Entwicklung des Kalibrationssystems für die Spurendriftkammern des Experimentes NA49

Diplomarbeit

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Frank Gabler

aus Aufenau

Frankfurt am Main 1995

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Eines der zentralen Themen in der heutigen relativistischen Schwerionenphysik ist die Frage nach der Existenz eines Phasenübergangs bei hohen Dichten und Temperaturen von einem Plasma aus freien Quarks und Gluonen – dem **Quark-Gluon-Plasma** – zurück zur hadronischen Materie. Die Beantwortung dieser Frage ist wesentlich für heutige Modelle von der Entstehung des Universums und dem Verständnis von Kernmaterie in Neutronensternen. Durch das Studium von ultrarelativistischen Kern-Kern Stößen erhofft man sich ein besseres Verständnis von Kernmaterie in diesen extremen Zuständen. Diese Fragestellung ist Gegenstand des **NA49**-Schwerionenexperiments am Super-Proton-Synchrotron **SPS** des europäischen Kernforschungszentrums CERN[1], in dessen Rahmen diese Arbeit entstand.
Um die notwendige hochverdichtete Materie zu erzeugen, wurden ^{207} Pb $^{82+}$-Ionen im SPS auf eine Energie von 160 GeV pro Nukleon beschleunigt und mit einem ruhenden Targetkern (*fixed-target*) zur Kollision gebracht. Sind dabei fast alle Projektilnukleonen an der Kollision beteiligt, so erfolgte der Stoß zentral. Die verfügbare Energie im Schwerpunktsystem (**C***enter-of-***M***ass* **S***ystem*) beträgt dabei etwa $\sqrt{s} \approx 18\frac{GeV}{Nukleonpaar}$.
Bestimmend für die Reaktionsdynamik bei ultrarelativistischen Kern-Kern Stößen ist die starke Wechselwirkung. Beschrieben wird sie durch die Theorie der **Q***uanten*-**C***hromo*-**D***ynamik*. Analog zu den anderen Wechselwirkungsarten wird auch die starke Wechselwirkung durch Feldquanten, den Eichbosonen, vermittelt. Bosonen unterliegen der Bose-Einstein-Statistik und tragen einen ganzzahligen Spin (0, $\hbar$, $2\hbar$,...). Im Falle der Wechselwirkung zwischen den Quarks, aus denen die Hadronen bestehen, spricht man von *Gluonen*.
Quarks tragen drittelzahlige Ladung ($+\frac{1}{3}$, $-\frac{1}{3}$, $+\frac{2}{3}$, $-\frac{2}{3}$) , besitzen halbzahligen Spin und unterscheiden sich durch interne Quantenzahlen, dem *flavour*: *(u)p, (d)own, (s)trange, (c)harm, (b)ottom* und *(t)op*. Aufgrund des Pauli-Verbotes wurde ein zusätzlicher innerer Freiheitsgrad eingeführt, die *Farbe*. Ein Quark kann eine von drei möglichen Farben tragen; Antiquarks die entsprechende Antifarbe. Gluonen sind zweifarbig und können

