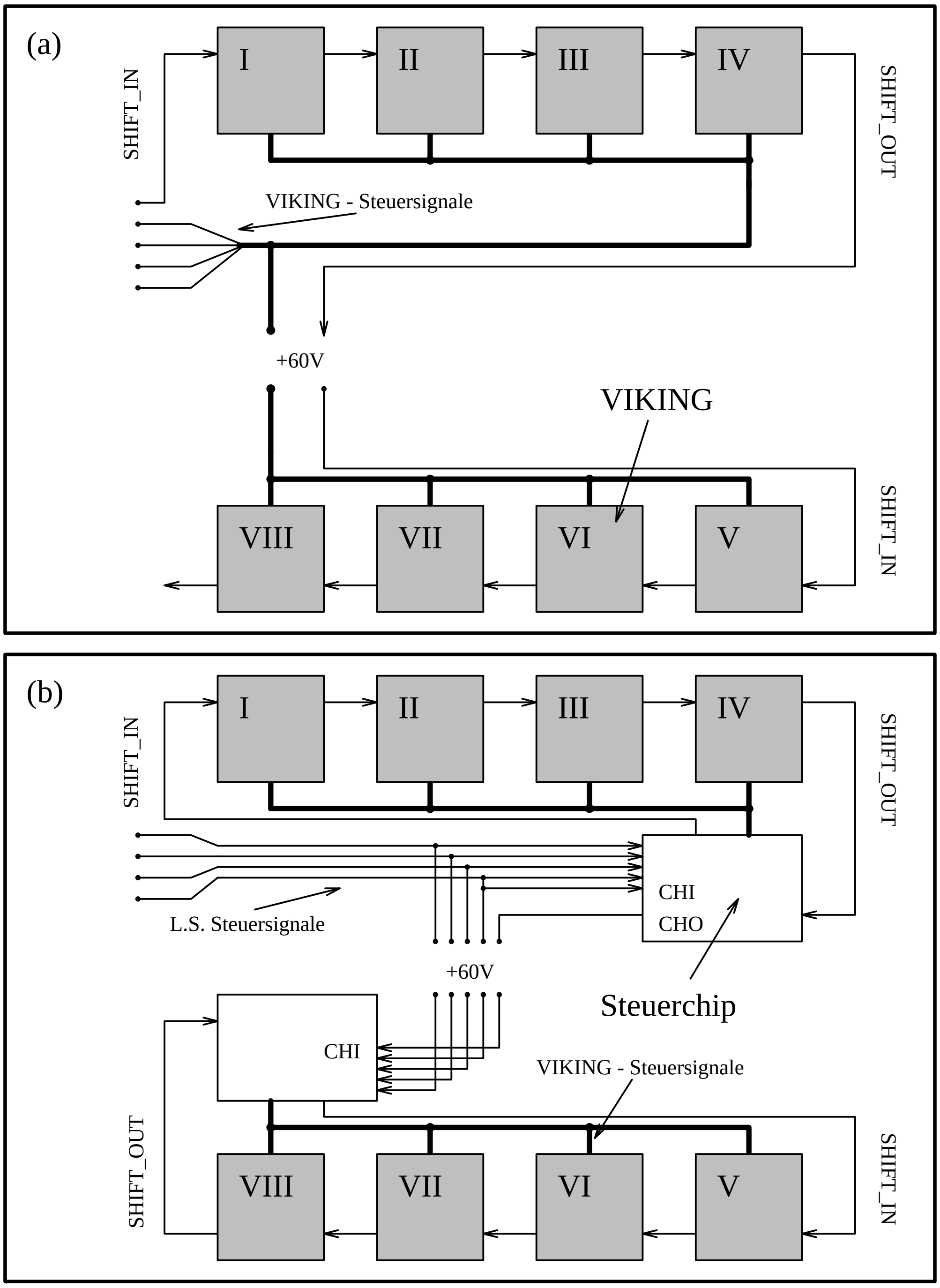


Abbildung 1.7: Bild (a) zeigt die Ansteuerung der VIKING–Chips ohne Steuerchips, während Bild (b) den im Teleskop realisierten Aufbau mit zwei Steuerchips pro Modul darstellt

Eingänge in ein Taktsignal (STIP) und drei Steuerleitungen (ST0,ST1,ST2), die binär das Intervall $[0,7]$ darstellen können. Der aktuelle Wert der Steuerleitungen wird mit der steigenden Flanke des STIP gültig.

Um mit nur vier Eingängen bis zu sieben VIKING–Signale zu erzeugen, stellt dieser lokale Steuerchip mehrere auswählbare Zustände zur Verfügung, die in einer bestimmten Reihenfolge durchlaufen werden können. In jedem Zustand können andere Signale für den VIKING generiert werden, so daß mit der Anzahl der verfügbaren Zustände die Anzahl der Signale, die für den VIKING erzeugt werden können wächst. Die Steuerleitungen erfüllen dabei zwei Funktionen:

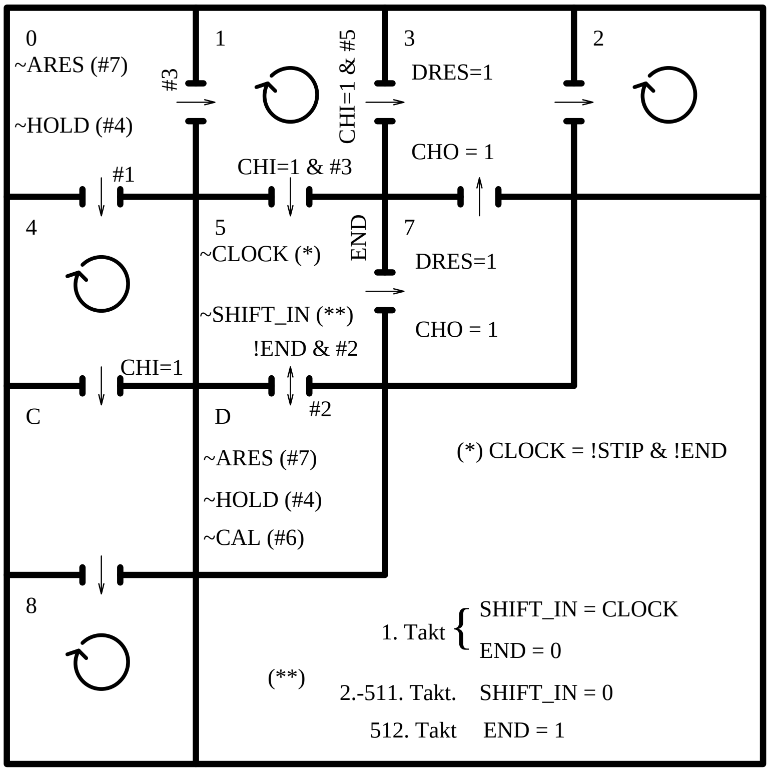
1. Auswahl des nächsten Zustandes
2. Auswahl verschiedener VIKING–Signale innerhalb eines Zustandes

Führt man hintereinander viele Zustandswechsel durch, ergibt sich wieder die in Abbildung 1.6 gezeigte Sequenz. So gibt es z.B. einen Zustand, der mit jedem Takt(STIP) das CLOCK–Signal für den VIKING generiert, und erst nach Erhalt des letzen SHIFT_OUT–Signals in den nächsten Zustand wechselt. In Abbildung 1.8 ist jedem Zustand ein Quadrat zugeordnet. Benachbarte Zustände sind nur erreichbar, wenn es eine Verbindung (Lücke mit Pfeil) zu diesem Nachbarn gibt. Alle Zustände können den Grundzustand (links oben im Bild) erreichen. Am besten läßt sich dies an einem Beispiel erläutern:

Befindet man sich im Zustand 1, sind die Nachbarzustände 5 und 3 erreichbar. Liegt CHI (Erklärung weiter unten im Text) auf 0 kann der Zustand nicht gewechselt werden und der Chip wartet in Zustand 1. Liegt CHI dagegen auf 1, wechselt der Chip in Zustand 3 wenn 5 an den Steuerleitungen anliegt und es wird ein DRES erzeugt. Ist 3 der aktuelle Wert der Steuerleitungen wird in den 5. Zustand gewechselt und mit der Auslese der VIKING–Gruppe durch senden des ersten CLOCK–Signals und einem SHIFT_IN begonnen. Bei jedem anderen Wert der Steuerleitungen bleibt der Zustand 1 trotz des gesetzten CHI unverändert.

Um eine komplette Auslesesequenz zu erzeugen, durchläuft der Steuerchip die Zustände gemäß der in Tabelle 1.2 angegebenen Reihenfolge. Dabei befindet sich der lokale Steuerchip vor dem ersten Takt in dem Zustand, den der letzte Takt der Sequenz herstellt. Dies wird für die erste Sequenz mit einer separaten Initialisierung erreicht, gilt aber automatisch für jeden folgenden Auslesezyklus. Nach 520 Takten endet die Sequenz. Mit dem nächsten Startsignal wird erneut bei Takt 1 begonnen.

Für die beiden Ausleseseiten muß wegen der Potentialdifferenz je ein lokaler Steuerchip vorgesehen werden. Durch eine dem SHIFT_IN–SHIFT_OUT–Mechanismus der VIKING–Chips sehr ähnliche Verkettung der beiden lokalen Steuerchips werden zunächst die vier VIKING–Chips der einen Seite angesteuert, während der zweite Steuerchip wartet. Hat der erste Steuerchip das SHIFT_OUT–Signal vom vierten VIKING erhalten geht dieser in den Wartemodus und startet gleichzeitig den zweiten Steuerchip. Im nächsten Durchlauf der Sequenz wird dann nur die zweite VIKING–Gruppe ausgelesen. Die Signale heißen hier CHAIN_IN (kurz CHI) und CHAIN_OUT (kurz CHO). Nur wenn CHI auf logisch 1 liegt, kann der Auslesezyklus erreicht werden. Einige Steuersignale, wie HOLD, ARES und DRES sind unabhängig von CHI generierbar, da sie in der Regel gleichzeitig für alle VIKING–Chips auszuführen sind.



Zeichen	Erklärung
˜<Signal>(#X)	<Signal> wechselt beim nächsten STIP die logische Polarität, wenn ST0-2 auf X liegen.
<Signal>= Y(#X)	<Signal> wird mit dem nächsten STIP auf Y gesetzt, wenn X an ST0-2 anliegt.
!<Bedingung>	Wahr, wenn <Bedingung> falsch ist.
<Bed.1>&<Bed.2>	Wahr, wenn <Bed.1> und <Bed.2> wahr sind.
˜<Signal> <Signal>= Y	Ist keine Bedingung in Klammern angegeben, wird das Signal ständig generiert.
	Zustand wechselt nicht beim nächsten STIP, sofern keine der Bedingungen an den Pfeilen wahr ist, oder mit ST0-2=0 zum Grundzustand (0) gewechselt wird.
	An den Pfeilen stehen die Übergangsbedingungen zum nächsten Zustand. Sind keine Bedingungen angegeben, wechselt der Zustand mit dem nächsten STIP.

Abbildung 1.8: Zustandsdiagramm des lokalen Steuerchips.

Tabelle 1.2: Erzeugung der Auslesesequenz mit dem lokalen Steuerchip

Takt Nr.	STIP–Signal	Steuersignal	Zustand	VIKING–Signal
1	1	4	0	HOLD = 0
	0	3	0	
2	1	3	1	
	0	3	1	
3	1	3	5	CLOCK = 0
	0	3	5	CLOCK = 1
				SHIFT_IN = 1
4	1	3	5	CLOCK = 0
				SHIFT_IN = 0
	0	3	5	CLOCK = 1
$5, 6, 7, \ldots, 514$	1	3	5	CLOCK = 0
	0	3	5	CLOCK = 1
515	1	3	7	DRES = 1
	0	3	7	DRES = 1
516	1	3	3	DRES = 1
	0	0	3	DRES = 1
517	1	0	0	
	0	7	0	
518	1	7	0	ARES = 1
	0	7	0	ARES = 1
519	1	7	0	ARES = 0
	0	4	0	
520	1	4	0	HOLD = 1
	0	4	0	HOLD = 1

Tabelle 1.3: VME–Module des Teleskops

Anzahl	Modul	Kurzname	Beschreibung
1	MVME167	CPU	CPU mit 68040–er Prozessor und 4 Mb RAM
1	DL518	Sequencer	Taktgenerator für 13 parallele Leitungen
4	VFLAM–SIROCCO	ADC	Einkanal–Flash-ADC mit 8 kb Speicher

Abbildung 1.7(b) zeigt die Aufteilung der 8 Auslesechips in zwei Gruppen, die von je einem Steuerchip betrieben werden. Das SHIFT_OUT des vierten VIKING setzt das CHI des zweiten Steuerchips auf logisch 1. Dann kann die zweite VIKING–Gruppe ausgelesen werden, während der erste Steuerchip in Zustand 2 wartet. Im Anschluß an die Auslese beider Gruppen werden beide Steuerchips in den Grundzustand versetzt, die Signale ARES und DRES für alle VIKING–Chips erzeugt, und abschließend die HOLD–Schalter geschlossen.

1.4 Das VME–System

Das Teleskop benötigt vier parallel arbeitende ADC–Module, die je 1024 Kanäle digitalisieren und speichern können. Deren Takt sowie die vier Takte der Steuerchips werden mit einem Taktgenerator, dem VME–Sequencer, erzeugt. Zur Weiterverarbeitung der ADC–Daten und zur Koordinierung der Auslese sind alle fünf Module über den VME–Bus mit einer CPU verbunden. Um für verschiedenste Anwendungen attraktiv zu sein, ist der VME–Bus mit beliebig vielen Modulen belastbar. Der Bus arbeitet asynchron und erreicht Übertragungsraten von 40 Mb/s. Tabelle 1.3 enthält eine Zusammenfassung der im verwendeten VME–Module.

1.4.1 Die CPU MVME167

Bei diesem Modul handelt es sich um einen sehr leistungsfähigen Computer, der die Auslese des Teleskops steuert, die Daten verarbeitet und schließlich speichert. Es enthält einen 25 MHz schnellen MC68040 Mikroprozessor, dem 4 Mb RAM auf dem Modul zur Verfügung stehen. Massenspeichermedien können über einen SCSI–Anschluß beschrieben und gelesen werden. Ferner existieren vier serielle Schnittstellen für vier unabhängige Konsolen. Mit einem Ethernet–Anschluß kann die CPU an Datennetze angebunden werden. Eine der Hauptaufgaben der CPU stellt die Verwaltung des VME–Buses und aller Module, die an den Bus angschlossen sind dar. Die CPU ermöglicht Datentransfers von und zu den Modulen und ist in der Lage Interrupts abzufangen und zu senden.

1.4.2 Der VME–ADC

Der Einkanal ADC [8] kann Spannungen zwischen −300 mV und +300 mV mit 10 Bit Präzision digitalisieren. Er ist mit bis zu 20 MHz taktbar und stellt einen Speicher für 4096 digitalisierte Werte zur Verfügung. Der Speicher eines ADC–Moduls hätte also ausgereicht, um alle Detektoren mit einem ADC auszulesen. Da alle vier Detektoren aber parallel ausgelesen werden, sind vier der Einkanal–ADC–Module für die Auslese erforderlich.

1.4.3 Der VME–Sequencer DL518

Ein in 8 Kword = 8192×16 Bit organisierter Speicher stellt das Herzstück dieses Moduls dar [9]. Den unteren 13 Bit eines Daten–Wortes entspricht je eine Leitung, die nur die Zustände 1 und 0 kennt. Ein wahlweise externer oder interner Takt (20, 10, 5, 1 und 0.1 MHz) zählt einen Adresszähler hoch, der das jeweils am Ausgang gültige Daten–Wort adressiert. Die oberen drei Bit sind internen Befehlen vorbehalten, die zeitgleich mit den Daten gültig werden. So sind Sprünge innerhalb des Speichers möglich, um verschiedene Sequenzteile wiederholen zu können. Auf dem VME–Bus kann ein Interrupt–Zyklus generiert werden, um die CPU zu unterbrechen. Über verschiedene Register sind die Arbeitsmodi auswählbar. Der Adresszähler kann auf die erste Adresse zurückgesetzt werden, eine Sequenz gestartet und gestoppt werden oder über eine getrennte Startleitung ein Startsignal empfangen werden. Letzteres ist im Experiment unverzichtbar, da schon $1\,\mu$s nach dem Durchgang eines Teilchens durch das Teleskop die Sequenz mit dem Öffnen des HOLD–Schalters beginnen muß. Der Prozeßablauf aus Sicht des Sequencers gliedert sich wie folgt:

1. Vor der Datennahme
   (a) Initialisierung des Sequencers
      - Löschen des Speichers und der Register
      - Auswahl des VME–Bus Interrupts

   (b) Laden der Auslesesequenz in den Speicher des Sequencers
   (c) Einmaliges Ausführen der Sequenz, um alle Steuerchips und die VIKING–Chips in einen definierten Zustand zu bringen
2. Datennahme
   (a) Externer Start der Sequenz
   (b) Auslesesequenz mit 1024 CLOCK–Pulsen für die VIKING–Chips
   (c) VME–Bus Interrupt
   (d) Wartesequenz
   (e) Die CPU erkennt den Interrupt, stoppt den Sequencer und prozessiert die ADC–Daten
3. Nach der Datennahme
   (a) Zurücksetzen des Adresszählers
   (b) Warten auf erneuten Start
   (c) Wiederholung aller Schritte ab 2a

Bei diesem Modul handelt es sich um einen Prototypen, so daß nicht alle Funktionen wie beschrieben zur Verfügung standen. Im Laufe der Diplomarbeit sind Veränderungen am Modul selbst sowie Pläne für ein Nachfolgemodell entstanden, das für einen Dauereinsatz des Teleskops benötigt wird und zur Zeit in Bonn gebaut wird.

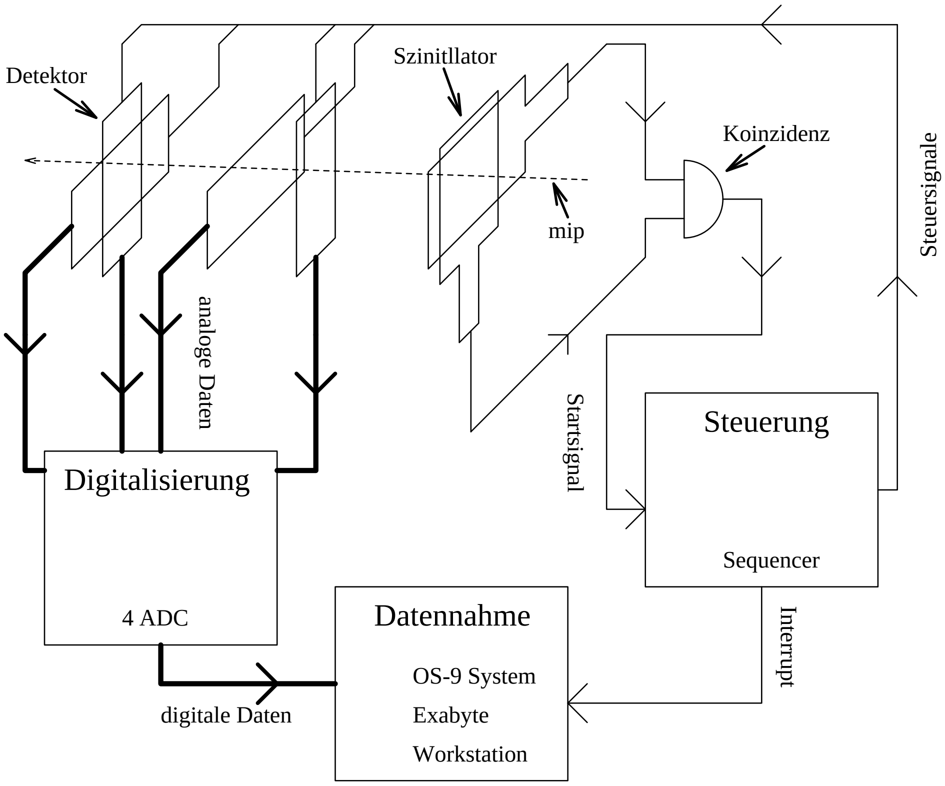


Abbildung 1.9: Datennahme mit dem Teststrahlteleskop

Die Peripherie des Datennahmesystems bilden drei Konsolen, die der Steuerung des Programms, der grafischen Darstellung der bereits genommenen Daten und der Kontrolle des Systems dienen. An den SCSI–Bus der CPU sind ein Festplattenlaufwerk für die Programme und ein Exabyte–Laufwerk zum Speichern der Daten angeschlossen. Über den Ethernet–Anschluß besteht eine Verbindung zu einer Workstation, die zur detailierten Analyse und grafischen Darstellung der genommenen Daten während der Datennahme eingesetzt wird.

Abbildung 1.9 erläutert den zeitlichen Ablauf der Datennahme und den Signalweg in einem Ereignis. Zwei in Koinzidenz geschaltete Szintillatoren geben dem Sequencer ein Startsignal. Die Sequenz steuert die Auslesechips in den Detektor–Modulen und taktet die ADC–Module. Nach 1024 Takten sind alle Detektorsignale digitalisiert, und der Sequencer signalisiert dem **OS-9**–System das Ende der Digitalisierung durch einen Interrupt. Die Datennahme beginnt mit der Übertragung der digitalisierten Signale in den Speicher der CPU und endet mit dem Speichern des Ereignisses auf einem Exabyte–Laufwerk. Zum Schluß werden alle Komponenten für das nächste Ereignis vorbereitet.

Kapitel 2

Das Datennahmesystem

Die Aufgabe eines Datennahmesystems ist es, möglichst schnell, möglichst viele Daten einer Meßapparatur aufzunehmen, zu verarbeiten und zur nachträglichen Auswertung abzuspeichern. Einen Teil der Daten muß das System bereits während der Datennahme analysieren, damit freie Parameter der Meßapparatur optimiert und Fehlfunktionen erkannt und behoben werden können. Die Aufteilung in parallel arbeitende Prozesse unterschiedlicher Priorität ist dabei von Vorteil, stellt aber auch hohe Anforderungen an das Betriebssystem. Es muß neben der Verwaltung mehrerer paralleler Prozesse auch den Datentransfer zwischen der CPU einerseits und den Speichern von ADC–Modulen oder anderen Komponenten des Meßsystems andererseits ermöglichen. Die Entwicklung eines Datennahmesystems beginnt daher mit der Wahl eines geeigneten Betriebssystems.