[1]Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire , Genève

acht verschiedene Farbladungszustände tragen, jeweils mit einer Farbe und einer Anti-Farbe. Die Eichbosonen der QCD sind somit selbst Träger der Quantenzahl, auf die sie wirken. Alle in der Natur vorkommenden stark wechselwirkenden Hadronen sind farbneutral; Baryonen bestehen aus drei Quarks, deren Farbfreiheitsgrade sich zu weiß mischen, Mesonen bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar.
Die Kopplungskonstante α_s der Farbwechselwirkung, auch *running coupling constant* genannt, hat die Eigenschaft, daß sie für verschiedene Impulsüberträge q^2 unterschiedliche Beträge annimmt. Für große Abstände und somit sehr kleinen Impulsüberträgen wächst α_s mit dem Grenzwert $\lim_{(q^2 \to 0)} \alpha_s = \infty$, dies führt zu dem Einschluß der Quarks in einem Volumen von $\approx 1\ fm^3$, was dem Nukleonenvolumen entspricht. Dieser Einschluß von Gluonen und Quarks in Hadronen wird *confinement* genannt. Im umgekehrten Grenzfall $\lim_{(q^2 \to \infty)} \alpha_s = 0$, also im Bereich asymptotisch großer q^2-Werte, verschwinden die Bindungskräfte und die Quarks können sich wie quasi-freie Teilchen bewegen. Dieses Verhalten wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet. In ultrarelativistischen Schwerionenstößen wird versucht, durch Kompression und Aufheizen der Kernmaterie kurzzeitig einen Zustand hoher Energiedichte von $\approx 2 - 3\ GeV/fm^3$ (vergl. Energiedichte eines Nukleons im Grundzustand $\epsilon_0 \approx 130$ MeV/fm^3) zu erzeugen, in dem sich die Quarks und Gluonen frei bewegen können und sich ein Zustand eines lokalen Plasmas ausbildet, dem QGP. Dieser Zustand aufgelöster hadronischer Kernmaterie wird *deconfinement* genannt; er geht anschließend über einen Phasenübergang zurück zur hadronischen Materie.
Aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer des hochverdichteten Reaktionsvolumens von $\tau \approx 10^{-23}$ kann dieser Zustand nicht direkt untersucht werden, sondern erst nach dem Ausfrieren (*freeze-out*) kann durch präzises Vermessen des hadronischen Endzustandes ein Rückschluß auf die hochdichte und heiße Phase der Reaktion versucht werden. Dieser Endzustand besteht zum Großteil aus den energetisch leicht zu produzierenden Pionen: π^+, π^-, π^0, desweiteren aus den *strangeness* tragenden Kaonen: $K^+, K^0, K^-, \bar{K}^0$ und den Baryonen: $\Lambda, \bar{\Lambda}$; sowie auch aus Nukleonen und deren Antiteilchen.
Die Rapidität ist ein geeignetes Maß für die Geschwindigkeit der Partikel entlang der Strahlachse. Anhand der Rapiditätsverteilung der Protonen, die an der Reaktion teilgenommen haben, ist eine Aussage über die während der Kollision in der Reaktionszone deponierte kinetische Energie möglich. Aus der Verteilung der Transversalimpulse kann im Rahmen von thermodynamischen Modellen die Temperatur des Feuerballs zum Zeitpunkt des Ausfrierens ermittelt werden. Eine weitere interessante Observable ist die Häufigkeit der Teilchen, die ein *strange* Quark tragen. Bei der Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas erwartet man eine schnelle Produktion dieser Teilchen (*strangeness enhancement*). Um Aussagen über die Reaktionsdynamik zu treffen und Hinweise für einen Phasenübergang oder eine rein isentrope Expansion eines Hadronengases zu finden, ist es notwendig, Spektren und Multiplizitäten einzelner Teilchensorten zu untersuchen. Dazu müssen die Impulsvektoren der Teilchen über einen weiten kinematischen Bereich bestimmt werden, außerdem muß die Zerfallstopologie kurzlebiger Hadronen vermessen

werden. Spurdetektoren mit einem annährend kontinuierlichen Spurnachweis erfüllen diese Aufgabe. Die verwendeten Spurendriftkammern ermöglichen zudem eine Identifikation von Teilchen durch die Messung der spezifischen Ionisation im kinematischen Bereich des relativistischen Wiederanstiegs des Energieverlustes.
Wegen der hohen Multiplizität des hadronische Endzustands einer zentralen $Pb + Pb$-Kollision von ungefähr 2000 geladenen Partikeln werden an die zum Nachweis erforderlichen Detektoren hohe Anforderungen gestellt. Durch diese große Anzahl von geladenen Teilchen ist es möglich, für jedes einzelne Ereignis z.B. Teilchenverhältnisse zu untersuchen und so *event-by-event* Aussagen über die Reaktion zu treffen. Das **NA49**-Experiment besteht im wesentlichen aus einem Spektrometer mit großer Akzeptanz, aufgebaut aus zwei direkt hintereinander stehenden Analysiermagneten und vier Spurendriftkammern. Um den Phasenraum möglichst vollständig zu erfassen und einen Großteil der entstandenen Hadronen zu messen, war es erforderlich, großvolumige Spurendriftkammern mit hoher Ortsauflösung und genauem Nachweis der spezifischen Ionisation zu konzipieren. Die Güte solcher empfindlicher Detektoren hängt in großem Maße von der Genauigkeit der zur Auslese verwendeten Elektronik ab. Im Falle des **NA49**-Experiments handelt es sich dabei um ca. 170 000 Auslesekanäle. Da es nicht möglich ist, eine derart hohe Anzahl von völlig identischen Baugruppen herzustellen, weisen die einzelnen Auslesekanäle geringe Unterschiede untereinander auf. Hierzu kommen noch Effekte durch die konstruktiv bedingten Unterschiede der einzelnen Spurendriftkammern, wie unterschiedliche Geometrien der Ausleseebene, welche ebenfalls das Verhalten der Elektronik beeinflussen. Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit war es, ein Kalibrationssystem zu entwickeln, mit dem sich die durch die Elektronik bedingten Unterschiede ermitteln und korrigieren lassen. Diese Korrekturen sind wesentlich zur Rekonstruktion der Teilchentrajektorien mit einer geforderten Genauigkeit von besser als $300\mu m$, einer Präzision, die zur effizienten V^o-Suche und anschließender $\Lambda, \bar{\Lambda}$ und K^o_s Identifizierung unumgänglich ist. Weiterhin ist die Kenntnis der Verstärkung der Auslesekammer und ihre Stabilität von entscheidender Bedeutung für die Identifizierung von Teilchen anhand ihrer spezifischen Ionisation, die mehrfach entlang der Teilchentrajektorie gemessen wird.
Im folgenden Kapitel 2 wird auf den Aufbau des NA49-Experimentes eingegangen. Schwerpunkt wird hierbei die Funktion der verwendeten Spurendriftkammern und deren Ausleseelektronik sein. Im Kapitel 3 wird das Konzept des Kalibrationssystems erklärt und der zur Kalibration verwendete Signalgenerator (*Pulser*) beschrieben. Im Kapitel 4 werden die Ergebnisse der Kalibration der einzelnen Spurendriftkammern erleutert, um dann im Kapitel 5 auf die Anwendung der Kalibrationsdaten einzugehen. Im abschließenden Kapitel 6 werden die Resultate diskutiert und ein Ausblick auf weiterführende Messungen gegeben.

2 Das NA49-Experiment

Seit dem Herbst 1994 untersucht das von der NA49-Kollaboration entwickelte Experiment am SPS das Verhalten von Kernmaterie unter extremen Zuständen. Zielsetzung des Experimentes ist es, Hinweise auf einen neuen Zustand der Materie, dem Quark-Gluon-Plasma, zu finden. Da es sich bei den ultrarelativistischen Kern-Kern Stößen des NA49-Experimentes um symmetrische Reaktionen handelt, ist die ganze Information in der Vorwärtshemisphäre der Reaktion enthalten, was zu dem in Abbildung (2.1) dargestellten experimentellen Aufbau führte.