2.1 Das Betriebssystem OS-9

Das Betriebssystem **OS-9** [10] wird für die 68000-er Mikroprozessorfamilie [11] angeboten. In Verbindung mit dem VME–System stellt es eine gute Grundlage für die Entwicklung eines Datennahmesystems dar. Konzeptionell handelt es sich um ein Echtzeit–Multitasking/Multiuser–System.

Echtzeitsysteme sind in der Lage, die laufenden Prozesse durch einen Interrupt innerhalb weniger Taktzyklen zu unterbrechen, um mit minimaler Verzögerung auf bestimmte Situationen zu reagieren. Die unterbrochenen Programme werden danach fortgesetzt. In den meisten Anwendungen sind die Unterbrechungs- und Verzögerungszeiten nicht spürbar und es entsteht der Eindruck sofortiger Ausführung.

Multitasking umschreibt die Fähigkeit eines Betriebssystems viele Prozesse parallel, mit verschiedenen Prioritäten, ausführen zu können. **OS-9** stellt jedem Prozeß, entsprechend seiner Priorität, die CPU für eine bestimmte Zeit zur Verfügung. Während ein Prozeß aktiv ist, schlafen die anderen ohne CPU–Zeit zu verbrauchen. Die Zeitintervalle, die jedem Prozeß zugeteilt werden sind nur wenige Takte lang, so daß bei Prozessen gleicher Priorität scheinbar alle zur selben Zeit ausgeführt werden.

Multiusing bedeutet, daß unabhängig voneinander mehrere Konsolen unterstützt werden, über die interaktiv auf den Computer zugegriffen werden kann. Da der Ablauf von Prozessen verschiedener Benutzer parallel erfolgen muß, stellt Multiusing eine Variante des Multitasking dar.

Daten und Programme verwaltet das Betriebssystem als Speichermodule, die bei **OS-9** eine zentrale Rolle spielen. Wird ein Programm mehrmals parallel aufgerufen, kann jeder gestartete Prozeß auf das Programm–Modul zugreifen, ohne es zu kopieren. Diese Methode spart Speicherplatz, der für Daten oder andere Programme genutzt werden kann.

Mit externen Systemen, wie z.B. VME–Modulen oder Massenspeichermedien, kann **OS-9** auf zwei Arten umgehen. Will man nur Schreib- und Lese–Zugriffe auf bestimmte Speicheradressen des Moduls ausüben, reicht es in vielen Fällen aus, wenn der Benutzer diese Adressen kennt. Für das Betriebssystem stellt der fragliche Speicherbereich ein externes RAM dar, das nicht in die **OS-9**–Modulstruktur eingebunden ist. Oft will man aber Teile des Betriebssystems im Zugriff auf ein peripheres Gerät anwenden. **OS-9** benötigt für jedes Gerät einen Gerätedeskriptor und einen Gerätetreiber, die dem Betriebssystem mitteilen wie es das Gerät ansprechen soll und welche Unterprogramme bei Lese- und Schreibzugriffen auszuführen sind. Oft bestehen diese Funktionen in der Hauptsache aus dem Warten auf die nächste Eingabe. Während Zugriffe ohne Einbindung in **OS-9** die CPU durch lange Wartezeiten blockieren, kann anderenfalls das Betriebssystem durch verschiedene Kommunikationsstrukturen die CPU während der Wartezeit für andere Aufgaben nutzen und trotzdem prompt auf eine Eingabe reagieren. Hauptsächlich der bereits erwähnte 'Interrupt' und ein als 'Event' bezeichneter Mechanismus werden von **OS-9** für diese Aufgabe genutzt. Da beide in der Datennahme des Teleskops eine wichtige Rolle spielen, werden sie im Folgenden kurz erläutert:

2.1.1 Interrupts

Generell haben Interrupts die Aufgabe, die normale Programmausführung des Systems zu unterbrechen, mit hoher Priorität ein kurzes Unterprogramm aufzurufen, um anschließend zum Programm zurückzukehren.

Auf dem VME–Bus stehen sieben Interrupt–Leitungen absteigender Priorität zur Verfügung, die ein VME–Modul mit entsprechender Ausstattung zum Generieren eines Interrupts benutzen kann. Nach der Interrupt Anfrage des Moduls auf einer der sieben Leitungen wird ein Vektor an die CPU übergeben, der auf einen Tabelleneintrag mit der Adresse der nun auszuführenden Unterroutine zeigt. Laufende Variablen und der Programmzähler des Hauptprogramms werden vor dem Verzweigen zur Interrupt–Unterroutine gesichert und nach deren Abarbeitung wieder hergestellt.

Sobald das Interrupt–Unterprogramm ausgeführt wird, arbeitet **OS-9** nicht mehr im Multitasking–Modus, d.h. alle Prozesse außer dem Interrupt pausieren. Nur ein Interrupt höherer Priorität ist in der Lage den Interrupt zu unterbrechen.

Hauptanwendungen der Interrupts sind kurze Meldungen über Zustandsänderungen eines Gerätes, die ein Hauptprogramm veranlassen darauf adäquat zu reagieren, ohne ständig selbst das Modul kontrollieren zu müssen. Die Priorität und der Vektor des Interrupts sind im Gerätedeskriptor anzugeben. Die Unterroutine selbst, die nach Erkennung des Interrupts ausgeführt werden soll, steht im Gerätetreiber.

2.1.2 Events

Neben Geräten oder VME–Modulen sind auch Programme in der Lage, einen Interrupt zu generieren. Häufig benötigt man aber nicht ein komplettes Unterprogramm, um eine Änderung zu signalisieren. Ein vordefiniertes Zeichen genügt. Auf dieser Idee beruht das Konzept des Events.

Ein Event besteht aus einem *Namen*, einem *Wert*, einem *Setz-* und einem *Wartezähler*. Mit dem *Namen* kann jeder Prozeß das Event identifizieren. Der *Wert* gibt den aktuellen Inhalt des Events an. Programme können nun darauf warten, das der *Wert* innerhalb eines Intervalles liegt, das für jeden Warte–Befehl anders dimensioniert sein kann. Liegt der *Wert* außerhalb des Intervalls, schläft der Prozeß ohne CPU–Zeit zu verbrauchen. Sobald der *Wert* innerhalb des Intervalles liegt, wacht der Prozeß auf, und erhöht den *Wert* um den *Wartezähler*. Neben einer direkten Änderung des *Wertes* kann durch Setzen des Events der aktuelle Inhalt um den *Setzzähler* erhöht werden. *Setz-* und *Wartezähler* werden bei der Initialisierung des Events definiert. Da prinzipiell beliebig viele Prozesse auf das Event zugreifen dürfen, ist eine Vielzahl von Anwendungen möglich.

Im Teleskop sind Interrupts und Events vor allem für die effiziente Gestaltung der Datennahme wichtig. Erst wenn die Auslesesequenz des VME–Sequencers beendet ist, befinden sich Daten in den Speichern der ADC–Module, die von der CPU verarbeitet werden müssen. Am Ende der Sequenz erzeugt der Sequencer deshalb einen VME–Interrupt und übergibt den im Gerätedeskriptor vereinbarten Vektor. Die CPU erkennt den Interrupt und springt in die Unterroutine im Gerätetreiber. Hier wird nur der *Wert* eines Events, auf das ein Prozeß der Datennahme wartet, auf 1 gesetzt. Erst jetzt muß sich die CPU um die neuen Daten kümmern, während vorher die CPU mit der Analyse und Speicherung alter Daten beschäftigt war. Eine optimale Auslastung der CPU wird so gewährleistet.

2.2 Das Programmpaket SPIDER

Das Datennahmesystem des Teleskops basiert auf dem Programmpaket SPIDER [12]. Den Kern bildet ein Datenmanager, der vier parallel arbeitende Prozesse unterstützt, die verschiedene Teilaufgaben der Datennahme ausführen. Sowohl eine Einbindung verschiedener SCSI–Geräte zur Datenspeicherung als auch die Unterstützung einiger Grafik–Pakete ist mit SPIDER gelungen. Die Hauptaufgabe von SPIDER besteht in der Verwaltung eines Ring–Speichers, der aktuelle Daten eines Meßsystems aufnimmt, den verschiedenen Prozessen ganz oder teilweise zugänglich macht, auf einem Massenspeichermedium sichert, und schließlich wieder aus dem Ring–Speicher löscht.

Das System SPIDER wird in Form einiger Bibliotheken und Programmskelette in der Programmiersprache C für **OS-9** und UNIX angeboten. Die Bibliotheken stellen die SPIDER–spezifischen Funktionen und Unterprogramme zur Verfügung, die in der Hauptsache die Verwaltung und Prozessierung des Ring–Speichers betreffen. Die Programmskelette enthalten alle für SPIDER notwendigen Aufrufe, die dem auszulesenden System anzupassen sind. Art, Umfang, Herkunft und Form der Daten sind in keiner Weise festgelegt. Die Integrität der Daten muß daher auch vom Benutzer selbst überwacht werden.

Die häufige Situation in der Hochenergiephysik, Daten nicht aus einem kontinuierlichen Datenstrom, sondern zu fest definierten Ereigniszeiten zu bekommen, ist in bevorzugter Weise mit SPIDER realisierbar. Daten im Ring–Speicher werden in Ereignisse gruppiert, die über verschiedene Zähler identifiziert werden. So können auch schubweise anfallende Ereignisse bei ausreichendem Freiraum im Ring–Speicher aufgenommen und zu einem späteren Zeitpunkt weiterverarbeitet werden. Die maximale Anzahl, der im Ring–Speicher befindlichen Ereignisse, hängt vom Speicherumfang und der Datenmenge pro Ereignis ab. Für die Ereignisgröße legt der Benutzer nur eine Obergrenze fest, die im wesentlichen dem Umfang des Ring–Speichers entspricht. Unterhalb dieses Wertes kann jedes Ereignis beliebig mächtig sein.

Drei der vier Prozesse, die im folgenden vorgestellt werden, sind um experimentspezifische Teile ergänzt worden, lediglich die Sicherung der Daten auf SCSI–Geräten bedurfte keiner besonderen Anpassung. In Abbildung 2.1 ist die Struktur des Zusammenwirkens der vier Prozesse skizziert.

2.2.1 Produktion

Die Hardware–Komponenten des Experiments werden von diesem Prozeß gesteuert, überwacht und ereignisweise ausgelesen. Die Daten werden aufbereitet und nach dessen Freigabe dem Ring–Speicher übergeben. Je komplexer ein Ereignis aufbereitet wird, und je stärker die Datenmenge in diesem Prozeß reduziert wird, um so mehr geht die CPU–Zeit dieses Prozesses in die Totzeit des Systems ein. Die Produktion erhält zusammen mit der Sicherung die höchste Priorität.

Anpassungen für das Teleskop:

1. Initialisierung der VME–ADC–Module und des Sequencers vor der ersten Datennahme.
2. Abfangen des Events, das ein VME–Bus Interrupt des Sequencers nach Durchlaufen der Auslesesequenz generiert. An diesem Punkt schläft der Prozeß, wenn kein Ereignis vorliegt.
3. Kopieren der Rohdatenworte aus den ADC–Speichern in den Hauptspeicher der CPU. Je ein ADC speichert 1024 Kanäle mit je zwei Byte, so daß alle vier Module pro Ereignis 8192 Byte Rohdaten liefern.
4. Vorbereitung des Systems auf das nächste Ereignis. Jetzt kann ein neues Ereignis im Teleskop registriert werden. Tritt es vor Punkt 5 des letzten Ereignisses ein, wird erst die Verarbeitung des alten Ereignisses abgeschlossen und dann mit Punkt 2 die Bearbeitung des neuen begonnen.
5. Wahlweise werden alle Rohdaten in den Ring–Speicher geschrieben, oder nach der unter dem Punkt 'Analyse' beschriebenen Methode bearbeitet, und lediglich die getroffenen Kanäle in den Ring–Speicher kopiert.
6. Mit Punkt 2 beginnt der nächste Zyklus.

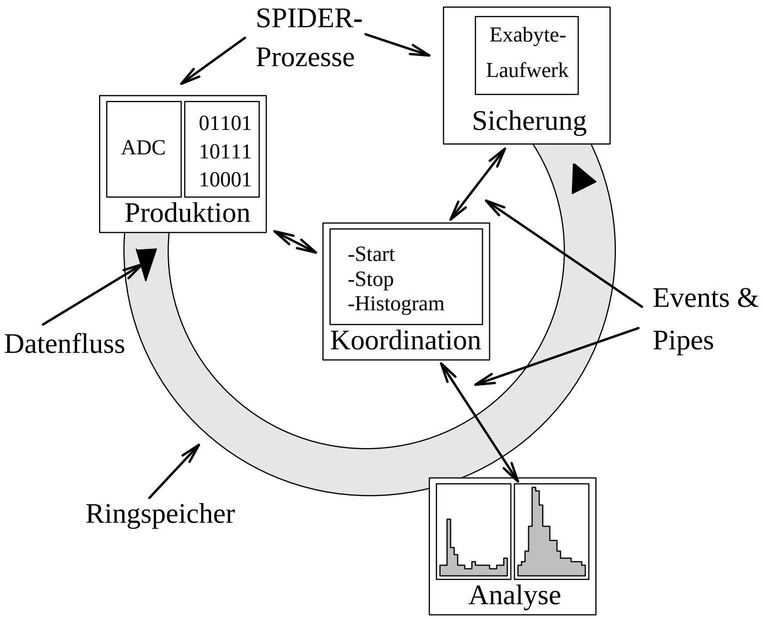


Abbildung 2.1: Die vier Hauptprozesse von SPIDER

2.2.2 Analyse

Ein kleiner Teil der Daten soll bereits während der Datennahme analysiert und grafisch aufbereitet werden. So wird die Qualität der Daten ständig kontrolliert, was für die Justierung einer Meßanordnung oder das Aufdecken von Fehlfunktionen wichtig ist. Ohne diese Kontrolle gibt erst die Auswertung bereits gespeicherter Daten Aufschluß über den Zustand des Experiments. Sowohl die Analyse als auch die grafische Umsetzung benötigen sehr viel CPU–Zeit. Da schon die Analyse eines geringen Prozentsatzes aller Daten für die Qualitätskontrolle ausreicht, stellt SPIDER dieser Anwendung nur dann die CPU zur Verfügung, wenn keine Daten genommen oder gespeichert werden müssen. Dieser Prozeß läuft daher mit der niedrigsten Priorität.

Anpassungen für das Teleskop:

1. Die ersten N Ereignisse werden benutzt, um einen Basiswert ('Pedestal') für jeden der 4096 Kanäle zu definieren. Ist q_i^k mit $i \in [0, 4095]$ und $k \in [0, N-1]$ der ADC–Wert des i-ten Kanals im k-ten Ereignis, ist das Pedestal eines Kanals b_i definiert als das arithmetische Mittel der ersten N Werte:

$$b_i = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} q_i^k \tag{2.1}$$

2. In jedem späteren Ereignis j wird das Pedestal des i-ten Kanals vom i-ten ADC–Wert abgezogen. Es resultiert eine Ladungsproportionale Zahl r_i:

$$r_i^j = q_i^j - b_i \tag{2.2}$$

3. In Testläufen der Module hat sich gezeigt, daß bei direkter Beobachtung der q_i auf einem Oszilloskop Gruppen von 128 Kanälen kohärent mal unter und mal über den Pedestal–Werten liegen. Die Ursache dieses Effektes ist noch ungeklärt, hängt aber mit den Auslesechips zusammen, da jede 128-er Gruppe genau zu einem VIKING gehört. Die Ladungszahlen r_i der n-ten 128-er Gruppe werden daher um den trefferlosen Mittelwert m_n korrigiert [1]. Mit der Definition:

$$< x >_n := \frac{1}{128} \sum_{i=128n}^{128(n+1)-1} x_i \quad , \tag{2.3}$$

wobei x für eine beliebige Meßgröße steht, ist dann:

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \sqrt{< r^2 >_n - < r >_n^2} \quad \text{und} \\ \mathrm{I}_n &= \left\{ k \in [128n, 128(n+1)-1] \,\middle|\, |r_k - < r >_n| > 2\sigma_n \right\}. \end{aligned}$$

Die Indexmenge I_n enthält jetzt nur Kanalnummern getroffener oder zu stark rauschender Kanäle, die nicht in die Korrektur eingehen sollen. Der gesuchte Mittelwert m_n ergibt sich nun wie folgt:

$$m_n = \frac{128}{128 - |I_n|} \left(< r >_n - \frac{1}{128} \sum_{i \in \mathrm{I}_n} r_i \right). \tag{2.4}$$

Jedem Kanal wird nun eine korrigierte Ladungszahl p_i zugeordnet:

$$p_i = r_i - m_n. \tag{2.5}$$

4. Jedes p_i wird mit einer Schwelle s_j verglichen, die für je 512 Streifen festgelegt wird. Gilt

$$\mathrm{sign}(s_j) p_i > \mathrm{sign}(s_j) s_j \quad \text{mit} \quad i \in [512j, 512(j+1)-1], \tag{2.6}$$

wird der Kanal als getroffen klassifiziert. Es gibt für je 512 Kanäle eine vorzeichenbehaftete Schwelle, da die Detektoren nicht identische Signalhöhen liefern, und das Vorzeichen eines echten Treffers von den Ladungsträgern, die zu der fraglichen Detektorseite driften, abhängt. Auf den n–Seiten sind die Schwellen daher negativ, auf den p–Seiten positiv.

5. Nun sind zwei Fälle zu unterscheiden:

   (a) **Kein Treffer:** Die q_i und p_i werden zur Bildung neuer Pedestals sowie der Einteilung der Kanäle in die drei Kategorien **gut**, **tot** und **laut** verwandt. Sind N trefferlose Ereignisse aufgenommen worden (indiziert mit $j \in [0, N-1]$) werden die b_i nach Gl. 2.1 berechnet. Mit der Streuung h_i der korrigierten Pedestal–Werte,

$$h_i = \sqrt{< p_i^2 > - < p_i >^2} \quad , \tag{2.7}$$

   wobei hier die Mittelung über N Ereignisse gemeint ist,

$$< x >_i := \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N} x_i^j ,$$

[1] Trefferlos heißt hier, das nach der ersten Mittelwertbildung eine zweite erfolgt, die nur Kanäle berücksichtigt, die innerhalb zweier Standardabweichungen mit dem ersten Mittelwert übereinstimmen.

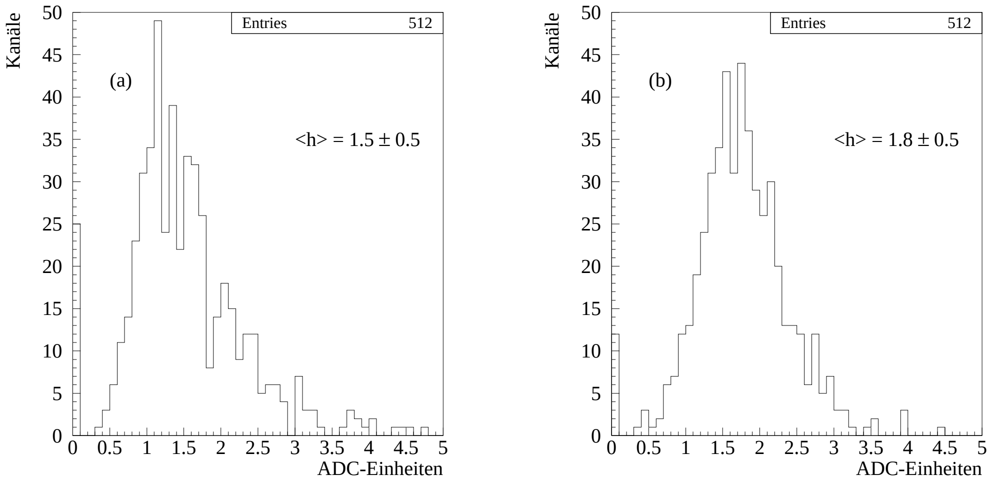


Abbildung 2.2: Rauschen der Kanäle eines Detektors. (a) zeigt die n–Seite, (b) die p–Seite. Beide Verteilung beziehen sich auf zehn trefferlose Ereignisse zu einem willkürlich ausgewählten Zeitpunkt während der Datennahme. Bei 0 sind alle Kanäle eingetragen, die als **laut** eingestuft wurden.

können die Kanäle klassifiziert werden. Die Streuung h_i ist ein Maß für das Rauschen des i-ten Kanals. Unterschreitet h_i eine Schwelle t_j, ändert sich dessen Signal also nur wenig, wird der Kanal als **tot** eingestuft. Überschreitet h_i eine Schwelle l_j, sind die Signaländerungen zu heftig, der Kanal ist zu **laut**. Kanäle, die weder **laut**, noch **tot** sind, gehören der Kategorie **gut** an. Wie die Schwellen s_j, gelten die t_j und l_j für je eine Detektorseite, und sind konstant.
Das aktuelle Pedestal und die Klasse eines Kanals gelten, bis wieder N trefferlose Ereignisse aufgenommen wurden. In die Treffersuche und die Bestimmung der kohärenten Pedestal–Abweichungen gehen nur Kanäle der Kategorie **gut** ein.

(b) **Treffer:** Zur Ortsrekonstruktion ist nicht nur die Information über die Lage eines getroffenen Streifens notwendig, sondern auch dessen Ladung und die Ladung der benachbarten Streifen. Zu jedem getroffenen Streifen wird also ein Cluster definiert, bestehend aus dem getroffenen Streifen und den nächsten Nachbarn. Diese dürfen weder einem anderen Cluster angehören, noch **tot** oder **laut** sein. Außerdem dürfen ihre Ladungsbeträge eine untere Trefferschwelle u_j nicht unterschreiten.
Befindet sich neben einem Kanal, der per definitionem zum Cluster gehört, ein **lauter** oder **toter** Kanal, wird dieser übersprungen, und der nächste Streifen auf Clustertauglichkeit geprüft. Nach links und rechts dehnt sich vom getroffenen Streifen ausgehend der Cluster aus, bis der erste **gute** Streifen auf jeder Seite, der nicht zum Cluster gehört, die Suche auf seiner Seite beendet.
Es werden Gesamtladung, Nummer des Streifens mit dem höchsten Ladungsbetrag, Breite, Anzahl der übersprungenen **toten** und **lauten** Kanäle, sowie die ladungsgewichtete mittlere Streifennummer des Clusters gespeichert.
Die Gesamtladung eines Clusters auf der n–Seite sollte mit der Gesamtladung des zugehörigen Clusters auf der p–Seite korreliert sein, da doppelseitige Detektoren,

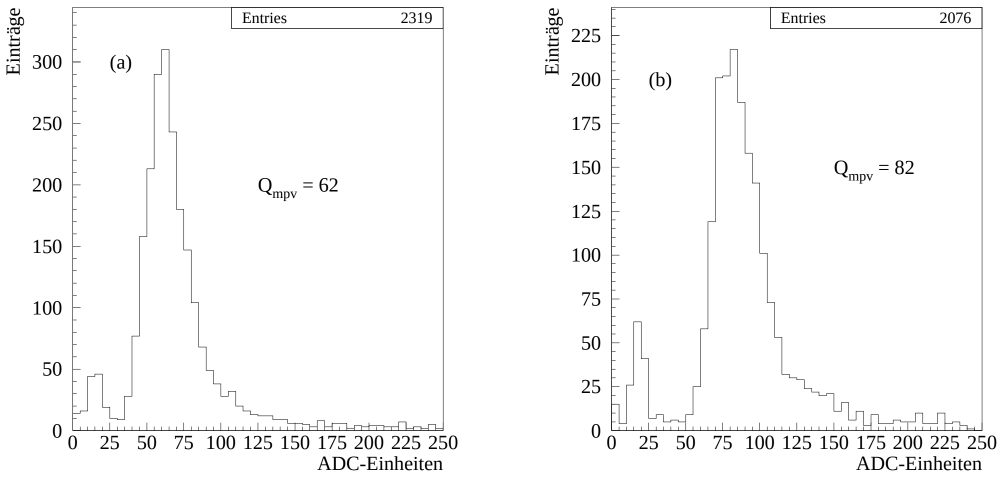


Abbildung 2.3: Gesamtclusterladungen eines Detektors, (a): n–Seite; (b): p–Seite. Die Landauverteilungen der richtig bestimmten Cluster ist leicht von fälschlich aufgenommen Clustern (jeweils links im Bild) zu trennen.

wie beschrieben, auf n- und p–Seite die entgegengesetzt gleiche Ladungsmenge sammeln. Die Cluster werden deshalb auf jeder Seite nach Gesamtladungsbeträgen sortiert. Der rekonstruierte Ort des n-ten Teilchens in einem Ereignis ergibt sich nun aus den gemittelten Streifennummern des n-ten Clusterpaares.

6. Tabelle 2.1 faßt die für das Teleskop gewählten Schwellenwerte und Konstanten zusammen. Sie sind während der ersten Tage der Datennahme optimiert worden. Im wesentlichen zeigten alle n–Seiten dasselbe Verhalten und auch alle p–Seiten verhielten sich ähnlich. Schwellen wurden daher für je einen Seitentyp bestimmt. In Abbildung 2.2 ist die Verteilung des Rauschens für die n- und p–Seite eines Detektors wiedergegeben. Mit den anderen Modulen zusammen kann man folgende Mittelwerte (in ADC–Einheiten) beobachten:

   $$< h >_n = 1.67 \pm 0.3 \quad \text{und} \quad < h >_p = 2.00 \pm 0.2$$

   Abbildung 2.3 zeigt eine Häufigkeitsverteilung des Gesamtladungsbetrags der Cluster auf dem besten Detektor. Rauschen und Signalhöhe sind wegen der unterschiedlichen Verstärkung der Signale auf n- und p–Seiten verschieden.

7. Um die größere Rechenleistung einer Workstation für weitergehende Analysen zu nutzten, existiert die Möglichkeit, Rohdaten über das Internet zu versenden. Ein Hintergrundprozeß auf dem **OS-9**–System, der vollständig vom Analyseprozeß abhängt, ist für den Netztransfer zuständig. Von jedem in der Analyse eintreffenden Ereignis wird, wenn das Netz frei ist, der 8 kB Rohdatenblock an die Workstation gesendet. Auf dem Zielrechner läuft nun ein zweites Analyseprogramm, das, da jetzt der Datennahme keine CPU–Zeit verloren geht, erheblich tiefer in die Auswertung und Darstellung der Daten eindringen kann.

   Unter Verwendung der bereits angesprochenen Methoden liefert dieses Programm folgendes:

Tabelle 2.1: Paramter für die Analyse. Die Schnitte wurden bewußt sehr 'weich' gewählt, um auch fälschlich als Treffer erkannte Ereignisse zu studieren

Name	Wert	Funktion
N	10	Anzahl der trefferlosen Ereignisse nach denen die Pedestals aller Kanäle neu berechnet werden.
$s_{1,3,5,7} = (-s_{0,2,4,6})$	15.0 ADC-Einheiten	Schwellenwert, dessen Überschreitung (Unterschreitung) einen Treffer anzeigt.
l_{0-7}	6.0 ADC-Einheiten	Kanäle mit höherem Rauschen werden als **laut** gekennzeichnet.
t_{0-7}	0.0 ADC-Einheiten	Nur Kanäle die überhaupt nicht rauschen werden als **tot** geführt.
u_{0-7}	6.0 ADC-Einheiten	Bei Unterschreitung dieses Wertes bricht die Cluster–Ausdehnung ab.

- Aktuelle Pedestals und deren Schwankungen für jeden Detektor
- Die Ladungen aller Kanäle des letzten Ereignisses nach Abzug der Pedestals und der kohärenten Abweichung
- Häufigkeitsverteilungen der Clusterladungen für jede Detektorseite
- Zweidimensionale Strahlprofile für jeden Detektor
- Ladungsprofile aller registrierten Ereignisse
- Anzahl und Verteilung der **lauten** und **toten** Kanäle
- Rekonstruierte Spurgeraden des aktuellen Teilchens
- Verteilung der Residuen jeder Detektorseite

2.2.3 Sicherung

Anders als dem Analyseproseß werden der Sicherung alle Ereignisse, die in den Ring–Speicher geschrieben werden übergeben. Erst wenn auf einem Massenspeicher, einem Exabyte–Laufwerk oder einer Festplatte alle Daten eines Ereignisses abgelegt worden sind, darf der besetzte Platz im Ring–Speicher für ein neues Ereignis freigegeben werden. Diesem Prozeß wird bei der Konfiguration die aktuelle Größe des Ring–Speichers und die maximale Größe eines Ereignisses übergeben. Änderungen am Quelltext des Programs sind nicht nötig. Im Experiment limitiert bei Verwendung von Exabyte–Laufwerken, die bis zu 300 kByte/s auf Magnetband schreiben können[2], dieser Prozeß die Ereignis–Rate.

[2] Bei kontinuierlicher Datennahme und einem Exabyte–Laufwerk des Typs 8200 sind Werte dieser Größenordung am CERN gemessen worden.

2.2.4 Koordination

Alle freien Parameter der Datennahme, ob und womit Daten gespeichert, dargestellt oder prozessiert werden sollen, lassen sich mit diesem Prozeß variieren. Der Ring–Speicher wird von ihm überwacht. Jeder der drei übrigen Prozesse kommuniziert über Events und 'Pipes' ausschließlich mit der Koordination. 'Pipes' (Röhren) nennt man wie Dateien organisierte Speicherabschnitte variabler Länge, die beschrieben und ausgelesen werden können, um Kommandos oder Statusinformationen, die nicht die Geschwindigkeit von Events oder Interrupts benötigen, auszutauschen.

In der eben beschriebenen Konfiguration für das Teststrahlteleskop kann das Datennahmesystem, bei konstanter Ereignisrate mit etwa 30 Hz Ereignisse registrieren. Läßt man bereits in der Produktion die Rohdaten prozessieren und speichert nur die Cluster ab, können lediglich 10 Hz erreicht werden. Auf die Datenreduktion ist deshalb verzichtet worden. Da so auch für die Auswertung nach der Datennahme sämtliche Rohdaten zur Verfügung stehen, und einige wichtige Informationen nicht in den Clustern enthalten sind, ist die speicherintensive, schnelle Datennahme der speichersparenden aber langsameren Alternative vorzuziehen.

Kapitel 3

Analyse der Teststrahldaten

3.1 Teststrahl

Eines der vier Großexperimente am LEP–Speicherring des CERN ist der OPAL–Detektor[13]. Er hat die Aufgabe die Zerfallsprodukte der Z^0–Resonanz aus den primären Leptonen (l^+l^-) oder Quarks ($q\bar{q}$) der Reaktionen

$$e^+e^- \longrightarrow Z^0 \longrightarrow \begin{cases} l^+l^- \\ q\bar{q} \end{cases}$$

nachzuweisen, um diese Resonanz zu untersuchen.

Im Frühjahr 1993 wurde ein neuer Luminositätsdetektor, das SiW–Kalorimeter, in den OPAL–Detektor eingebaut [14]. Das Kalorimeter besteht aus zwei baugleichen, ringförmigen Modulen, die sandwichartig aus passiven Wolfram- und aktiven Siliziumschichten aufgebaut sind. Fehler in der Orts- und Energieauflösung des Kalorimeters beeinflussen direkt den Fehler der Luminositätsmessung. Deshalb sollte der systematische Fehler der Ortsrekonstruktion mit dem Kalorimeter in einem Teststrahl studiert werden. Mit einem Halbmodul des Kalorimeters (im folgenden kurz SiW) sind vom 6. August bis zum 7. September 1994 Messungen im X5–Teststrahl des SPS am CERN durchgeführt worden. Zur Rekonstruktion des Eintrittortes jedes Strahlteilchens wurden die in den Kapiteln 1 und 2 beschriebenen Komponenten als Teststrahlteleskop vor dem SiW aufgebaut.

3.1.1 Aufbau

Um mit hoher Redundanz Eintrittsort und -winkel zu messen, sind zwei Module des Teleskops direkt auf die Frontseite des SiW, das dritte und vierte ca. 2.0 m bzw. 2.2 m weiter Strahlaufwärts montiert worden. Abbildung 3.1 zeigt eine Aufsicht mit den Modulen I und II im Vordergrund und den Modulen III und IV auf dem SiW im Hintergrund. Da die Ortsauflösung der doppelseitigen Detektoren in beiden Nachweisrichtungen unterschiedlich ist, wurde diese gekreuzte Anordnung der Module gewählt. Auf Modul I und III geben die dunkel schraffierten Rechtecke in etwa maßstabsgetreu die Größe der Streifenzähler wieder ($2.5 \times 5\,\mathrm{cm}^2$).

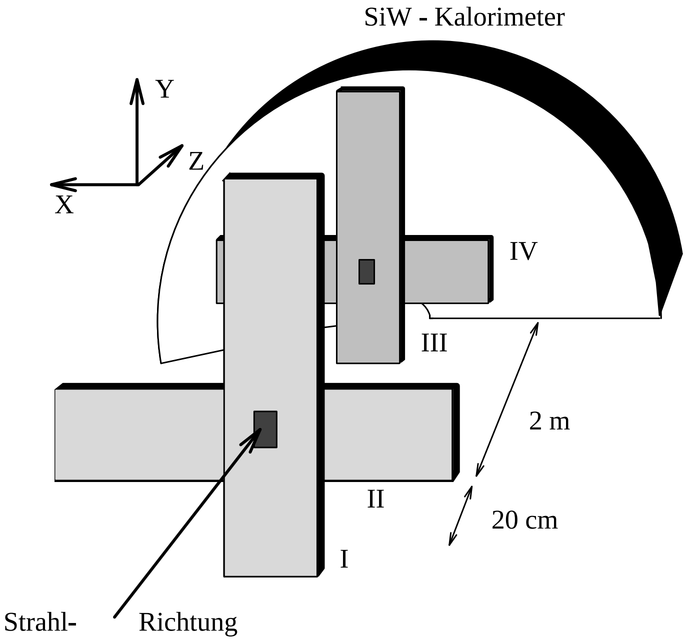


Abbildung 3.1: SiW und Teleskop im Teststrahl

Definiert man die Z–Achse durch die Strahlrichtung, und die Ebene senkrecht dazu als XY–Ebene, ist der Testaufbau um 20 mrad in der YZ–Ebene und 20 mrad in der XZ–Ebene geneigt, um ähnliche Verhältnisse wie im OPAL–Detektor zu erhalten.

Das SPS liefert einen primären Protonenstrahl mit einer Energie von bis zu 450 GeV. Durch Beschuß eines Kupfer- oder Bleifolie werden sekundäre Elektronen, Pionen und Myonen erzeugt. Durch Ablenksysteme sind diese Sekundärstrahlen nach Teilchensorte und Energie getrennt verfügbar. Da die Extraktion der SPS–Protonen gepulst erfolgt, treffen die sekundären Teilchen nur in einem kurzen Zeitfenster (2 s) während einer Pulsperiode (14.4 s) auf.

Mit 12, 22.5, 33.75 und 45 GeV Elektronen sowie 72, 85 und 100 GeV Myonen sind insgesamt $5.6\,10^6$ Ereignisse aufgezeichnet worden. 50 % der Daten sind mit dem in Abbildung 3.1 gezeigten Aufbau gemessen worden. Für den übrigen Teil der Datennahme wurde Modul II um 1.5 m strahlabwärts verschobenen und Metallplatten unterschiedlicher Dicke wurden zwischen Modul II und III montiert. Hiermit konnte die Wirkung der Materie vor dem SiW–Kalorimeter in OPAL simuliert werden. Da sich auch in dieser Anordnung an der Funktion des Teleskops nichts prinzipielles ändert, wird im folgenden die Standardsituation zugrunde gelegt.

Sowohl das SiW als auch das Teleskop verfügen über ein unabhängiges Datennahmesystem. Die Überprüfung der Ortsrekonstruktion des SiW erfordert aber, daß beide Systeme exakt dieselben Ereignisse auslesen und aufzeichnen. Mit zwei, beiden Systemen zugänglichen VME–Modulen (VIC), die im wesentlichen einen umfangreichen Speicher bereitstellen, wurde die Datennahme synchronisiert [15]. Vom Produktionsprozeß des Teleskops wurden die Rohdaten direkt in den Speicher der VIC übertragen, um von dort als Teil der Ereignisdaten des SiW behandelt und schließlich auf Band geschrieben zu werden. Etwa $7.6\,10^5$ Ereignisse wurden außerdem über den in Kapitel 2 beschriebenen Weg auf das Exabyte–Laufwerk des Teleskops geschreiben. Dadurch konnte die Einsatztauglichkeit des Teleskops als unabhängiges Datennahmesystem getestet werden.

3.2 Bearbeitung der Rohdaten

Die Prozessierung der Rohdaten des Teleskops geschieht in mehreren Schritten. Zunächst muß die Datenmenge von 4096 Kanälen pro Ereignis auf die tatsächlich getroffenen Kanäle reduziert werden. Dazu sind wie im Analyseprozeß der Datennahme die Pedestal–Werte, kohärente Abweichungen von diesen, und das Rauschen der Kanäle zu berechnen. Die reduzierten Daten werden in n-Tupeln zusammengefaßt, die nur noch 2.5 % des ursprünglichen Datenumfanges erreichen.

Alle weiteren Operationen, die letztendlich zur Rekonstruktion jeder Spur durch das Teleskop dienen, benutzen die n-Tupel als primäre Datenquelle. Zu Unterscheiden sind hier drei verschiedene Stufen:

1. Bestimmung der Trefferkoordinaten auf den Detektoren
2. Berechnung der Lage jedes Moduls in einem fest definierten Bezugssystem aus den Trefferkoordinaten
3. Rekonstruktion der Spuren jedes Teilchens aus 1 und 2

3.3 Selektion der Cluster

Wie in Kapitel 2 beschrieben, werden für jeden Kanal Pedestal, Rauschen und tatsächlicher Ladungsinhalt aus den Rohdaten q_i^k berechnet. Der untere Index, i, bezieht sich dabei auf die Kanalnummer, der obere, k, auf die Ereignisnummer. Je nach Bedarf kann die Ereignisnummer alle Ereignisse ($q_i^k \in A$), nur solche mit Treffer ($q_i^k \in T$) oder trefferlose Ereignisse ($q_i^k \in L$) indizieren. Die Ereignisse heißen dann A-, T- oder L–Ereignisse.

3.3.1 Pedestal–Werte

Mit Gleichung 2.1 bildet man mit den letzten N L–Ereignissen die Pedestals b_i.

Abbildung 3.2 zeigt die Pedestal–Werte für einen Detektor in ADC–Einheiten. Deutlich sind zunächst n- und p–Seite zu unterscheiden, deren Trennlinie bei Kanal Nr. 512 verläuft. Die Unterteilung beider Seiten in je vier 128er Gruppen, die gerade den VIKING–Chips entsprechen, ist ebenfalls gut zu erkennen.

In Abbildung 3.3 ist der zeitliche Verlauf des mittleren Pedestal–Wertes zweier VIKING Chips einer Detektorseite über einen Zeitraum von 160 min dargestellt. Die deutliche Korrelation beider Kurven läßt auf die starke Temperaturabhängigkeit des Pedestals schließen. Deshalb ist es notwendig die Pedestal–Werte ständig auf den neuesten Stand zu bringen, und N so klein

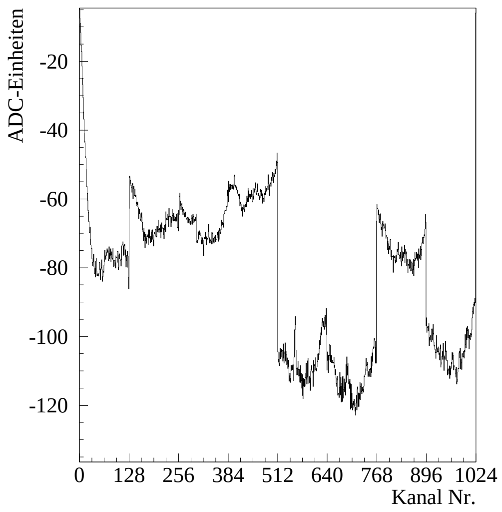


Abbildung 3.2: Mittlere Pedestals auf einem Detektor

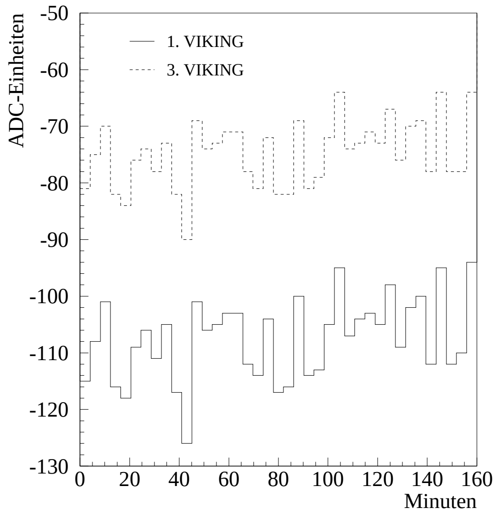


Abbildung 3.3: Zeitlicher Verlauf der Pedestals auf einem Detektor (p–Seite)

wie möglich zu wählen. Bei zu kleinem N ist allerdings die Trennung der Ereignisse in solche ohne und solche mit Treffer nicht mehr möglich. Mit $N = 10$ wird man beiden Bedingungen gerecht. Jeder Kanal kann nun mit den aktuellen Pedestal–Werten korrigiert werden:

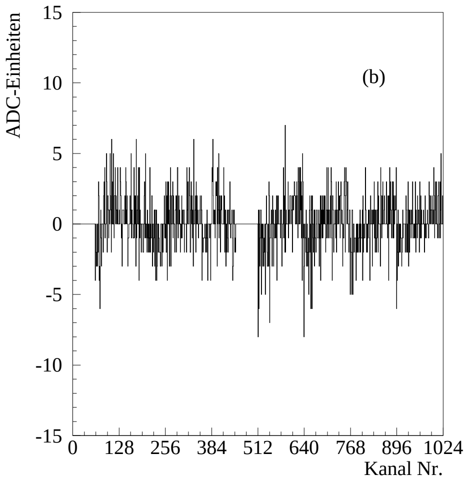
$$r_i^j = q_i^j - b_i \tag{3.1}$$

3.3.2 Kohärente Abweichungen

Bei der Berechnung der kohärenten Abweichungen vom Pedestal nach Gleichung 2.4 wird das tatsächliche Verhalten der VIKING Chips nicht ganz richtig beschrieben. In Abbildung 3.4(a) ist ein m_n–korrigiertes L–Ereignis auf dem vierten Detektor zu sehen. Offensichtlich muß für jeden VIKING außer einem Mittelwert auch eine Steigung berücksichtigt werden. Die in Abbildung 3.4(b) gezeigten Werte des gleichen Ereignisses sind mit je einer Geraden pro VIKING korrigiert worden, wobei wie in Gl. 2.4 nur trefferlose Einträge in deren Parameter eingingen.