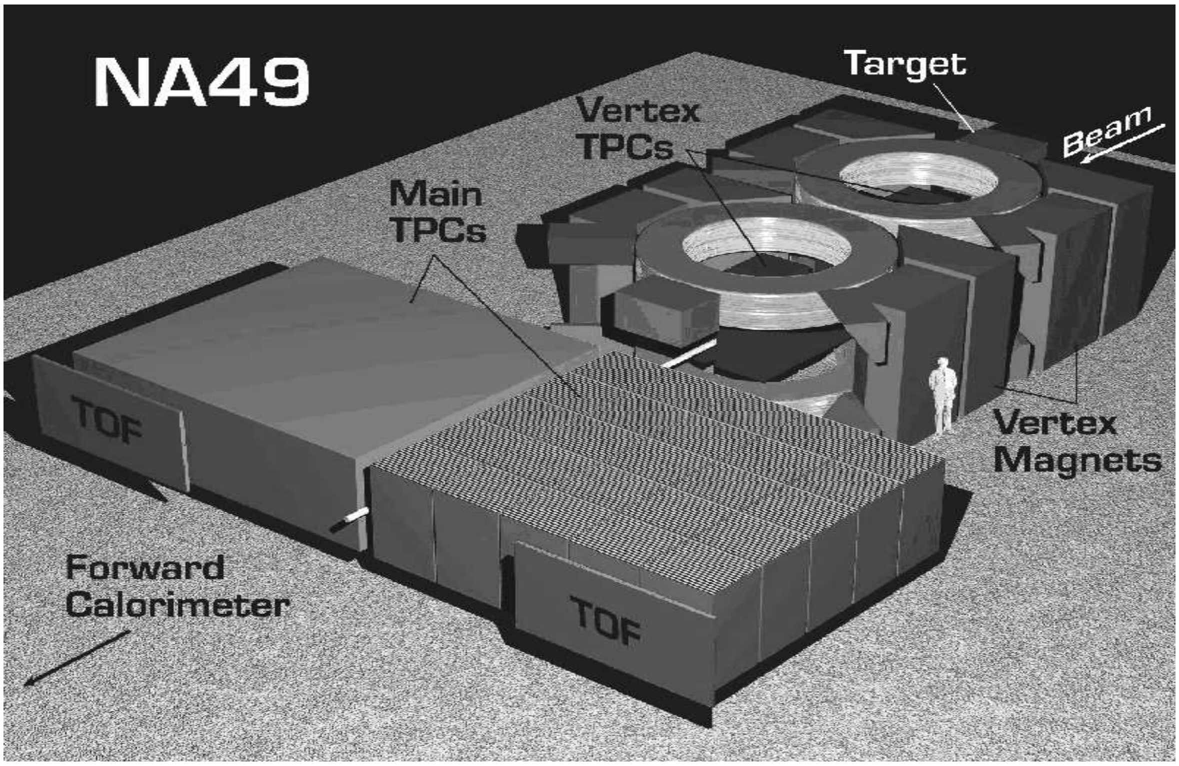


Abbildung 2.1 Aufbau des NA49-Experimentes.

Zentraler Bestandteil des NA49-Experimentes sind die beiden supraleitenden Vertexmagnete, die jeweils eine Feldstärke von 1.5 Tesla und ein Feldintegral von 4.5 Tm aufweisen. Durch dieses starke Magnetfeld werden die geladenen Teilchen entsprechend ihrer Ladung und ihres Impulses abgelenkt. Durch die präzise Vermessung der Krümmungsradien der Teilchentrajektorien kann der Impuls der Partikel, durch den Krümmungssinn das Vorzeichen der Ladung bestimmt werden.
Zum Nachweis der Trajektorien wurden spezielle Spurdetektoren entwickelt, die Spurendriftkammern **TPC** (*Time Projection Chamber*), von denen vier bei NA49 Verwendung finden (Abb. 2.2). Zwei TPCs (*VTPC1* und *VTPC2*) befinden sich jeweils in einem der beiden Vertex-Magneten. Sie haben vornehmlich die Aufgabe, geladene Teilchen, die bei schwachen Zerfällen kurzlebiger Hadronen entstehen, nachzuweisen. Von besonderem Interesse sind hierbei die Hadronen, welche das *strange* Quark tragen (z.B. $\Lambda, \bar{\Lambda}$). Zwei weitere TPCs befinden sich etwa 10m hinter dem Target im feldfreien Bereich des Experimentes (*MTPCR* und *MTPCL*). Um eine bessere Teilchenidentifikation zu ermöglichen, schließen sich zwei Wände von Flugzeitzählern (*TOF*) an. Strahlabwärts mißt eine Anordnung von Kalorimetern den Energiefluß. Bei dem ersten Kalorimeter handelt es sich um ein Ring-Kalorimeter (*barrel calorimeter*), welches die transversale Energieverteilung E_T bestimmt. Das zweite Kalorimeter registriert die Energie E_{Veto} der Projektilspektatoren. Anhand der in dem Veto-Kalorimeter deponierten Energie kann man auf die Zentralität der Kollision schließen, bei minimalen E_{Veto} erfolgte der Stoß zentral. Durch die Eigenschaft des Veto-Kalorimeters, die Energie schnell zu bestimmen, hat man einen geeigneten *trigger*[1] für die Datenaufnahme [Mar].