Kanäle, die generell keine brauchbare Information liefern, werden nicht weiter berücksichtigt. Dazu zählen

	Streifennummer	
Detektor	VIKING–Kanäle ohne Verbindung zu Detektorstreifen	Streifen, die deutlich außerhalb des Strahls liegen und stark rauschen
I	482–512	1–61
II	–	1
III	452–512	1–61
IV	452–512	1–61



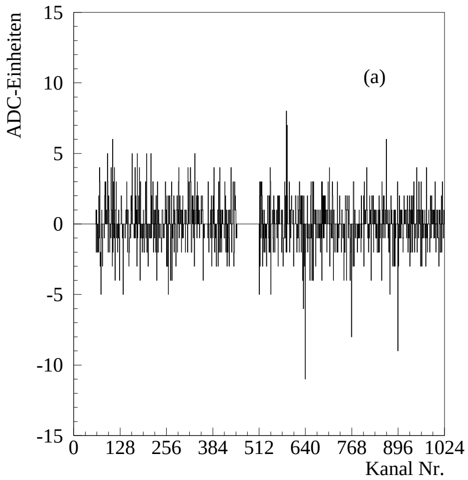


Abbildung 3.4: Trefferloses Ereignis mit (a) Mittelwert- (b) Geradenkorrektur

Kanäle beider Kategorien sind in der Lage Treffer vorzutäuschen und erschweren damit die Selektion echter Treffer. In Abbildungen, die Ladungen oder Rauschen zeigen, sind die Einträge dieser Kanäle auf Null gelegt worden. Mittelt man wie in Definition 2.3 über Kanalnummern i, sind Achsenabschnitt a_n und Steigung b_n der n-ten 128-er Gruppe in der ersten Iteration wie folgt zu berechnen:

$$a_n = \frac{< ri >_n - < r >_n < i >_n}{< i^2 >_n - < i >_n^2} \quad , \quad b_n = < r >_n - a_n < i >_n \; .$$

Mit den korrigierten Ladungen s_i des n–ten VIKING–Chips kann die Indexmenge I_n der trefferlosen Kanäle berechnet werden:

$$\begin{aligned} s_i &= a_n i + b_n - r_i \\ \mathrm{I}_n &= \left\{ k \in [128n, 128(n+1)-1] \;\middle|\; |s_k| < 2\sqrt{< s^2 >_n - < s >_n^2} \right\} \end{aligned}$$

Mittelt man nun nur noch über Kanäle, die in der Indexmenge I_n vertreten sind:

$$< x >_n := \frac{1}{|\mathrm{I}_n|} \sum_{k \in \mathrm{I}_n} x_i, \tag{3.2}$$

erhält man in der zweiten Iteration die trefferlosen Geradenparameter:

$$a'_n = \frac{< ri >_n - < r >_n < i >_n}{< i^2 >_n - < i >_n^2} \quad , \quad b'_n = < r >_n - a'_n < i >_n \tag{3.3}$$

Die Streifenladungen werden nun folgendermaßen korrigiert.

$$p_i = r_i - a'_n i - b'_n \tag{3.4}$$

3.3.3 Treffersuche

Während der Datennahme ist die Treffersuche mit konstanten Schwellen für je eine Detektorseite j vorgenommen worden (Gl. 2.6). Hier wird nun jedem Kanal ein Schwellenwert, der aus seinem mittleren Rauschen berechnet wird, zugeordnet. Getroffene Kanäle werden durch Gleichung 3.5 erkannt.

$$\operatorname{sign}(s_j)p_i > s_j h_i \quad , \tag{3.5}$$

wobei die s_j so gewählt werden müssen, daß einerseits Untergrund durch verrauschte Kanäle vermieden wird, und andererseits auch Teilchen, die unterdurchschnittlich stark ionisieren, nachgewiesen werden. Mit $s_{1,3,5,7} = -s_{0,2,4,6} = 8.0$, ist es fast ausgeschlossen einen Treffer durch zufällig erhöhtes Rauschen zu erhalten. Bei einem typischen Wert für h_i eines p–Seiten Kanals ($h_i^{\mathrm{typ.}} = 2.0$ ADC–Einheiten), werden Treffer ab 16.0 ADC–Einheiten erkannt. Typische Werte für den höchsten Kanal eines Clusters liegen bei 30 bis 100 ADC–Einheiten. Die h_i werden mit Gleichung 2.7 bestimmt. Der entscheidende Vorteil der rauschabhängigen Schwellenwerte gegenüber den konstanten Schwellen, die während der Datennahme benutzt wurden, liegt darin, daß so Schwankungen in der Höhe der Signalverstärkung mit berücksichtigt werden. Für n- und p–Seiten müssen nun, sieht man vom Vorzeichen ab, keine getrennten Werte mehr definiert werden. Wieder resultieren zwei Fälle:

1. **Treffer:** Cluster werden wie in Kapitel 2 definiert, mit dem Unterschied, daß die Abbruchbedingung wie die Trefferbedingung vom Rauschen des betrachteten Kanals abhängt. Sobald der Ladungsbetrag p_i eines Kanals zur Linken oder Rechten des Treffers $u_j h_i$ unterschreitet, bricht die Suche in diese Richtung ab. Außer den Clusterinformationen Gesamtladung, mittlere Streifennummer etc. werden die Ladungen und Klassen des Streifens mit dem höchsten Ladungsbetrag sowie seiner vier nächsten Nachbarn in das n-Tupel übernommen. Aus diesem Grund ist die Wahl der u_j nicht kritisch. Sie wurden für alle Seiten auf den Wert 4.0 gelegt. Meist beschränkt sich ein Cluster auf zwei bis vier Kanäle. Nur für Ereignisse mit stark ionisierenden δ–Elektronen werden die Cluster deutlich breiter. Neben der Gesamtladung im Cluster steht damit ein weiteres Kriterium zur Identifizierung dieser Ereignisse zur Verfügung.

   In Abbildung 3.5 sind für zwei Ereignisse die zugeordneten Cluster auf n- und p–Seite des vierten Detektors dargestellt. Bild (a) und (b) zeigen ein typisches Ereignis ohne δ–Elektron. Auf beiden Seiten ist der Cluster auf nur zwei Kanäle begrenzt. Die Bilder (c) und (d) dagegen zeigen, wie ein δ–Elektron die Ladungsverteilung auf das Dreifache verbreitert hat.

   Die Häufigkeitsverteilung von Clustern mit n Streifen, für $n = 1, \ldots, 15$ zeigt Abbildung 3.6. In Bild (a) ist die für n–Seiten typische Verteilung wiedergegeben. Im Vergleich zu der für p–Seiten typischen Situation in Bild (b) treten aufgrund des doppelt so großen Streifenabstandes häufiger Cluster mit nur einem Streifen auf. Cluster mit 4 oder mehr Streifen entstehen durch δ–Elektronen. Für Myonen kann deren Rate wie folgt abgeschätzt werden:

   Der maximale Energieübertrag auf ein quasi freies Elektron ist für schwere Teilchen (im Vergleich zum Elektron) mit einem Impuls von $p = \beta\gamma c M$ durch Gleichung 3.6 gegeben [2].

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (me/M)^2} \quad , \tag{3.6}$$

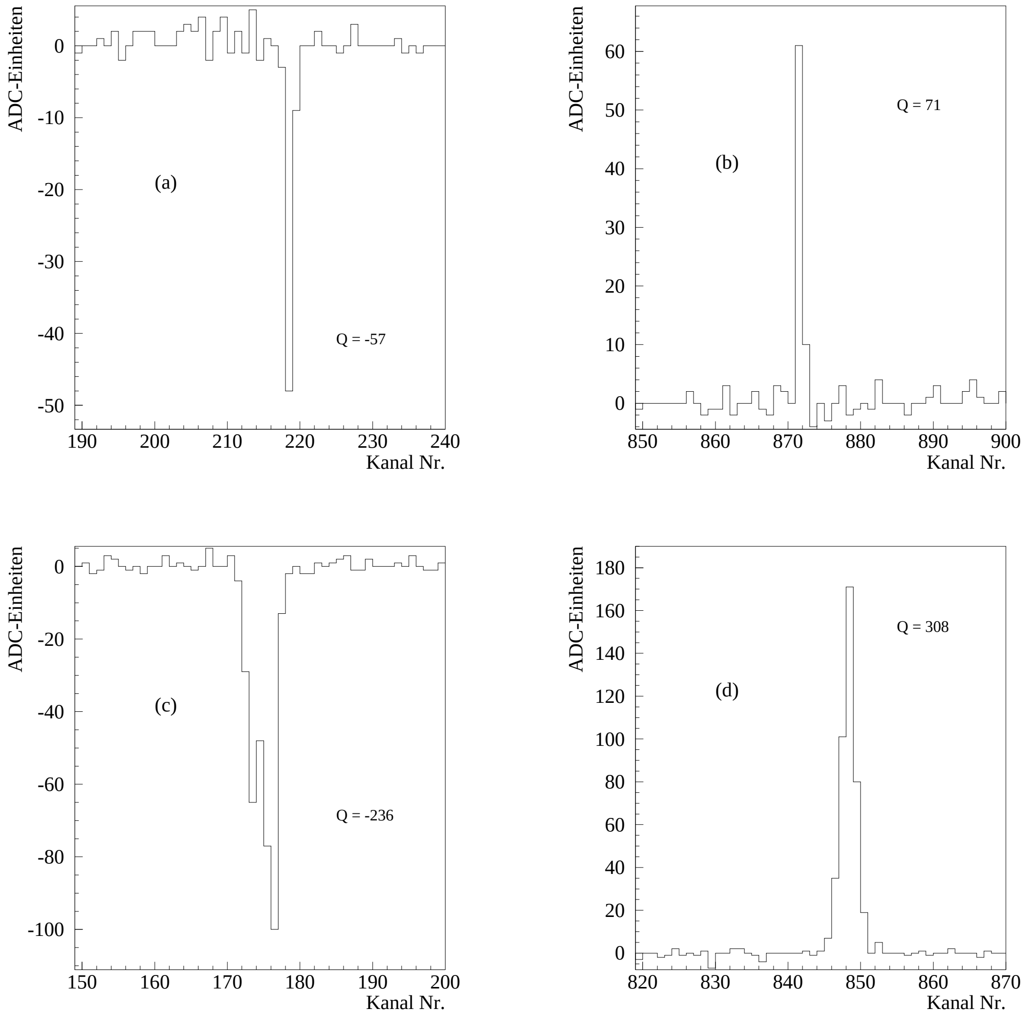


Abbildung 3.5: (a) und (b): Treffer ohne δ-e^- auf n- und p–Seite von Detektor IV; (c) und (d): Treffer mit δ-e^- auf dem gleichen Detektor

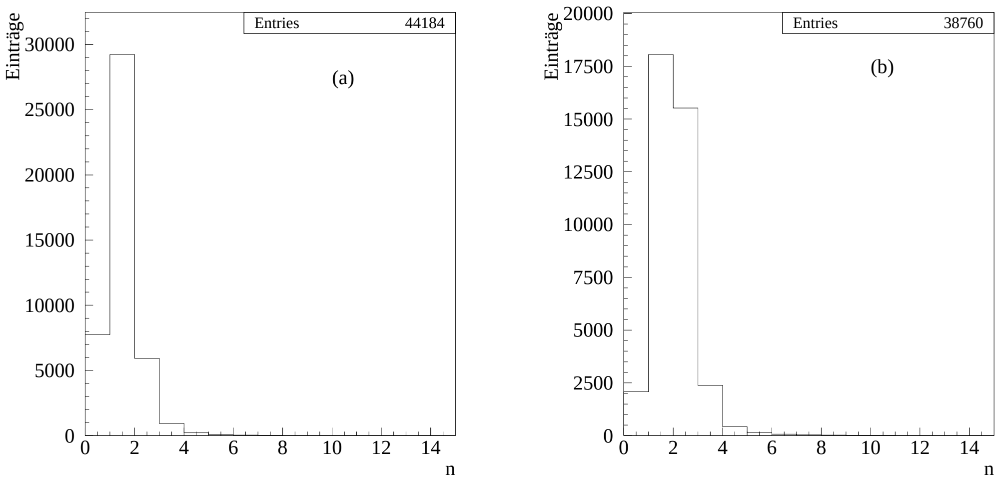


Abbildung 3.6: Häufigkeitsverteilungen für Cluster mit n Streifen auf (a) n- (b) p–Seiten

wobei m_e die Elektronenmasse ist. Ein 85 GeV Myon kann danach maximal 70 GeV auf ein einziges Elektron übertragen. Der Streuwinkel eines δ–Elektrons hängt aber über Gleichung 3.7 von seiner Energie ab [16].

$$\Theta(T) \simeq \arctan\sqrt{\frac{2m_e}{T}} \tag{3.7}$$

Ein δ–Elektron, das direkt bei Eintritt des Myons in eine 280 μm dicke Siliziumschicht entsteht, muß mindestens in einem Winkel von 10° gestreut werden, um 50 μm senkrecht zur Flugrichtung des Myons innerhalb des Siliziums zurückzulegen. Ab dieser Reichweite ist es in der Lage, auf einem Streifen der p–Seite, der einen Streifenabstand vom eigentlichen Durchgangsort des nachzuweisenden Teilchens entfernt liegt, eine so hohe Ladung zu deponieren, daß der Ort fehlrekonstruiert wird. Damit ergibt sich nach Gleichung 3.7 eine Energie von 31 MeV, als Obergrenze für δ–Elektronen, die die Auflösung signifikant verschlechtern können. Die Untergrenze kann aus Energie–Reichweite–Diagrammen für Elektronen in Silizium [17] ermittelt werden. Verlangt man mindestens eine Reichweite von 50 μm, erhält man eine Mindestenergie von 80 keV.

Mit diesen Angaben kann man nun die Rate der hier relevanten δ–Elektronen ausrechnen. Gleichung 3.8 gibt die differentielle Rate für 280 μm Silizium an [2]. Nach Integration über die Energie T resultiert Gleichung 3.9.

$$\frac{dN}{dT}(280\,\mu\text{m Si}) = \frac{5.01\,10^{-3}\,\text{MeV}}{T^2} \tag{3.8}$$

$$N(280\,\mu\text{m Si}) = 5.01\,10^{-3}\,\text{MeV}\left(\frac{1}{T_{\min}} - \frac{1}{T_{\max}}\right) \tag{3.9}$$

Für $T_{\min} = 80$ keV und $T_{\max} = 31$ MeV ist die Rate

$$N_\delta(280\,\mu\text{m Si}, 0.08 - 31\,\text{MeV}) = 6.2\,10^{-2} \tag{3.10}$$

In dieser Größenordnung liegt der Anteil der Cluster mit wenigstens vier Streifen auf den p–Seiten (siehe Tabelle 3.1). Für die n–Seiten führt eine analoge Rechnung mit 100 μm

Tabelle 3.1: Über alle Detektoren gemittelter Anteil der Cluster mit n Streifen

	Prozent	
n	p–Seiten	n–Seiten
1	4.2	20.2
2	46.7	61.2
3	40.0	15.1
4	7.1	2.6
5	1.2	0.5
6	0.4	0.2
≥ 7	0.4	0.2

Mindestreichweite auf:

$$N_\delta(280\,\mu\mathrm{m\,Si}, 0.12 - 6.8\,\mathrm{MeV}) = 4.1\,10^{-2} \qquad (3.11)$$

Auch dieser Wert stimmt mit der Häufigkeit von Clustern auf den n–Seiten, die mindestens eine Breite von vier Streifen haben, überein.

Diese grobe Abschätzung des Einflusses von δ–Elektronen auf die Clusterbreite zeigt, daß die Ortsrekonstruktion durch Ladungsmittelung nur für kleine Cluster zulässig ist. Damit ist ein wichtiges Auswahlkriterium für Ereignisse gefunden, die zur Rekonstruktion der Detektorpositionen herangezogen werden.

2. **Kein Treffer:** Auch hier wird wie während der Datennahme verfahren. Nach je N L–Ereignissen werden neue Pedestal–Werte b_i berechnet (Gl. 2.1), und für jeden Kanal das Rauschen h_i ermittelt (Gl. 2.7). Die Klassifizierung der Kanäle in **laute**, **tote** oder **gute** Kanäle weicht nur in der Schwellendefinition von der bekannten Methode ab. Liegt ein h_i unter dem 0.2-fachen von $< h >_n$, wobei der Mittelwert nach Definition 2.3 zu bilden ist, gehört der i-te Kanal zur Kategorie **tot**. Falls h_i das 3.5-fache von $< h >_n$ erreicht, gilt er als **laut**. Beide Schwellen wurden so gewählt, daß im Zweifelsfall der Kanal in die Kategorie **gut** kommt. Je nach Detektor und Seite sind zwischen 1.8 und 2.9 Prozent aller Kanäle durch diese Einteilung nicht in Treffersuche und Berechnung der Pedestal–Abweichungen vertreten, wobei das Verhältnis von **lauten** zu **toten** Kanälen etwa 10 : 1 ist.

   Das mittlere Rauschen der Kanäle eines Detektors während eines „Runs“, also einer Datennahmeperiode mit rund 50000 Ereignissen, ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Bild (a) ergibt sich, wenn die kohärenten Abweichungen mit Gleichung 2.4 korrigiert werden. Die parabelförmigen Strukturen zeigen deutlich, daß das Rauschen der äußeren Kanäle jedes VIKING–Chips mit dieser Methode überschätzt wird. Korrigiert man dagegen mit Gleichung 3.4, erhält man Bild (b). Alle Kanäle eines VIKING–Chips liegen nun etwa auf dem gleichen Niveau.

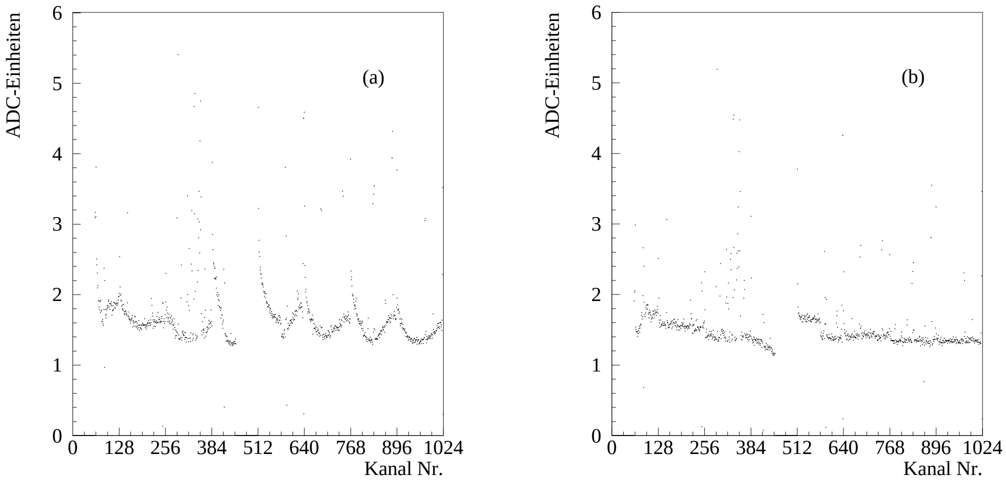


Abbildung 3.7: Mittleres Rauschen der Kanäle eines Detektors mit (a) Mittelwert- (b) Geradenkorrektur

3.3.4 Clusterpaare

Die Korrelation der Ladungen auf n- und p–Seite eines Detektors wird benutzt, um nach Gesamtladung sortierte Clusterpaare zu erstellen. Die Cluster mit den höchsten Gesamtladungsbeträgen auf n- und p–Seite bilden das erste Paar, die mit den zweithöchsten Ladungen das zweite usf., bis keine Paare mehr zu bilden sind. In Abbildung 3.8 sind die Ladungen der jeweils ersten Paare eines Runs gegeneinander aufgetragen.

Zusammen mit den Werten für das mittlere Rauschen der Kanäle in einem Cluster definiert man über die Gesamtladung des Clusters

$$Q_{\mathrm{Cluster}} = \sum_{i \in \mathrm{Cluster}} p_i,$$

das Verhältnis von Signal zu Rauschen.

$$S/N = Q_{\mathrm{Cluster}} / < h >_{\mathrm{Cluster}} \tag{3.12}$$

Tabelle 3.2 enthält für alle Detektoren, nach p- und n–Seiten getrennt, die Quotienten mit der höchsten Wahrscheinlichkeit. Für den besten Detektor sind die Verteilungen dieser Größe auf beiden Seiten in Abbildung 3.9 dargestellt. Wie erwartet entsprechen die Kurven der in Kapitel 1 vorgestellten Landauverteilung.

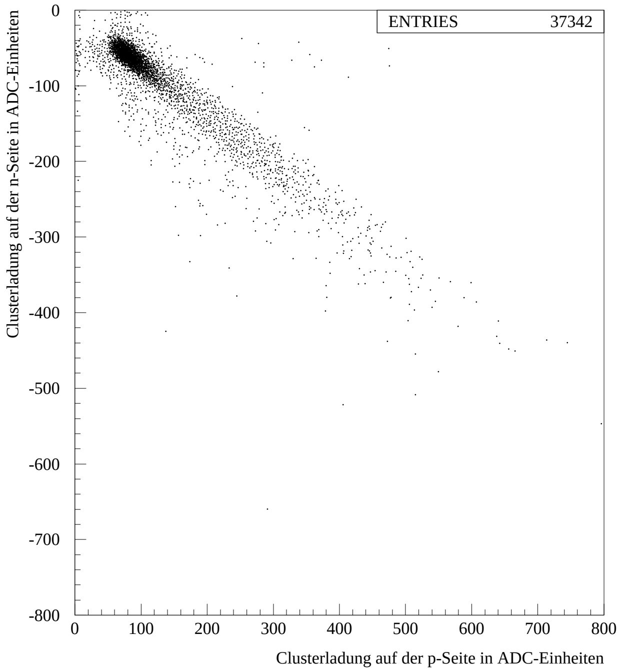


Abbildung 3.8: Korrelation der Clusterladungen auf n- und p–Seite eines Detektors

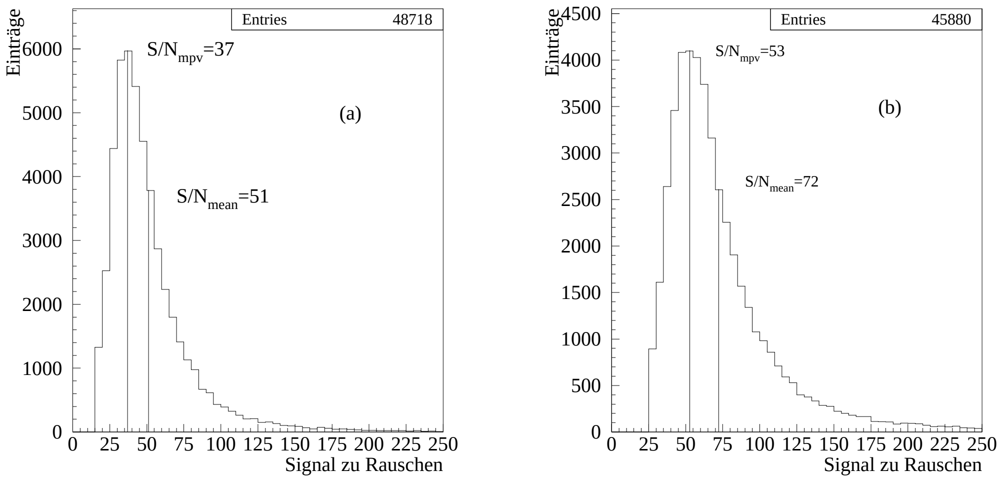


Abbildung 3.9: S/N der n–Seite (a) und p–Seite (b) auf einem Detektor

Tabelle 3.2: Signal zu Rauschen auf allen Detektoren

	S/N	
Det.	p–Seite	n–Seite
I	37	32
II	43	32
III	37	37
IV	53	37
$1/4\sum$	42.5	34.5

3.4 Ladungskorrekturen

Die Rekonstruktion der Teilchenorte basiert auf dem ladungsgewichteten Mittelwert η, der wie folgt definiert ist [18][1]:

$$\eta := \frac{p_{\mathrm{L}}}{p_{\mathrm{L}} + p_{\mathrm{R}}}, \tag{3.13}$$

wobei p_{L} und p_{R} die gemessenen Pulshöhen des Streifens mit dem höchsten Ladungsbetrag, dem Hauptstreifen, und eines Nachbarstreifens, von denen der mit dem höheren Ladungsbetrag ausgewählt wird, sind. Der Index 'R' steht für den rechten der beiden so bestimmten Streifen und 'L' für den linken.

Ist z.B. der i-te Kanal ein Hauptstreifen eines Clusters, sind folgende zwei Fälle möglich:

1. $|p_{i-1}| > |p_{i+1}| \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} p_{\mathrm{L}} = p_{i-1} \\ p_{\mathrm{R}} = p_i \end{cases}$

2. $|p_{i-1}| < |p_{i+1}| \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} p_{\mathrm{L}} = p_i \\ p_{\mathrm{R}} = p_{i+1} \end{cases}$

A priori ist keiner der Nachbarn des Hauptstreifens ausgezeichnet. Die beiden Fälle sind gleichwahrscheinlich.

3.4.1 Eigenschaften von η

Die Pulshöhen sind stets mit demselben Vorzeichen behaftet, so daß η für jeden Cluster positiv ist und im Intervall $[0, 1]$ liegt. Ist die Ladung auf dem Hauptstreifen konzentriert, geht η gegen die Grenzen des Intervalls. Bei gleichen Pulshöhen der beiden selektierten Streifen eines Clusters nimmt η dagegen den Wert $1/2$ an.

[1] Hier wird die äquivalente Definition $\eta' := \frac{p_{\mathrm{R}}}{p_{\mathrm{L}} + p_{\mathrm{R}}}$, angegeben.

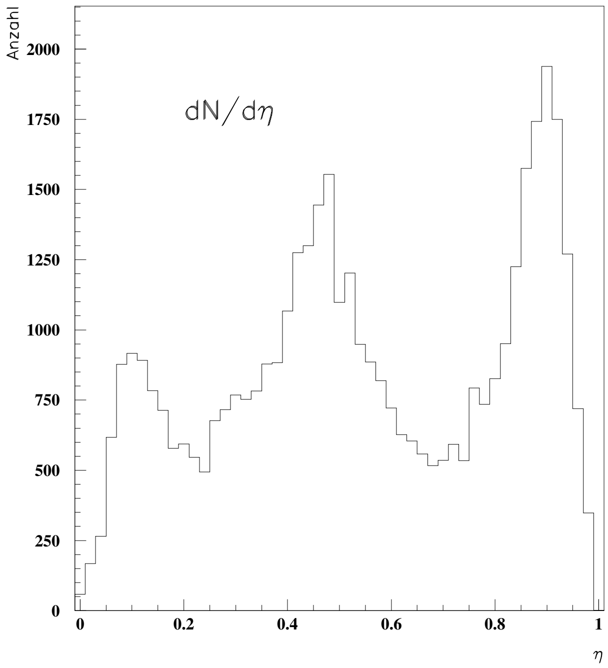


Abbildung 3.10: Häufigkeitsverteilung von η ohne Ladungskorrekturen

Setzt man wieder die Gleichberechtigung des linken und rechten Nachbarn des Hauptstreifens voraus, kann man η durch die beiden Ladungsbeträge

$$p_< = \min(|p_\mathrm{L}|, |p_\mathrm{R}|),$$

und

$$p_> = \max(|p_\mathrm{L}|, |p_\mathrm{R}|)$$

ausdrücken. Hier gibt es wieder zwei gleichwahrscheinliche Fälle:

1. $\eta = \dfrac{p_<}{p_< + p_>}$
2. $\eta = \dfrac{p_>}{p_< + p_>} = 1 - \dfrac{p_<}{p_< + p_>}$

Eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für η ist also achsensymmetrisch um $\eta = 0.5$.

In Abbildung 3.10 ist eine Häufigkeitsverteilung für η aus einem Run dargestellt. Es werden nur Ereignisse berücksichtigt, deren Cluster schmaler als vier Streifen sind, und deren Gesamtladungsbetrag eine Mindestpulshöhe nicht unter- sowie eine maximale Pulshöhe nicht überschreitet, um Verzerrungen der Verteilung durch Rauschen und δ–Elektronen zu vermeiden. In Tabelle 3.3 findet man die Schnittgrößen aller Detektorseiten. Die Verteilung ist ohne Ladungskorrekturen erstellt worden und zeigt nicht die erwartete Achsensymmetrie. Da in die Bestimmung der Symmetrie nur eine einzige Annahme (die der Gleichberechtigung der Streifen links und rechts des Hauptstreifens) einging, muß die Annahme falsch sein.

Tabelle 3.3: Signalschnitte zur Ortsrekonstruktion mit η. b_{CL} ist die maximal zulässige Streifenzahl pro Cluster, PH_{min} die minimale Pulshöhe in ADC–Einheiten und PH_{max} die maximale Pulshöhe, ebenfalls in ADC–Einheiten.

Detektor	Seite	b_{CL}	PH_{min}	PH_{max}
I	p	3	43	113
	n	3	15	85
II	p	3	52	122
	n	3	13	83
III	p	3	46	116
	n	3	39	109
IV	p	3	50	120
	n	3	31	101

Zum Zeitpunkt der Ladungssammlung auf den Detektoren ist diese Annahme aber mit Sicherheit noch erfüllt. Die parallele Signalverarbeitung in den VIKING–Chips kann ebenfalls kaum zwischen links und rechts unterscheiden. Ursache des Ungleichgewichtes kann also nur die serielle Auslese der Signale sein: Alle Signale liegen im VIKING zunächst als Ladungsmengen p_i auf den HOLD–Kapazitäten vor und werden nacheinander zu Zeiten t_i^1 mit CLOCK–Takten des Schieberegisters auf einen Bus entladen und verstärkt. Zu den Zeiten t_i^2 werden die Signale, die mit Laufzeiten t_i^3 an den Eingängen der ADC eintreffen digitalisiert. Ähnliche Asymmetrien der Pulshöhen sind bei der Auslese von Mikrostreifenzählern mit CAMEX–Chips beobachtet und mit endlichen Ab- und Anstiegszeiten der Signale erklärt worden [19]. Setzt man für beide Prozesse dieselbe Zeitkonstante τ voraus, beschreibt Gleichung 3.14 das tatsächlich gemessene Signal p_i'.

$$p_i' = p_{i-1} e^{-\Delta t_{i-1}/\tau} + p_i (1 - e^{-\Delta t_i/\tau}), \tag{3.14}$$

mit $\Delta t_i = t_i^1 - t_i^2 - t_i^3$.

Wird Δt zu klein, geht einem hohen Puls, der auf einen niedrigen folgt, ein Teil des Signals verloren, während der darauf folgende Puls höher ausfällt. Damit verzerrt man die vorher symmetrische Ladungsverteilung zu Gunsten der rechten Kanäle. Für η heißt das, daß häufiger der Kanal rechts vom Hauptstreifen ausgewählt wird, und damit die Situation $|p_{\mathrm{L}}| > |p_{\mathrm{R}}|$ gegenüber der umgekehrten Beziehung bevorzugt wird. Damit wird auch $\eta > 0.5$ öfter auftreten als $\eta < 0.5$, was mit der Beobachtung übereinstimmt.

Quantitativ kann für jede Modulseite eine Konstante α_j bestimmt werden, die dem Quotienten $\Delta t_j/\tau_j$ entspricht und mit den nach Gleichung 3.15 korrigierten Ladungen zu symmetrischen Verteilungen von η führt.

$$p_i = \left(p_i' - p_{i-1}' e^{-\alpha_j}\right) \left(1 - e^{-\alpha_j}\right)^{-1} \tag{3.15}$$

Unter der Voraussetzung, daß die Ladungskorrekturen klein sind, kann statt der tatsächlichen Ladung des vorhergehenden Streifens p_{i-1}' auch die gemessene Ladung p_{i-1} in Gl. 3.15 eingesetzt werden.

Die Zeitkonstanten $\tau_j = R_j C_j$ hängen von Gesamtwiderstand und -kapazität des Signalweges ab, wobei weder die R_j noch die C_j bekannt sind, aber für je eine Detektorseite als konstant

Tabelle 3.4: Angepaßte Exponenten für die Ladungskorrektur und nach den η–Verteilungen geschätzte Werte für Δt. Die Werte der p–Seiten beziehen sich im unverzögerten Fall nicht auf den ersten Halb–VIKING

<table>
<tr><th colspan="2"></th><th colspan="2">unverzögert</th><th colspan="2">verzögert</th></tr>
<tr><th>Detektor</th><th>Seite</th><th>α</th><th>$\Delta t/\mathrm{ns}$</th><th>α</th><th>$\Delta t/\mathrm{ns}$</th></tr>
<tr><td>I</td><td rowspan="4">n</td><td>3.2</td><td rowspan="4">~ 400</td><td>3.8</td><td rowspan="4">~ 200</td></tr>
<tr><td>II</td><td>4.3</td><td>4.2</td></tr>
<tr><td>III</td><td>4.6</td><td>4.0</td></tr>
<tr><td>IV</td><td>3.0</td><td>2.5</td></tr>
<tr><td>I</td><td rowspan="4">p</td><td>2.4</td><td rowspan="4">~ 0</td><td>5.0</td><td rowspan="4">~ 600</td></tr>
<tr><td>II</td><td>2.1</td><td>4.2</td></tr>
<tr><td>III</td><td>2.4</td><td>7.0</td></tr>
<tr><td>IV</td><td>2.1</td><td>4.8</td></tr>
</table>

angenommen werden können. Die t_j^3 hängen vom Signalweg ab und sind ebenfalls konstant für je 512 Streifen. Für alle acht Modulseiten kann nun α so lange variiert werden, bis η der erwarteten Symmetrie entspricht.

Hier muß nun zwischen zwei Daten–Kategorien unterschieden werden. Nach den ersten beiden Wochen des Teststrahls am CERN lagen die ersten Analyseergebnisse vor, die auf starke Asymmetrien in der η–Verteilung hinwiesen. Daraufhin sind die Digitalisierungszeitpunkte t_i^2, die offensichtlich zu dicht an den Signalflanken $t_i^1 + t_i^3$ lagen, um 600 ns verzögert worden. Mit diesem größeren Abstand ist die η–Verteilung für die p–Seiten deutlich symmetrischer, für die n–Seiten dagegen etwas unsymmetrischer geworden. Da gerade die p–Seiten wegen der geringeren Streifenabstände wichtig für die Ortsrekonstruktion sind, sind die Daten in den verbliebenen zwei Wochen mit verzögerter Auslese aufgezeichnet worden.

Für die Daten mit verzögerter Auslese konnte tatsächlich für je eine Modulseite ein konstantes α gefunden werden. In Tabelle 3.4 sind alle acht Werte aufgeführt. Auf den n–Seiten beträgt α im Mittel 3.6, auf den p–Seiten 5.25. Die Pulshöhe eines Hauptstreifens auf der n–Seite wird so bei der Ladungskorrektur um etwa 3 % erhöht, auf der p–Seite nur um 0.5 %. Abbildung 3.11 zeigt die η–Verteilungen eines Moduls vor und nach der Ladungskorrektur.

Für Ereignisse mit unverzögerter Auslese ist nur den n–Seiten je ein konstantes α zuzuordnen, während auf den p–Seiten eine weitere Unterscheidung vorgenommen werden muß:

Bei der Ortsrekonstruktion liefern die Streifennummern der ersten 64 Streifen (also je eines halben VIKING–Chips) eine Abweichung von exakt 50 μm. Eine Korrektur müßte jeden Kanal in diesen Bereichen mit einer um Eins niedrigeren Nummer versehen. Gleichzeitig ist die η–Verteilung für die je 64 ersten Kanäle annähernd symmetrisch, während die restlichen Kanäle die größten Symmetrieverletzungen in der η–Verteilung hervorrufen. Zum Vergleich ist in Abbildung 3.12 $dN/d\eta$ für beide Situationen dargestellt.

Dieses Verhalten kann durch die Verschiebung mindestens eines der drei Zeitpunkte t_i^1, t_i^2 und t_i^3, die sich ab $i = 512 + 64 = 576$ auf den p–Seiten auswirkt, erklärt werden. In Abbildung 3.13

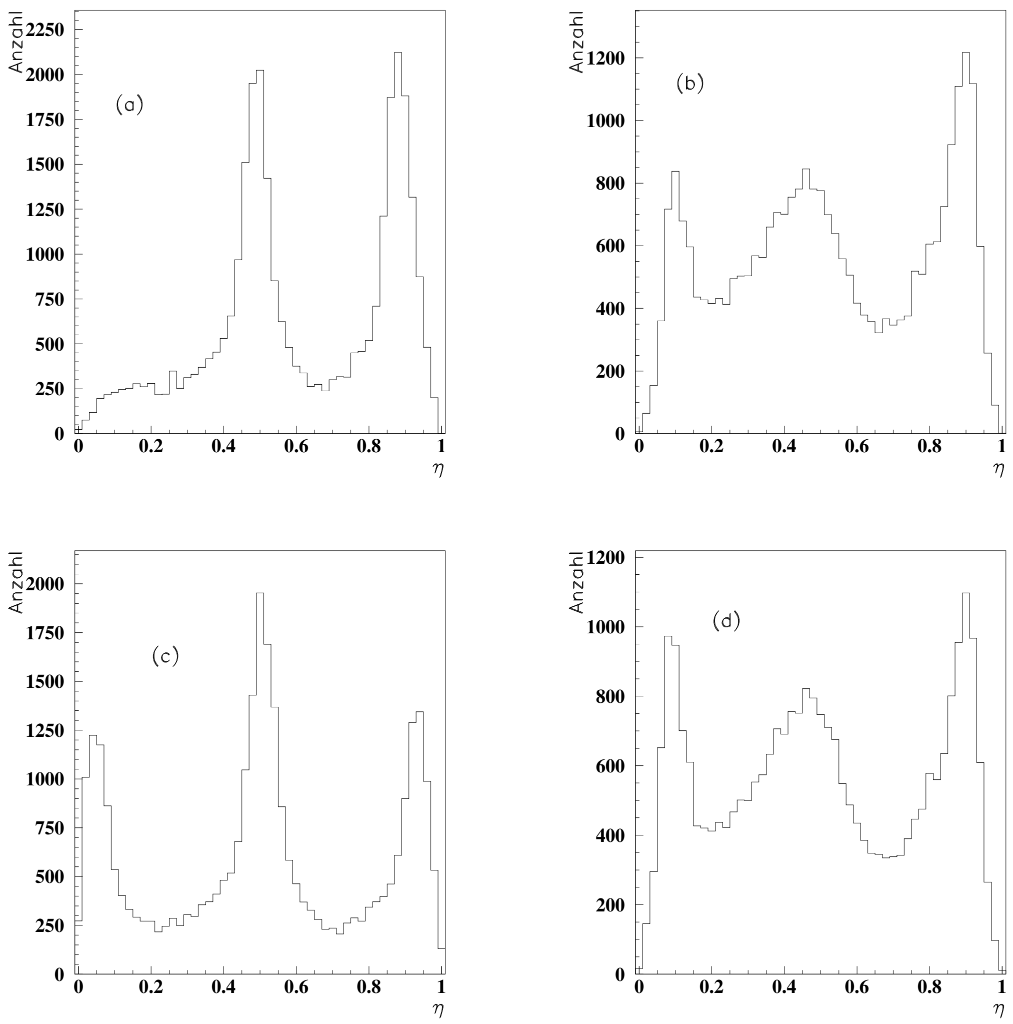


Abbildung 3.11: $dN/d\eta$ bei verzögerter Auslese. n–Seite (a) und p–Seite (b) ohne Ladungskorrektur; n–Seite (c) und p–Seite (d) mit Ladungskorrektur

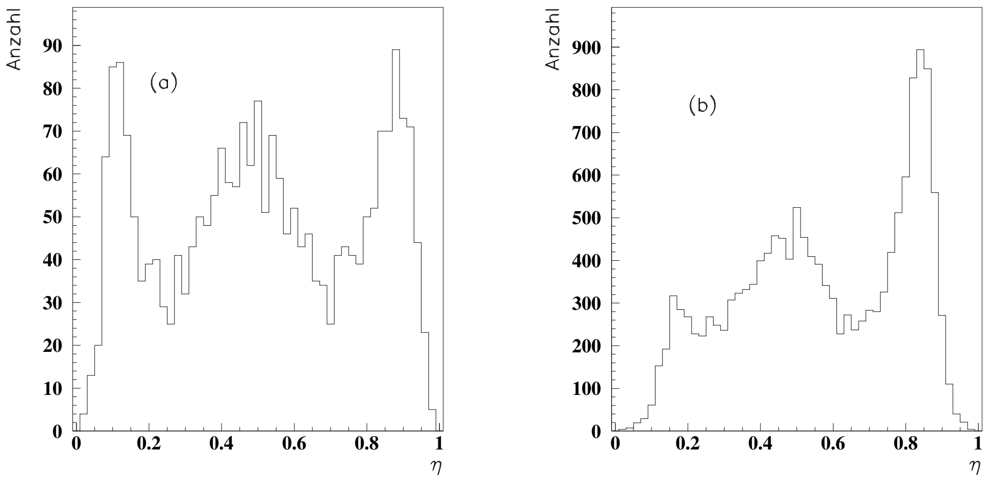


Abbildung 3.12: $dN/d\eta$ ohne Ladungskorrekturen auf Detektor I für den ersten Halb–VIKING der p–Seite (a) und die Seite ohne den ersten Halb-VIKING (b)

ist die mögliche Abfolge idealisierter Ausgangssignale und deren Digitalisierung gegen die Zeit aufgetragen. Für die ersten 64 Kanäle findet die Digitalisierung kurz vor dem Wechsel in den nächsten Kanal statt. Einflüsse des vorhergehenden Signals sind minimal, die η–Verteilung wird symmetrisch ausfallen. Der 65-te Kanal wird gar nicht ausgelesen, während alle folgenden Signale kurz nach dem Wechselzeitpunkt digitalisiert werden. Hier ist die Zeitdifferenz Δt am kleinsten, womit sich die endlichen An- und Abstiegszeiten der Signale am heftigsten auswirken und zu einer stark unsymmetrischen η–Verteilung führen.

Der Wechsel vom 63-ten zum 65-ten Kanal führt außerdem zu der beobachteten Fehlnumerierung der Kanäle. Unklar ist, ob die Zeitdifferenz kontinuierlich bis zum 64-ten Kanal abnimmt, oder nur dort einen Sprung vollzieht. Entscheidend ist aber, daß durch die Einteilung der p–Seiten in Gebiete vor und hinter dem Wechselpunkt die Bestimmung von Exponenten zur Ladungskorrektur nach Gleichung 3.14 möglich ist. Abbildung 3.14 zeigt für die beiden in Abb. 3.12 dargestellten Situationen die korrigierten η–Verteilungen, die Exponenten für die p–Seiten ohne den ersten Halb–VIKING, der keiner Korrektur bedarf, sind in Tabelle 3.4 zu finden.

Für die n–Seiten gilt in dieser Datenkategorie dasselbe, wie im Fall der um 600 ns verzögerten Auslese. Die Situationen sind zufällig vergleichbar, obwohl auch hier dieselbe Verzögerung wie auf den p–Seiten eintritt. Der Unterschied besteht darin, daß alle Kanalnummern auf den n–Seiten nach der Verzögerung um Eins zu hoch liegen. Das bedeutet, daß der Zeitpunkt der Digitalisierung in das jeweils nächste Signal verschoben worden ist. In beiden Fällen liegt er dann etwa in der Mitte des Signalfensters und führt zu vergleichbaren Exponenten für die Ladungskorrektur.

Die Auslesesequenz hat damit nur für die ersten 64 Kanäle der p–Seiten in der erwarteten Weise funktioniert. Bei einem Signalweg von 2×20 m mit einer Laufzeit von 5.8 ns/m trennen 230 ns den ADC–Takt vom VIKING–Takt. Mit einem Abstand von 600 ns zwischen den erzeugenden Taktsignalen im Sequencer, beträgt der Abstand insgesamt 830 ns. Hinzu kommen Verzöge-

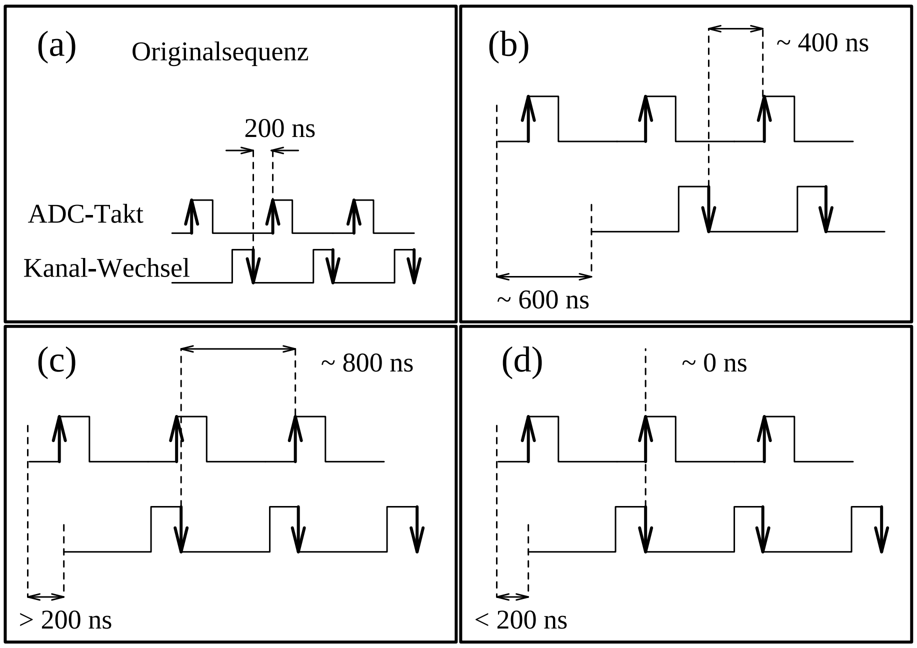


Abbildung 3.13: Zeitdifferenz zwischen ADC–Takt und Kanalwechsel bei unverzögerter Auslese. Signale am Ausgang des Sequencers (a); Auswirkung der Kabellaufzeit auf die n–Seiten (b); Auswirkungen der Kabellaufzeit auf die ersten 64 Streifen der p–Seiten (c) und die anderen Kanäle der p–Seiten (d).

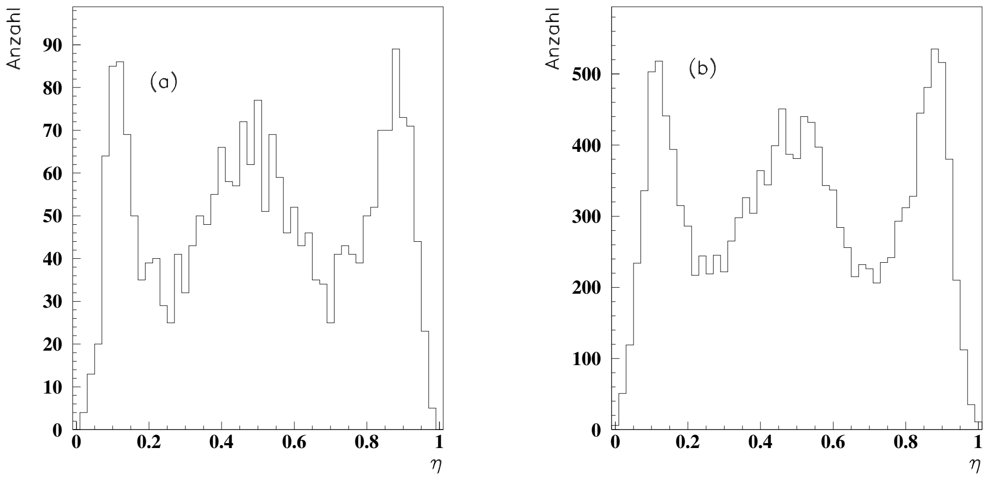


Abbildung 3.14: $dN/d\eta$ mit Ladungskorrektur für den ersten Halb–VIKING der p–Seite (a) und die Seite ohne den ersten Halb-VIKING (b)

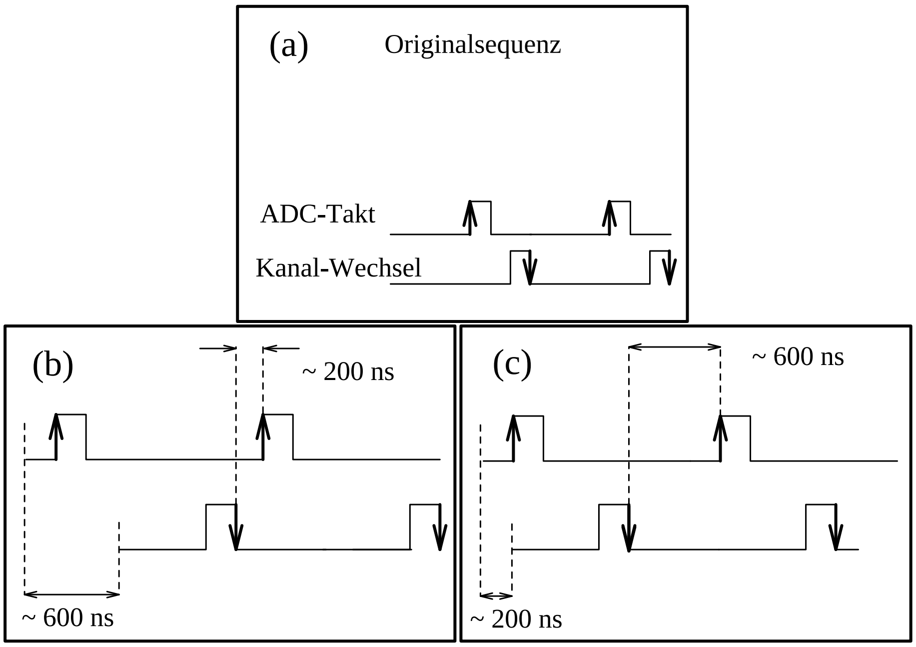


Abbildung 3.15: Zeitdifferenz zwischen ADC–Takt und Kanalwechsel bei verzögerter Auslese.Signale am Ausgang des Sequencers (a); Auswirkung der Kabellaufzeit auf die n–Seiten (b); Auswirkungen der Kabellaufzeit auf die p–Seiten

rungen durch die Steuerelektronik, die auf 10 bis 30 ns geschätzt wurden. Bei einer Dauer von 800 ns für einen Auslesezyklus, liegt ein Digitalisierungspuls etwa 40 bis 60 ns *vor* dem Kanalwechsel vom vorhergehenden zum aktuellen Kanal, so daß mit dem i-ten ADC–Takt immer der $(i-1)$-te Kanal digitalisiert wird. Aus noch ungeklärter Ursache verkürzt sich der Abstand auf unter 800 ns nach dem 64-ten Kanal der p–Seite, wonach der i-te ADC–Takt dem i-ten Signal wenige ns *nach* dem Kanalwechsel entspricht. Auf den n–Seiten liegt der Abstand trotz identischer Auslesesequenz bei etwa 1200 ns, so daß hier der i-te ADC–Takt immer auf den $(i-1)$-ten Kanal 400 ns *nach* dem Kanalwechsel fällt (siehe Abbildung 3.13).

Durch die Verlängerung der Auslesezyklen um 600 ns erreicht man für die Mehrzahl der p–seitigen Kanäle eine Verbesserung, da jetzt etwa 600 ns nach dem Kanalwechsel digitalisiert wird. Gleichzeitig verschlechtert sich die Zeitmarke der ersten 64 Streifen aber nur auf 550 statt vorher 750 ns. Der i-te n–seitige Kanal wird bei verlängerter Auslese mit dem i-ten ADC–Takt und nur noch 200 ns nach dem Kanalwechsel digitalisiert. Diese Situation zeigt Abbildung 3.15.

Der Vergleich der Exponenten in Tabelle 3.4 mit den geschätzten Zeitmarken bestätigt die Schätzung. Nur für die n–Seite muß trotz der verkürzten Zeitdifferenz kein kleineres α zur Korrektur benutzt werden. Vermutlich gibt Gleichung 3.14 nur näherungsweise die Ladungsänderung bei zu schneller Auslese wieder.

In allen Fällen führt die Ladungskorrektur aber zu vergleichbaren η–Verteilungen, so daß für beide Datenkategorien die gleiche Ortsauflösung erzielt wird.

3.5 Ortsrekonstruktion

Seien (X_r, Y_r) die Koordinaten des Teilchendurchstoßes auf einem Detektor relativ zu den Koordinaten des Schnittpunktes der ersten Streifen auf der p- und der n–Seite. (X_p, Y_n) seien die Koordinaten des Streifenpaares, das jeweils in Richtung des ersten Streifens dem Durchstoßpunkt des Teilchens am nächsten kommt. Sind nun mit den Streifenabständen Δx und Δy auf der p- bzw. n–Seite die Größen

$$d_p := (X_r - X_p)/\Delta x \quad \text{und} \quad d_n := (Y_r - Y_n)/\Delta y, \tag{3.16}$$

auf dem Intervall $[0,1]$ gleichverteilt, kann mit Hilfe der η–Verteilungen auf p- und n–Seite des betreffenden Detektors und den ηs des aktuellen Ereignisses der Ort (X_r, Y_r) rekonstruiert werden [18].

Das Ladungsmittel η bildet die Menge der Ereignisse auf das Intervall $[0,1]$ ab. Aus der Häufigkeitsverteilung von η muß nun umgekehrt die Abbildung gefunden werden, die jedem η, eine Zahl zwischen 0 und 1 so zuweist, daß eine Gleichverteilung resultiert. Diese Zahl ist dann ein Maß für den Abstand des gesuchten Spurpunktes von einem der Streifen, deren Pulshöhen in η eingehen. Die gesuchte Abbildung findet man durch die Integration von $dN/d\eta$:

$$F(\eta') = \int_0^{\eta'} \frac{dN}{d\eta} d\eta \tag{3.17}$$

Nach Normierung auf die Gesamtzahl der Teilchen N_0, für die die η–Verteilung erstellt wurde, und Multiplikation mit dem Streifenabstand Δx ergibt sich der Durchstoßort des Teilchens zu:

$$X_r = X_R - \frac{\Delta x}{N_0} F(\eta), \tag{3.18}$$

wobei X_R die Position des rechten der beiden zur Berechnung von η verwandten Streifen ist.

Statt des Integrals in Gleichung 3.17 wird aus jeder η–Verteilung die Summe

$$F'(\eta') = \sum_{i=0}^{\eta'/b} N_i$$

gebildet, wobei b die Binbreite und N_i die Anzahl der Ereignisse im i-ten Bin der Häufigkeitsverteilung von η ist. Der auf Δx normierte, zu $dN/d\eta$ in Abbildung 3.11(c) gehörende Graph von F' ist in Abbildung 3.16 zu sehen.

Abbildung 3.17 zeigt eine Häufigkeitsverteilung für $F'(\eta)$. Nach Konstruktion muß diese Größe gleichverteilt sein. Das gilt auch wenn d_n und d_p nicht gleichverteilt sind. Sie dient damit nur der Überprüfung der Methode und nicht der Überprüfung der tatsächlichen Verteilung der Durchstoßorte. Ist die Gleichverteilungshypothese aber korrekt, gibt die Abbildung auch die Verteilung der Teilchen zwischen je zwei Streifen wieder.

Diese Methode kann auch bei asymmetrischen η–Verteilungen angewandt werden, führt dann aber zu höheren Schwankungen in der Ortsauflösung zwischen den Streifen. Die endliche Binbreite der F'–Verteilung führt zu Ungenaugikeiten in der Ortsauflösung:

$$\Delta d_i = \frac{\Delta x}{N_0}(F'_i - F'_{i-1})/2,$$

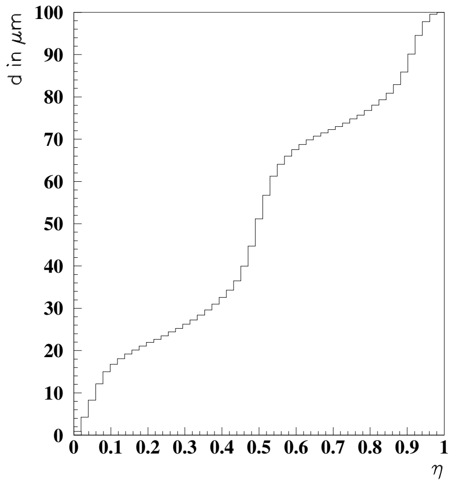


Abbildung 3.16: $d_n(\eta) = \frac{\Delta x}{N_0} F'(\eta)$

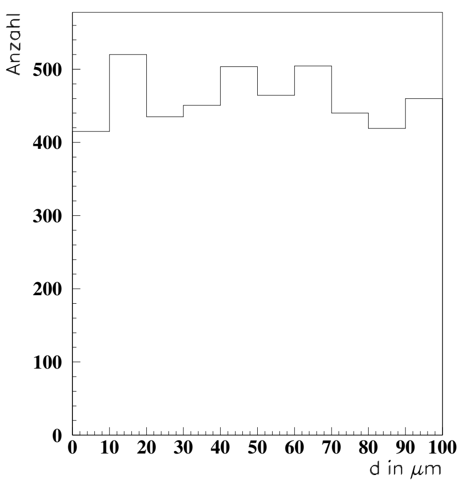


Abbildung 3.17: Typischer Verlauf von dN/dF'

Sie wird mit wachsendem Gradienten größer. Je asymmetrischer nun die η-Verteilung ausfällt, um so größer werden die Beträge der Gradienten von F' für bestimmte Werte von η. Durch die in Abschnitt 3.4 beschriebenen Ladungskorrekturen ist dies vermieden worden.

3.6 Ladungsdiffusion

Mit η gelingt nicht nur die Ortsrekonstruktion, sondern auch die Berechnung der Verteilung der durch die Ionisation entstandenen Ladungsträger nach deren Drift zu den Signalstreifen. Für den Fall der Auslese jedes Detektorstreifens, ist der Zusammenhang von η–Verteilung und Ladungsverteilung aufgestellt worden [18]. Wird nur jeder n-te Streifen ($n \geq 2$) ausgelesen, sind kapazitive Kopplungen zu berücksichtigen. In guter Näherung erfüllt ein einfaches Modell diesen Zweck [19]. Die Streifen können wie im Ersatzschaltbild 3.18 durch ein Netzwerk aus Kapazitäten dargestellt werden. Die auf Streifen i gesammelte Ladung Q_i induziert auf den Streifen 0 und n die Spiegelladungen

$$Q_0^s = \frac{n-i}{n} Q_i \quad \text{und} \quad Q_n^s = \frac{i}{n} Q_i. \tag{3.19}$$

Diese Beziehung gilt nur näherungsweise, da auch auf den Detektorkapazitäten Ladung gesammelt wird, die dem nachweisbaren Signal verloren gehen. Es ist daher notwendig, die Auslesekapazitäten C_A deutlich größer als C_D und und C_S zu wählen. Im Fall des Teleskops sind die Detektorkapazitäten nur für zwei der vier Detektoren bekannt. Danach liegt die Kapazität zwischen je zwei Streifen bei $C_{S_n} = 4.5\,\mathrm{pF}$ auf n–Seiten und $C_{S_p} = 9.1\,\mathrm{pF}$ auf p–Seiten. Die Detektorkapazität ist zu $C_D = 1\,\mathrm{pF}$ abgeschätzt worden [1]. Bei einer Auslesekapazität von $C_A = 160\,\mathrm{pF}$ gilt Gleichung 3.19 daher in guter Näherung. Dabei ist für alle Detektorseiten des Teleskops $n = 2$, d.h. jeder zweite Streifen wird ausgelesen.

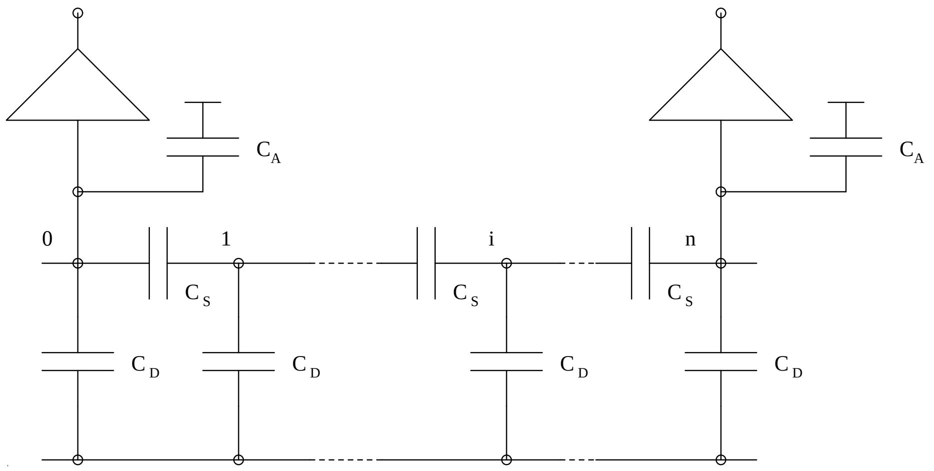


Abbildung 3.18: Ersatzschaltbild für Detektoren mit kapazitiv gekoppelten Streifen. Der 0-te und der n-te Streifen werden über C_A ausgelesen. Die $n-1$ Zwischenstreifen sind über die Kapazitäten C_S gekoppelt. Jeder Streifen verliert außerdem einen Teil des Signals an die Detektorkapazität C_D.

$f(\zeta)$ sei die eindimensionale Projektion der Ladungsdichte in der Ebene der Auslesestreifen, an der Stelle $\zeta + x_0$, wenn x_0 der Durchstoßort des Teilchens ist. Die beiden dem Durchstoßort des Teilchens benachbarten Streifen (einer davon ist immer ein Zwischenstreifen) seien mit 'l' für links und 'r' für rechts von x_0 indiziert. Es wird nur der Fall betrachtet, daß der linke Streifen ein Zwischenstreifen ist (siehe Abbildung 3.19). Für den anderen Fall ergibt sich die Ladungsverteilung dann zu

$$f(\zeta)_{\mathrm{r}} = f(-\zeta)_{\mathrm{l}}. \tag{3.20}$$

Es gilt nun:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\zeta)\, d\zeta = 1 \tag{3.21}$$

$$Q_{\mathrm{l}} \propto \int_{-\infty}^{-x_0} f(\zeta)\, d\zeta \tag{3.22}$$

$$Q_{\mathrm{r}} \propto \int_{-x_0}^{+\infty} f(\zeta)\, d\zeta \tag{3.23}$$

Gl. 3.21 ist die Eigenschaft einer Dichte mit Normierung auf 1, und Gl. 3.22 und 3.23 drücken die primäre Ladungssammlung auf zwei Kanälen aus. Da die Ladungsdiffusion auf diese beiden Streifen beschränkt wird, kann das Integral ins Unendliche ausgedehnt werden. Durch den Mechanismus der kapazitiven Kopplung resultieren auf den Auslesestreifen, die wie oben durch 'L' und 'R' gekennzeichnet werden, folgende Ladungen:

$$p_{\mathrm{L}} \propto \frac{1}{2} Q_{\mathrm{l}} \quad \text{und} \quad p_{\mathrm{R}} \propto \frac{1}{2} Q_{\mathrm{l}} + Q_{\mathrm{r}} \tag{3.24}$$

Mit der Definition 3.13 von η und nach Einsetzen der Gleichungen 3.21, 3.22 und 3.23 folgt:

$$\eta = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{-x_0} f(\zeta)\, d\zeta \tag{3.25}$$

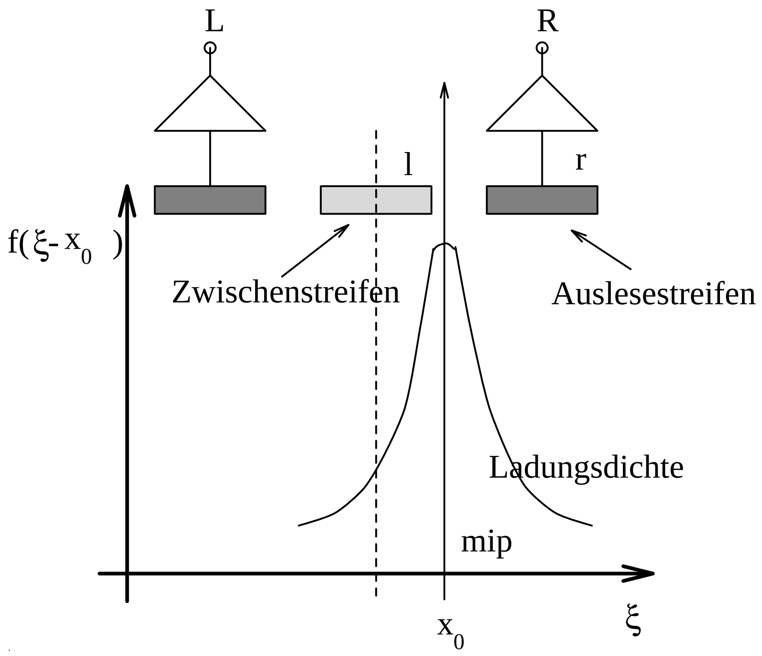


Abbildung 3.19: eindimensionale Projektion der Ladungsverteilung in der Auslesebene

Daraus folgt:

$$\frac{d\eta}{dx_0} = \frac{1}{2} f(-x_0) \tag{3.26}$$

Aus der Gleichverteilung der einfallenden Teilchen folgt nun:

$$\frac{dN}{d\eta} = \frac{dN}{dx_0}\frac{dx_0}{d\eta} = \frac{N_0}{\Delta x}\frac{2}{f(-x_0)} \tag{3.27}$$

und damit ergibt sich aus den bekannten Häufigkeitsverteilungen von η die Ladungsdichte f. In Abbildung 3.20 sind die Ladungsverteilungen des vierten Detektors dargestellt. Die Diffusionsbreiten liegen bei etwa

$$\Gamma_p = 14.5\,\mu\text{m} \quad \text{und} \quad \Gamma_n = 25\,\mu\text{m}$$

auf der p- bzw. n–Seite. E. Belau et al. [18] kommen bei einem Streifenabstand von $20\,\mu$m (zu vergleichen mit $25\,\mu$m und $50\,\mu$m auf p- bzw. n–Seiten der Teleskopdetektoren) bei Versorgungsspannungen von 120 Volt bzw. 200 Volt auf folgende Werte:

$$\Gamma(120\,\text{V}) = 6\,\mu\text{m} \quad \text{und} \quad \Gamma(200\,\text{V}) = 4.5\,\mu\text{m}$$

Die Diffusionsbreite sinkt also mit steigender Versorgungsspannung. Die niedrige Versorgungsspannung des vierten Moduls von 48 Volt erklärt so die gemessenen großen Diffusionsbreiten.

3.7 Alignement der Module

In guter Näherung lassen sich die Trajektorien der hochenergetischen Myonen und Elektronen, als Geraden beschreiben. Ungenauigkeiten in der Ortsauflösung und Abweichungen von

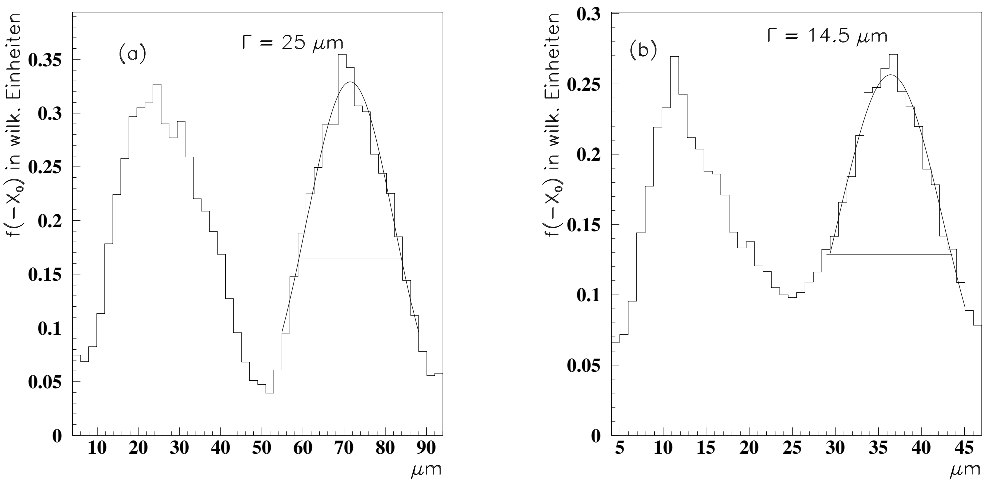


Abbildung 3.20: Ladungsverteilung ionisierender Teilchen auf Detektor IV. Die beiden Verteilungen pro Bild entsprechen links von der Mitte des Zwischenstreifens einfallenden Teilchen (rechts im Bild) und rechts der Mitte einfallenden Teilchen (links im Bild). (a): n–Seite; (b): p–Seite

der idealen Geradenspur durch Coulomb–Vielfachstreuung, stellen Gaußsche Fehler der gemessenen Koordinaten dar. Man bestimmt nun die Lage der Detektorebenen im Raum, für die die Abweichungen der gemessenen Koordinaten von einer mittleren Geraden durch die vier gemessenen Punkte jedes Ereignisses minimal ist.

Nur Ereignisse, die auf allen acht Detektorseiten ein Signal hinterlassen haben werden berücksichtigt. Geht man von einem vollständigen Parametersatz aus, der Verschiebungen und Verkippungen der Detektoren beschreibt, kann zu jedem Ereignis die Differenz des gemessenen Ortes auf einem Detektor und des durch die drei anderen Detektoren vorhergesagten Ortes auf diesem Detektor betrachtet werden. Diese Größe wird im folgenden als 'Residuum' bezeichnet.

Zu unterscheiden sind nun zwei Koordinatensysteme $K^{i\prime}$ und K^i für jeden Detektor i. $K^{i\prime}$ ist das lokale Koordinatensystem, das die Trefferkoordinaten $(X^{i\prime}, Y^{i\prime}, Z^{i\prime})$ enthält, die direkt aus den Streifennummern und den gemessenen η–Werten eines Clusterpaares nach Gleichung 3.18 gebildet werden:

$$\begin{aligned} X^{i\prime} &= X_R - \frac{\Delta x}{N_0} F(\eta_x), \\ Y^{i\prime} &= Y_R - \frac{\Delta y}{N_0} F(\eta_y) \quad \text{und} \\ Z^{i\prime} &= 0. \end{aligned} \tag{3.28}$$

Durch Transformation mit einer Rotationsmatrix A^i, die die Abweichung des i-ten Detektors von der idealen orthogonalen Lage (siehe Abbildung 3.1) beschreibt, und Verschiebung um einem Verschiebungsvektor $\vec{v^i}$, geht $K^{i\prime}$ in K^i, das globale Koordinatensystem des i-ten Detektors über:

$$K^i = A^i K^{i\prime} - \vec{v^i}. \tag{3.29}$$

Als Meßwerte werden nun die Punkte (X^i, Y^i, Z^i) in den ungestrichenen Koordinatensystemen betrachtet.

Gesucht sind also die Drehmatrizen A und die Verschiebungsvektoren $\vec{v}$ der Module. Dabei sind drei Parameterkategorien, die in A und $\vec{v}$ eingehen, zu unterscheiden. Die erste Kategorie bilden solche Verschiebungen und Verdrehungen der Detektoren, die starke Abweichungen der rekonstruierten von den gemessenen Orten hervorrufen und leicht durch die Daten bestimmt werden können. Hierzu zählen Verschiebungen in den Detektorebenen $(\vec{v})_x$ und $(\vec{v})_y$ sowie Drehungen um Φ um die Strahlachse z. Die zweite Kategorie wirkt sich schwächer auf die Residuen aus und kann in einer zweiten Iteration aus den Daten bestimmt werden. Die Drehungen um Θ_x und Θ_y um die beiden zur Strahlrichtung orthogonalen Achsen x und y gehören in diese Kategorie. Die Abstände der Module in z–Richtung werden nicht aus den Daten bestimmt, da hier nur Genauigkeiten von einigen cm erreicht werden, während die direkte Vermessung mindestens auf 0.5 mm genau ist. Sie bilden die dritte Kategorie.

3.7.1 Definition des Residuums

Für jedes Ereignis werden acht Geradengleichungen g_x^i und g_y^i aufgestellt, vier in der xz–Ebene und vier in der yz–Ebene. Steigungsvektor und Anbindepunkt der i-ten Geraden in der xz–Ebene werden aus den Meßpunkten X^j aller Detektoren mit Ausnahme des i-ten nach Gleichung 3.30 und 3.31 berechnet. Dieses Verfahren minimiert ein χ^2, das definiert ist als die Summe der Abstandsquadrate der Meßpunkte zur Geraden. Jeder Meßpunkt wird dabei mit seinem Fehler, also der Auflösung des Detektors in x–Richtung, gewichtet. Mehr zur Methode der kleinsten Fehlerquadrate findet man u.a. in [20].

$$\begin{aligned} g_x^i &: \quad X = m_x^i Z + a_x^i \\ m_x^i &= \frac{< ZX >_i - < Z >_i < X >_i}{< Z^2 >_i - < Z >_i^2} \qquad (3.30) \\ a_x^i &= < X >_i - m_x^i < Z >_i \qquad (3.31) \end{aligned}$$

Dabei wird gewichtet gemittelt:

$$< R >_i := \frac{\sum_{j \in \mathrm{I}_i} R^i/\sigma_i^2}{\sum_{j \in \mathrm{I}_i} 1/\sigma_i^2} \quad \text{mit} \quad \mathrm{I}^i = \{j \in \{1,2,3,4\} | j \neq i\}, \qquad (3.32)$$

wobei σ_i die Ortsauflösung des i-ten Detektors in x–Richtung ist. Die y–Richtung wird analog behandelt [2].

Die Definition der Residuen auf dem i-ten Detektor für ein Ereignis lautet dann:

$$\begin{aligned} \mathrm{Res}_x^i &:= X_{\mathrm{rek}}^i - X^i \quad , \quad X_{\mathrm{rek}}^i = m_x^i Z_i + a_x^i \qquad (3.33) \\ \mathrm{Res}_y^i &:= Y_{\mathrm{rek}}^i - Y^i \quad , \quad X_{\mathrm{rek}}^i = m_y^i Z_i + a_y^i \qquad (3.34) \end{aligned}$$

[2] Da die Auflösung in x- und y–Richtung verschieden ist, sind auch die $< Z >_i$ und alle anderen Z–abhängigen Mittelwerte für x- und y–Richtung verschieden.

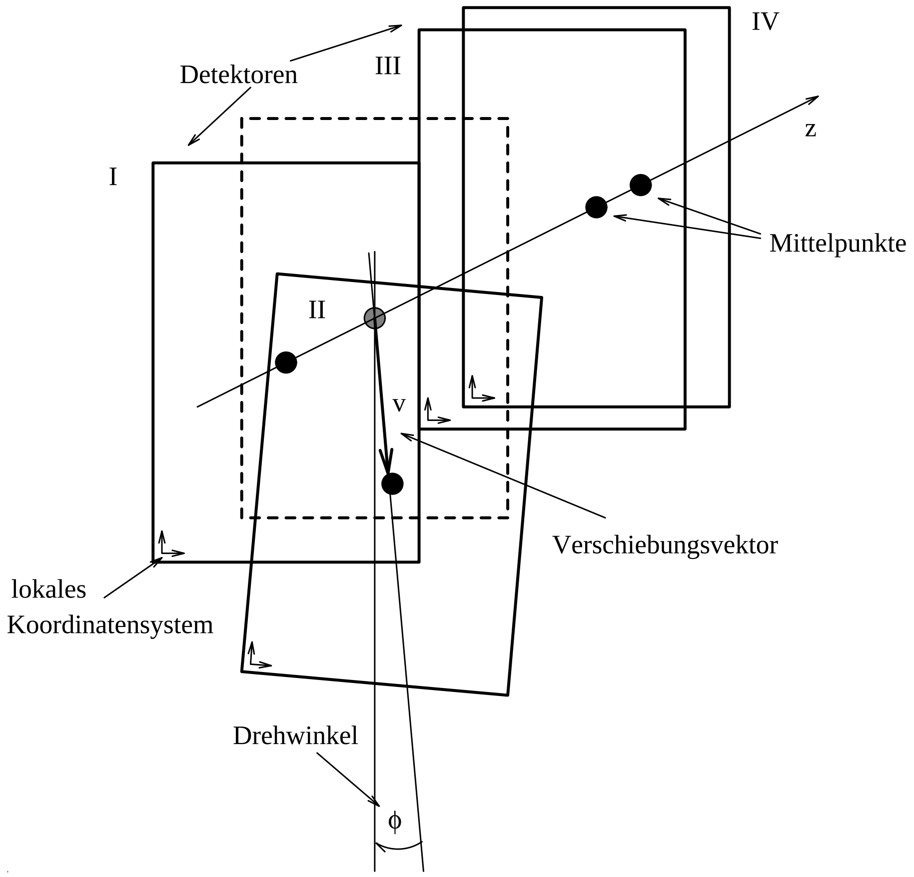


Abbildung 3.21: System aus vier Ebenen, von denen nur eine von der Ideallage abweicht: Das zweite Modul ist um $\vec{v}$ verschoben, und um den Winkel Φ um die z–Achse gedreht.

3.7.2 Eigenschaften der Residuen

Unter der Annahme, daß für drei der vier Detektoren bereits ein richtiger Parametersatz gefunden wurde, läßt sich anhand der Bestimmung der verbleibenden Parameter mit Hilfe der Residuen ein iteratives Verfahren zur Bestimmung aller Parameter erläutern [21]. Abbildung 3.21 zeigt eine konstruierte Situation, in der nur das zweite Modul um die z–Achse verdreht und in x- und y–Richtung verschoben sein soll. Die Abstände der Module seien bekannt.

Die Geraden g_x^2 und g_y^2 beschreiben also im Mittel die Teilchenspuren am besten, während die anderen Geraden durch die fehlerhaften Meßpunkte des zweiten Detektors systematisch von der besten Geraden abweichen. Abbildung 3.22 zeigt eine mögliche Verteilung der Residuen Res_x^2 in Abhängigkeit von X^2 und Y^2, die mit einem Simmulationsprogramm[3] erstellt wurden. Da noch kein Parameter für den zweiten Detektor bestimmt worden ist, gilt:

$$A^2 = E_3 \quad \text{und} \quad \vec{v^2} = \vec{0} \quad \Rightarrow \quad X^2 = X^{2\prime}, \tag{3.35}$$

[3] Das Simmulationsprogramm liefert für beliebige Detektoranordnungen unter Berücksichtigung der Coulomb–Vielfachstreuung die Durchstoßpunkte der Teilchen durch die Detektorebenen. Die richtigen Koordinaten werden mit einer Gaußschen Auflösungsfunktion „verschmiert“, um die endliche Auflösung der Detektoren zu beschreiben.

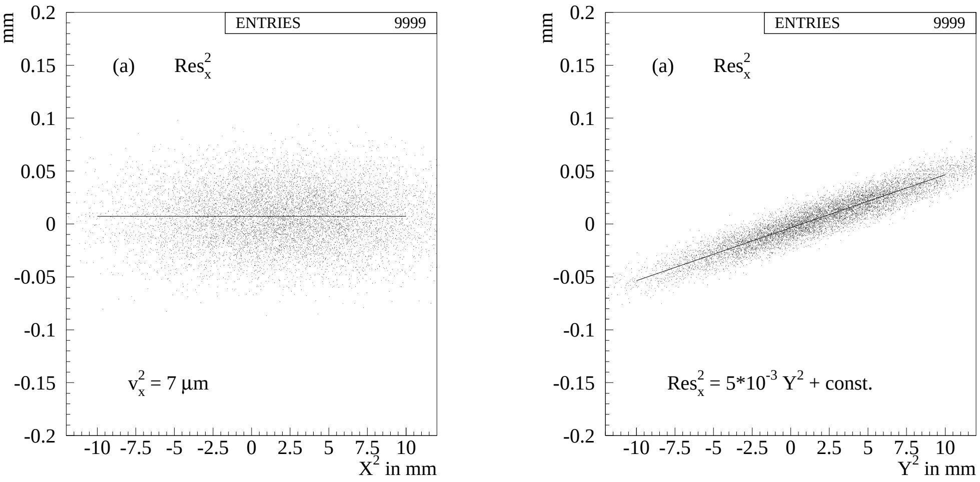


Abbildung 3.22: Res_x^2, ohne Anpassung der Parameter an die Verschiebung und Verdrehung des zweiten Moduls. (a): Abhängigkeit des Residuums von X^2. (b): Abhängigkeit des Residuums von Y^2. Diese Daten sind mit einem Simulationsprogramm erstellt worden.

wobei E_3 die Einheitsmatrix ist. Hätte man X^2 richtig bestimmt, verschwänden die Residuen im Mittel und zeigten keinerlei Abhängigkeit vom Meßpunkt. Tatsächlich beobeachtet man, daß Res_x^2 im Mittel um $7\,\mu$m zu hoch liegt und linear mit Y^2 ansteigt. Die Y–Abhängigkeit führt außerdem zu einer Verbreiterung der Verteilung in Abbildung 3.22(a). Im Mittel gilt

$$X^2_{\mathrm{rek}} = \cos\Phi\, X^{2\prime} - \sin\Phi\, Y^{2\prime} - \vec{v}^{\,2}_x .$$

Für kleine $|\Phi|$ folgt:

$$\mathrm{Res}^2_X = -\sin\Phi\, Y^{2\prime} - \vec{v}^{\,2}_x .$$

Falls $Y^{2\prime}$ um Null verteilt liegt, liegt das Residuum um

$$\overline{\mathrm{Res}^2_X} = -\vec{v}^{\,2}_x$$

verteilt, wie Abbildung 3.22(a) zeigt. Die Steigung einer Geraden durch die Verteilung der Punkte in Abbildung 3.22(b) ergibt sich zu

$$m_\Phi = \frac{\mathrm{Res}_x^2(Y_1^{2\prime}) - \mathrm{Res}_x^2(Y_2^{2\prime})}{\mathrm{Y}_1^{2\prime} - \mathrm{Y}_2^{2\prime}} = -\sin\Phi . \tag{3.36}$$

Die nächste Iteration benutzt daher $7\,\mu$m als Verschiebung in x–Richtung und eine Drehung von $-5\,$mrad um die z–Achse zur Bestimmung von X^2 aus $(X^{2\prime}, Y^{2\prime})$. Liegen die $Y^{2\prime}$ nicht gleichmäßig um Null verteilt, induziert die Drehung auch eine Verschiebung in x–Richtung. Durch eine weitere Iteration wird auch diese Verschiebung berücksichtigt.

Analog kann auch eine Drehung um die y–Achse um den Winkel Θ_y aus der Steigung m_{Θ_y} der Residuen Res_x^2 in Abhängigkeit von X^2 ermittelt werden. Hier gilt

$$m_{\Theta_y} = \cos\Theta_y - 1 . \tag{3.37}$$

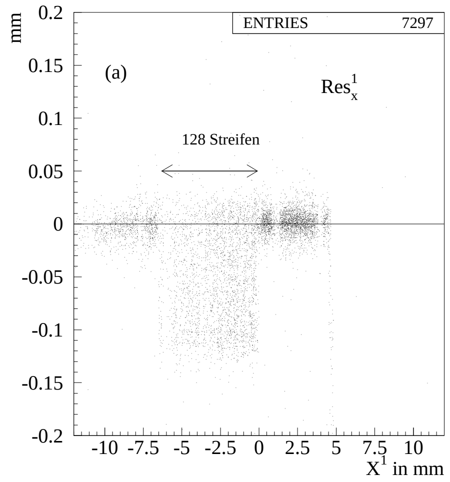


Abbildung 3.23: Residuen auf Detektor I in x–Richtung

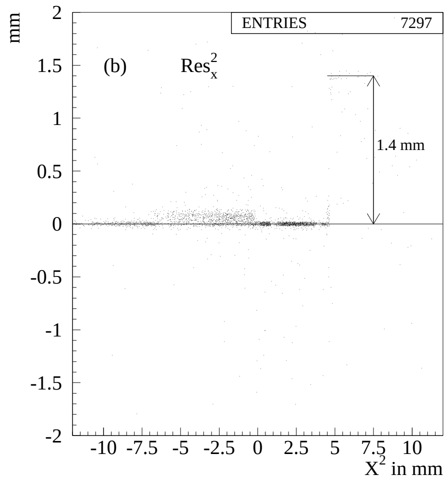


Abbildung 3.24: Residuen auf Detektor II in x–Richtung

Das Verfahren konvergiert auch, wenn keiner der Parameter (mit Ausnahme des Abstandes der Module) bekannt ist. Die Lösungen sind allerdings nicht eindeutig. So kann man alle vier Module um den gleichen Vektor $\vec{w}$ verschieben, ohne χ^2 zu verändern. Auch gleichsinnige Drehungen der Module sind ohne Auswirkungen auf χ^2 möglich. Legt man eines der Module willkürlich fest, ist man nur noch in der Wahl des Strahlwinkels in der xz- und der yz–Projektion ungebunden. Legt man auch diese beiden Winkel fest, ist die Lösung eindeutig.

3.7.3 Rekonstruktionsfehler

Vor der eigentlichen Eichung der Detektorpositionen nach dem eben vorgestellten Verfahren sind einige Rekonstruktionsfehler durch übersprungene oder falsch angeschlossene Kanäle mit Hilfe der Residuen entdeckt und behoben worden. In Abbildung 3.23 sieht man die Verteilung der Residuen Res_x^1 in Abhängigkeit der Meßwerte X^1. Im Bereich eines VIKING–Chips ist die Verteilung mit $100\,\mu$m Breite deutlich schlechter als in den restlichen Bereichen des Detektors. Erst auf der groben Skala der Abbildung 3.24, in der Res_x^2 gegen X^2 aus demselben Run aufgetragen ist, erkennt man einen Sprung in der Verteilung der Residuen um 1.4 mm. Die Verbreiterung der Verteilung auf dem ersten Detektor wirkt sich auch hier aus, fällt aber nicht mit den Grenzen eines Auslesechips zusammen. Beide Effekte sind durch einfache Fehler in den Anschlüssen der Kanäle des Detektors zu erklären.

So sind auf Detektor II 14 Kanäle übersprungen worden, die wegen der mechanischen Halterung dieses Moduls nicht angeschlossen werden konnten. Es ist aber nicht sinnvoll, auch im Auslesechip an dieser Stelle eine Lücke zu lassen. Da die Nummer des Auslesekanals in der Analyse statt der echten Streifennummer für die Rekonstruktion der Streifenposition benutzt wird, liegt hier ein Sprung um $14 \times 100\,\mu\mathrm{m} = 1.4\,\mathrm{mm}$ vor.

Die Verbreiterung aller Residuen eines VIKING–Chips auf dem ersten Detektor resultiert aus

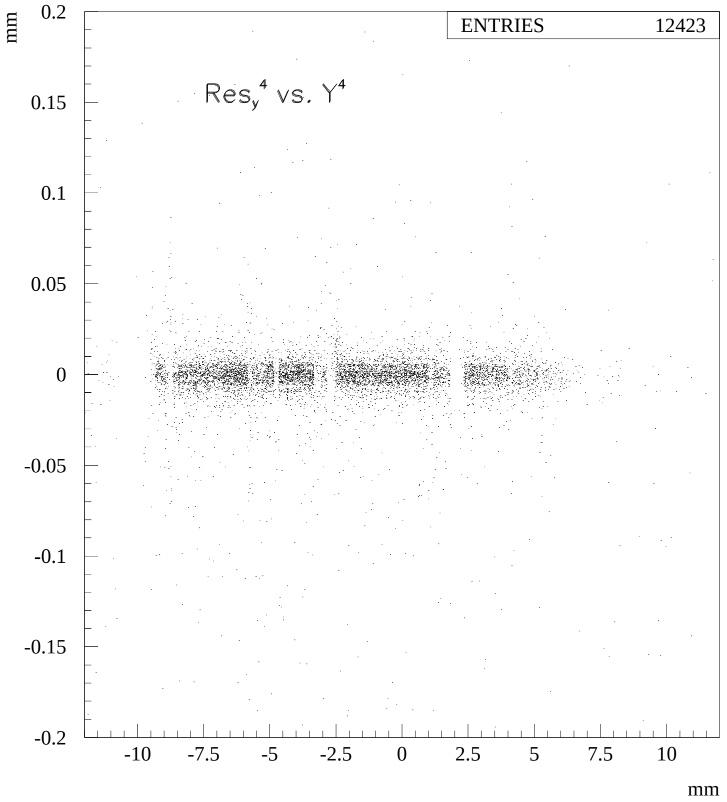


Abbildung 3.25: Residuen–Verteilung nach allen Korrekturen und der Anpassung der Drehwinkel und des Verschiebungsvektors auf Detektor IV. Lücken entstehen durch stark rauschende Kanäle, die nicht berücksichtigt werden.

der Tatsache, daß Anschlüsse benachbarter Detektor–Kanäle auf dem VIKING nicht nebeneinander sondern hintereinander liegen. In der ersten Anschlußreihe liegen z.B. alle Kanäle mit einer geraden Nummer, während in der zweiten Reihe nur Kanäle mit ungeraden Nummern angeschlossen sind. Vertauscht man nun irrtümlich die geraden und ungeraden Kanäle, liest man später die Streifen in der Reihenfolge $2, 1, 4, 3, 6, 5, 8, 7, 10, \ldots$ aus. Genau dies ist bei einem nachträglich ersetzten VIKING des ersten Detektors eingetreten [22].

Beide Fehler sind durch entsprechende Korrekturen (Addition von 14 im ersten Fall; Umnumerierung im zweiten Fall) behoben worden. Alle bisher vorgestellten Ergebnisse in dieser Arbeit, sowie alle weiteren, beziehen sich mit Ausnahme der Abbildungen 3.23 und 3.24 auf bereits korrigierte Daten. Eine typische Verteilung der Residuen nach allen Korrekturen [4] zeigt Abbildung 3.25.

[4]Eine systematische Suche nach den kurzgeschlossenen Kanälen steht noch aus.

Tabelle 3.5: Verschiebungsvektoren und Drehwinkel der Module in einem fest definierten Bezugssystem (siehe Text)

Detektor Parameter	I	II	III	IV
x/mm	0.0734	8.1500	4.7140	0.0
y/mm	-2.4475	2.9980	-4.5440	0.0
z/mm	2162.0	1946.0	16.0	0.0
Φ/mrad	-0.3	3.0	-2.5	0.0
$\lvert\Theta_x\rvert$/mrad	0.0	16.0	0.0	17.0
$\lvert\Theta_y\rvert$/mrad	0.0	0.0	13.0	0.0

3.7.4 Fehler der Methode

Für jeden Run kann man nun ein Bezugssystem wählen und die Drehwinkel und Verschiebungen in diesem Bezugssystem anpassen. Tabelle 3.5 faßt die so bestimmten Parameter zusammen. Die Größen gelten für ein Bezugssystem, in dem die Mitte des vierten Detektors im Ursprung liegt und die Strahlrichtung mit der z–Achse zusammenfällt. Dabei genügen von 45835 Ereignissen des gezeigten Runs 12423 Ereignisse den oben angegebenen Anforderungen.

Im Idealfall kann das Verfahren solange iteriert werden, bis alle Residuen steigungslos um Null verteilt liegen. Der statistische Fehler der Methode ist dabei sehr klein. Für einen typischen Run mit $40\,10^3$ Ereignissen bleiben nach Abzug der unbrauchbaren Treffer etwa $10\,10^3$ Ereignisse für die Alignement–Prozedur übrig. Die Breiten der Residuen–Verteilungen liegen dabei zwischen

$$\sigma^4_{\mathrm{Res}_y} = 5.6\,\mu\mathrm{m}$$

und

$$\sigma^1_{\mathrm{Res}_x} = 11.2\,\mu\mathrm{m}.$$

Mit dem größeren der beiden Werte schätzt man den Fehler des Verschiebungsvektors ab:

$$\sigma_{v_{x,y}} \simeq \frac{\sigma^1_{\mathrm{Res}_x}}{\sqrt{10\,10^3}} = 0.11\,\mu\mathrm{m} \tag{3.38}$$

Aus der Anpassung einer Geraden an die Residuenverteilung kennt man den statistischen Fehler der Steigung m:

$$\sigma_m \simeq 20\,\mu\mathrm{m/m}. \tag{3.39}$$

Damit ergibt sich der statistische Fehler von Φ zu:

$$\sigma_\Phi = \sigma_{\sin\Phi} = \sigma_m \simeq 20\,\mu\mathrm{rad} \tag{3.40}$$

und für Θ resultiert ein statistischer Fehler von

$$\sigma_\Theta = \sigma_{\arccos(m+1)} = \frac{\sigma_m}{\sqrt{m(m-2)}} \simeq \frac{1}{\sqrt{-2m}}\sigma_m. \tag{3.41}$$

Im Teleskop sind Winkel um $\Theta \simeq 15\,\mathrm{mrad}$ gemessen worden, für die mit Gl. 3.41 ein Fehler von

$$\sigma_\Theta = 1.3\,\mathrm{mrad} \tag{3.42}$$

errechnet werden kann.

Die statistischen Fehler geben die Empfindlichkeit des Teleskops in der Wahl des betreffenden Parameters wieder.

Die Anordnung der Module im Teststrahl in zwei weit entfernte Teilgruppen dicht beieinander liegender Module, führt dazu, daß sich die Residuen der Detektoren I und II sowie der Detektoren III und IV jeweils spiegelbildlich zueinander verhalten.

$$\begin{array}{lcl} \mathrm{Res}_x^3 = -\mathrm{Res}_x^4 & , & \mathrm{Res}_y^3 = -\mathrm{Res}_y^4, \\ \mathrm{Res}_x^1 = -\mathrm{Res}_x^2 & , & \mathrm{Res}_y^1 = -\mathrm{Res}_y^2 \end{array}$$

Eine Verschiebung des Detektors III um $\vec{w}$ führt auf Detektor III zu einer Verschiebung der Residuen um $-\vec{w}$, auf Detektor IV um $+\vec{w} + \vec{\Delta w}$, wobei aus den Positionen der Module in z–Richtung für $\vec{\Delta w}$ folgt:

$$\vec{\Delta w}_{3,4} \simeq \frac{Z^4 - Z^3}{Z^3 - Z^2}\vec{w} = \frac{16}{1930}\vec{w} = 0.0083\vec{w}.$$

Für die beiden anderen Module, deren Abstand größer ist, ergibt sich bei einer Verschiebung des Detektors II um $\vec{w}$:

$$\vec{\Delta w}_{1,2} \simeq \frac{Z^2 - Z^1}{Z^3 - Z^2}\vec{w} = \frac{216}{1930}\vec{w} = 0.11\vec{w}.$$

Haben die Residuenpaare nach einigen Iterationen dasselbe Vorzeichen, kann keine Verbesserung der Parameter mehr erzielt werden, da die entsprechende Korrektur für eines der beiden Module immer zu einer Verschiebung des anderen Moduls in die falsche Richtung führt.

Als systematischen Fehler der Verschiebungsvektoren einer Modulgruppe kann man dann folgende Mittelwerte angeben:

$$\sigma_{\mathrm{sys}}{}_{x,y}^{2i-1} = \sigma_{\mathrm{sys}}{}_{x,y}^{2i} = |\mathrm{Res}_{x,y}^{2i-1} + \mathrm{Res}_{x,y}^{2i}|/2 \quad , \quad i = \{1,2\}. \tag{3.43}$$

Die Fehlerabschätzungen ergeben sich damit zu:

$$\begin{array}{lcl} \sigma_{\mathrm{sys}}{}_x^{1,2} = 0.3\,\mu\mathrm{m} & , & \sigma_{\mathrm{sys}}{}_y^{1,2} = 0.1\,\mu\mathrm{m} \\ \sigma_{\mathrm{sys}}{}_x^{3,4} = 0.1\,\mu\mathrm{m} & , & \sigma_{\mathrm{sys}}{}_y^{3,4} = 0.3\,\mu\mathrm{m} \end{array}$$

Ähnlich kann man für den Winkel Φ einen systematischen Fehler aus den Steigungen m_Φ abschätzen. Im Idealfall gilt

$$m_{\Phi x}^i = -m_{\Phi y}^i \quad , \quad i = \{1,2,3,4\}.$$

Bei gleichen Vorzeichen kann kein besserer Winkel gefunden werden. Der systematische Fehler in $\sin\Phi \simeq \Phi$ ist dann:

$$\sigma_{\mathrm{sys}}{}_\Phi^i = |m_{\Phi x}^i + m_{\Phi y}^i|/2 \quad , \quad i = 1,2,3,4. \tag{3.44}$$

Tabelle 3.6: Gemessene Standardabweichungen der Residuen–Verteilungen. Ein 'p' ('n') steht hinter Werten, die auf $p(n)$–Seiten gemessen wurden.

	$\sigma_{\mathrm{Res}}/\mu\mathrm{m}$			
Detektor	x–Richtung		y–Richtung	
I	10.5	p	8.8	n
II	9.5	n	8.8	p
III	7.1	p	5.6	n
IV	7.2	n	5.6	p

Auf allen Modulen liegt dieser Wert bei

$$\sigma_{\mathrm{sys}\,\Phi} = 0.2\,\mathrm{mrad}.$$

Fehlerursache sind Abweichungen der Detektoren von der angenommenen Idealform: die Streifen in x- und y–Richtung sind nicht exakt orthogonal zueinander und die Detektorflächen sind nicht eben. Weicht z.B. der Winkel zwischen den Implantatstreifen der p- und n–Seiten eines Detektors um Φ' von $\pi/2$ ab, lassen sich die Steigungen $m_{\Phi x}$ und $m_{\Phi y}$ für diesen Detektor nicht gleichzeitig zu Null bringen. Statt dessen beobachtet man einen systematischen Fehler

$$\sigma_\Phi = \Phi'.$$

Anhand von Simmulationen dieses Effektes mit dem schon erwähnten Simmulationsprogramm, ist allerdings auch deutlich geworden, daß eine Korrektur allein aufgrund der gemessenen Abweichungen der Steigungen nicht sinnvoll ist, da nicht zu entscheiden ist, welches der beiden Module einer Teilgruppe den Fehler verursacht. Eine Vermessung der Detektoren unter dem Mikroskop bleibt daher abzuwarten.

3.7.5 Ortsauflösung

Die Varianz der Verteilung der Residuen einer Detektorseite ist von der Ortsauflösung des Detektors σ_i, dem Fehler der Extrapolation der Geraden durch die Meßpunkte der drei anderen Detektoren $\sigma_{g_x^i}$ und der Abweichung der Teilchenbahn von einer Geraden, durch Coulomb–Vielfachstreuung $\sigma_{\mathrm{Coul.}}$, abhängig:

$$\sigma^2_{\mathrm{Res}_x^i} = \sigma_i^2 + \sigma^2_{g_x^i} + \sigma^2_{\mathrm{Coul.}} \tag{3.45}$$

Die gemessenen Standardabweichungen $\sigma_{\mathrm{Res}_x^i}$ stellen obere Grenzen der Auflösung der Detektoren dar und sind in Tabelle 3.6 für Messungen mit 72 GeV Myonen einzusehen. Abbildung 3.26 gibt die Häufigkeitsverteilung des Residuums einer Detektorseite wieder. Die Anpassung von Gaußkurven an die insgesamt acht Verteilungen liefert die in Tabelle 3.6 aufgeführten Standardabweichungen.

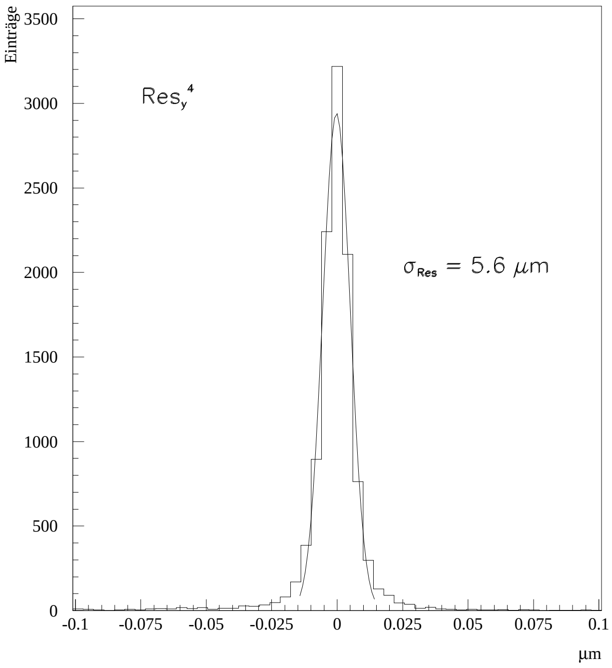


Abbildung 3.26: Häufigkeitsverteilung von Residuen der p–Seite des vierten Detektors. Die Standardabweichung der Verteilung entspricht einer oberen Abschätzung der Ortsauflösung des Detektors.

Die Vielfachstreuung von Myonen mit einem Impuls von $p = 72\,\mathrm{GeV}/c$ in $x = 300\,\mu\mathrm{m}$ Silizium [5]($X_0 = 9.36\,\mathrm{cm}$) kann durch die Breite der Winkelverteilung Θ_0 der gestreuten Myonen abgeschätzt werden [2]:

$$\Theta_0 = \frac{13.6\,\mathrm{MeV}}{\beta cp}\sqrt{x/X_0}[1 + 0.0038\ln(x/X_0)] = 8.4\,\mu\mathrm{rad}. \tag{3.46}$$

Die Standardabweichung eines Myons, das nach der Streuung an der Siliziumschicht noch eine Strecke z zurücklegt, von dem Weg eines nicht gestreuten Myons liegt damit bei

$$\sigma = z\Theta_0. \tag{3.47}$$

Bei einer Entfernung von $z = 216\,\mathrm{mm}$ geht die Vielfachstreuung mit

$$\sigma^{1,2}_{\mathrm{Coul.}} = 1.8\,\mu\mathrm{m} \tag{3.48}$$

in die Residuenverteilungen der Module I und II ein, ist bei den Modulen III und IV mit $z = 16\,\mathrm{mm}$ aber zu vernachlässigen:

$$\sigma^{3,4}_{\mathrm{Coul.}} = 0.1\,\mu\mathrm{m}. \tag{3.49}$$

[5] Die Detektoren sind nur $280\,\mu$m dick, liegen in den Modulen aber hinter einer einige μm starken Aluminiumfolie

Tabelle 3.7: Ortsauflösung der Detektoren des Teleskops

	$\sigma_i^{\text{in}} / \mu\text{m}$		$\sigma_{g^i} / \mu\text{m}$		$\sigma_i^{\text{out}} / \mu\text{m}$	
Detektor	p	n	p	n	p	n
I	8.0	8.0	6.5	3.3	8.0	8.0
II	2.9	5.9	7.3	7.3	2.7	5.8
III	3.9	4.8	5.9	2.7	4.0	4.9
IV	2.7	6.0	4.9	3.9	2.7	6.0

Man variiert nun solange die in Gleichung 3.30 und 3.31 eingehenden Auflösungen der Detektoren, bis mit Gleichung 3.50 dieselben Auflösungen folgen.

$$\sigma_i = \sqrt{\sigma^2_{\text{Res}^i_x} - \sigma^2_{g^i_x} - \sigma_{\text{Coul.}}} \tag{3.50}$$

Es ist wichtig festzustellen, daß sich die Breite der Residuen durch die Variation der angenommenen Detektorauflösungen nicht ändert. Die Abstände zwischen den Modulen sind nämlich um mindestens drei Zehnerpotenzen größer als die Unsicherheiten in den Meßwerten, wenn man die Variation auf den physikalisch sinnvollen Bereich von $2\,\mu$m bis $15\,\mu$m beschränkt. Die Parameter der besten Geraden durch drei Detektoren ändern sich daher kaum und lassen das Residuum unverändert. In Tabelle 3.7 sind die eingegebenen Auflösungen, die damit berechneten Extrapolationsfehler und die mit den Residuenfehlern aus Tabelle 3.6 berechneten Auflösungen der Detektoren gegenübergestellt. Die Startwerte für die Variation der Auflösungen bestimmt man mit Gleichung 1.11 aus den mittleren Signal–zu–Rausch–Verhältnissen der Detektoren (siehe Tabelle 3.2)

$$S/N_p = 42.5 \quad , \quad S/N_n = 34.5$$

und den Streifenabständen

$$\Delta x_p = 50\,\mu\text{m} \quad , \quad \Delta x_n = 100\,\mu\text{m}$$

zu

$$\sigma_p \simeq 2.4\,\mu\text{m} \quad , \quad \sigma_n \simeq 5.7\,\mu\text{m}.$$

Vergleicht man die eingegebenen Auflösungen σ_i^{in} mit den berechneten Werten σ_i^{out}, stellt man eine bemerkenswerte Übereinstimmung fest. Dies ist aber nicht die einzige Lösung, sondern die nach den Startwerten wahrscheinlichste. Vertauscht man die Auflösung der p–Seite des ersten Detektors mit der Auflösung der n–Seite des zweiten Detektors, resultieren nach einigen Iterationen folgende Werte:

$$\sigma_{1p}^{\text{out}} = 6.5\,\mu\text{m} \quad \text{und} \quad \sigma_{2n}^{\text{out}} = 7.2\,\mu\text{m}.$$

Wie oben beschrieben, sind auf je einer n–Seite und einer p–Seite, durch die gekreuzte Anordnung der Detektoren die Residuen entgegengesetzt gleich. Die Auflösung eines Seitenpaares ändert sich daher durch das Vertauschen der Auflösungen dieser Seiten nicht.

Für die übrigen Seiten sind die berechneten Werte so nah an den Erwartungswerten, daß das Vertauschen der Werte eng benachbarter n- und p–Seiten nicht zu plausiblen Ergebnissen führt.

Tabelle 3.8: Ortsauflösung der Seitenpaare

	$\sigma/\,\mu$m	
Detektorpaar	X	Y
I& II	5.0	4.3
III&IV	3.6	2.8

Tabelle 3.8 enthält die Auflösungen der Seitenpaare, die, bevor nicht eine Messung der Ortsauflösung der einzelnen Seiten, z.B. in einer nicht gekreuzten Anordnung, Zweideutigkeiten beseitigt, die Auflösung des Teleskops festlegen. Die Auflösung eines Seitenpaares ist dabei gegeben durch:

$$\begin{aligned} \sigma^x_{i,j} &= \frac{1}{2}\sqrt{\sigma^{x\,2}_i + \sigma^{x\,2}_j} \\ \sigma^y_{i,j} &= \frac{1}{2}\sqrt{\sigma^{y\,2}_i + \sigma^{y\,2}_j} \end{aligned} \qquad (3.51)$$

3.8 Auflösung des Teleskopes

Mit den im vorhergehenden Abschnitt berechneten Ortsauflösungen der einzelnen Detektoren bzw. der Seitenpaare, kann die intrinsische Auflösung des gesamten Teleskopes berechnet werden. Die Anpassung einer Geraden an vier Meßpunkte, deren Fehler die in Tabelle 3.7 angegebenen σ_i^{out} sind, liefert folgendes Ergebnis:

Tabelle 3.9: Ortsauflösung des Teleskops. σ_c gibt die Auflösung des Achsenabschnittes an, σ_m die Auflösung der Steigung

	X	Y
$\sigma_c/\,\mu$m	3.3	2.3
$\sigma_m/(\,\mu$m/m)	2.9	1.9

Legt man die Gerade durch zwei gemittelte Punkte je eines Seitenpaares fest, wobei dann die Fehler aus Tabelle 3.8 einzusetzen sind, ergibt sich dasselbe Resultat. Die systematische Untersuchung ortsauflösender Detektorkomponenten mit dem Teststrahlteleskop kann also mit einer Genauigkeit von mindestens $3\,\mu$m durchgeführt werden.

Das Teleskop wird in Zukunft als ständige Testeinrichtung im Teststrahl des physikalischen Instituts der Universität Bonn zur Verfügung stehen.

Literaturverzeichnis

[1] B. A. Raith, Bau eines Teststrahl–Teleskopes aus doppelseitigen Silizium–Streifendetektoren, Diplomarbeit an der Universität Bonn (1994)

[2] The Particle Data Group, Review of Particle Properties, Physical Review **D50**, 1173 (1994)

[3] U. Kötz et al., Silicon strip detectors with capacitive charge division, Nucl. Inst. and Meth. **A235**, 481–487 (1985)

[4] R. Horrisberger, Solid State Detectors, **PSI-PR-91-38** (1991)

[5] O. Toker et al., VIKING, a CMOS low noise monolithic 128 channel frontend for Si–strip detector readout, Nucl. Inst. and Meth. **A340**, 572–579 (1994)

[6] U. C. Müller, Auslese und Test doppelseitiger Siliziumstreifenzähler mit großer Kapazität, Diplomarbeit an der Universität Heidelberg (1992)

[7] P. Gällnö, Specifying, programming and testing the naked silicon die of an antifuse Field Programmable Gate Array, OPAL–Technical Note **TN255** (1994)

[8] W. Dulinski et al., VME–Flash ADC Multipurpose Module, Kurzbeschreibung des Moduls, LEPSI Strassbourg (1992)

[9] R. Rusnyak, VME–Sequencer DL518, Kurzbeschreibung des Moduls, Heidelberg (1992)

[10] Microware Systems Corporation, Using Professional OS-9, Operating System Manuals (1991)

[11] Motorola, Inc. Computer Group, MVME167 Single Board Computer, User's Manual (1991)

[12] Y. Perrin et al., SPIDER, User's Guide (1991)

[13] The OPAL Collaboration, The OPAL Detector at LEP, Nucl. Inst. and Meth. **A305**, 275–319 (1991)

[14] The OPAL Collaboration, Proposal for Upgrading the OPAL Luminosity Detector, **CERN/LEPC 91-8 LEPC/M-100** (1991)

[15] Die Synchronisation der beiden Datennahmesysteme ist in Zusammenarbeit mit R. Lahmann erfolgt.

[16] N. Wermes, Experimentelle Methoden der Teilchenphysik, Vorlesung an der Universität Bonn, (WS 91/92)

[17] T. Mukoyama, Range of Electrons and Positrons, Nucl. Inst. and Meth. **A134**, 125–127 (1976)

[18] E. Belau et al., Charge Collection in Silicon Strip Detectors, Nucl. Inst. and Meth. **A214**, 253–260 (1983)

[19] C. Bauer, Messung der Ortsauflösung von doppelseitig auslesbaren Silizium–Streifendetektoren mit VLSI–Elektronik, Diplomarbeit am Max–Planck–Institut für Physik und Astronomie München (1990)

[20] R. J. Barlow, Statistics, John Wiley & Sons (1988)

[21] R. Kellogg, private Mitteilung

[22] B. A. Raith, private Mitteilung

[23] P. Weilhammer, Double–sided Si strip sensors for LEP vertex detectors, **CERN–PPE/93-172**

[24] Maurice Goodrick, Local Sequencer User Manual Viking Version: for VLS1c and VPLS1c, OPAL–Technical Note **TN231** (1994)

Danksagung

Besonders danken möchte ich allen, die zum gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben:

meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht haben,

Peter Fischer, der bei Hardware–Problemen immer den richtigen Kondensator in der Tasche hatte,

Ute Müller, für verständnisvolle Hilfe beim VIKING und mehrfaches Korrekturlesen meiner Arbeit,

Boris Raith, der vier Teleskopmodule zum laufen gebracht hat,

Norbert Wermes, der stets interessiert den Fortgang der Arbeit verfolgt hat,

der OPAL–Gruppe Bonn, die neben fachlichen Ratschlägen eine tolle Arbeitsatmosphäre zu bieten hatte,

der SiW–Gruppe, mit der ein prima Teststrahl gelungen ist,

den Mitgliedern des FAUST–Labors Bonn, die nicht nur bei Transporten des Teleskops für alle Probleme ansprechbar waren,

Frank Scharf, für seine Gastfreundschaft, wenn am CERN wieder mal kein Zimmer frei war,

vielen anderen am CERN und in Bonn, die mit viel Geduld und Sachkenntnis zur Klärung so mancher Frage beigetragen haben.