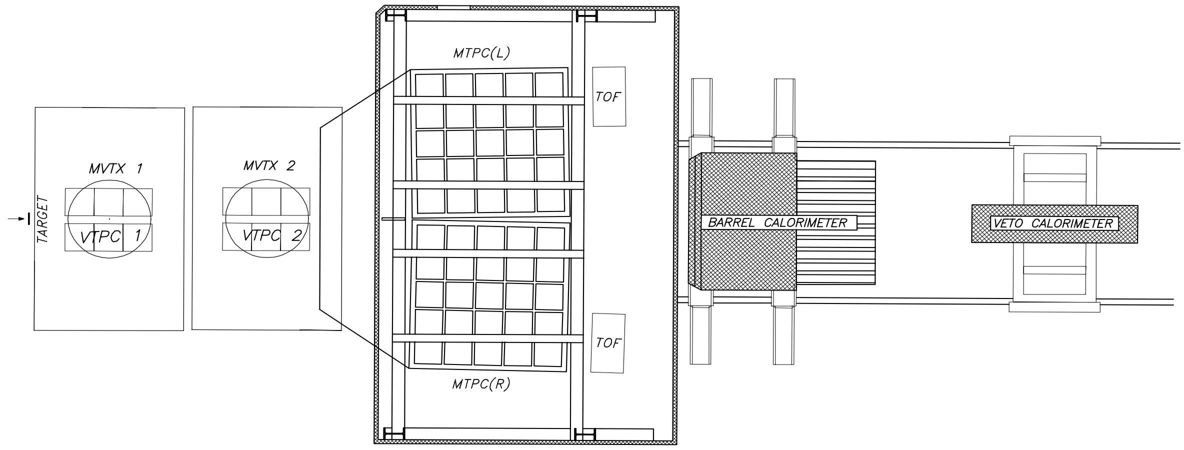


Abbildung 2.2 Aufbau des NA49-Experimentes (Aufsicht).

[1]Unter einem *trigger* versteht man ein elektronisches Startsignal.

2.1 Die Spurendriftkammer (TPC)

Die Spurendriftkammer ist eine Weiterentwicklung der von G. Charpak 1969 entwickelten Vieldraht-Proportionalkammer (MWPC [1]). 1974 wurde das Prinzip von D. R. Nygren aufgegriffen und um die Möglichkeit der Ortsbestimmung in allen drei Dimensionen entschieden verbessert [Kle]. Spurendriftkammern finden heute in vielen Gebieten der Hochenergie -und Schwerionenphysik Anwendung, genannt seien hier Experimente wie *ALEPH* und das NA49 Vorgängerexperiment *NA35*. Weitere große Spurendriftkammern sind bei Experimenten wie *STAR* am **R***elativistic*-**H***eavy*-**I***on*-**C***ollider* in Brookhaven oder *ALICE* am **L***arge*-**H***adron*-**C***ollider* am CERN geplant.

2.1.1 Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie

Durchquert ein Teilchen das Detektorvolumen einer Spurendriftkammer, so tritt es in Coulomb-Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen der Atome des Kammergases (z.B. $ArCO_2$). Die Atome des Gasgemisches werden dadurch angeregt und ionisiert. Die Teilchen hinterlassen auf diese Weise im Detektorvolumen eine Spur von freien Elektronen und Ionen. Die spezifische Ionisation der Teilchen ist bei bekannter Ladung nur eine Funktion der Geschwindigkeit. Der mittlere differentielle Energieverlust dE pro Wegstrecke dx, den das Teilchen hauptsächlich durch die Ionisation erfährt, kann anhand der **Bethe-Bloch-Gleichung** (Gl. 2.1) näherungsweise beschrieben werden:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mean} = \frac{4\pi e^4 z^2 NZ}{m_e \beta^2 c^2} \cdot \left(\ln \frac{2m_e\beta^2c^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta(\beta) - K\right) . \tag{2.1}$$

Z ist hierbei die Kernladungszahl, e die Elementarladung, z die Ladung des einlaufenden Teilchens, N die Anzahl der Gasatome pro Volumeneinheit, m_e die Elektronenmasse, $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit des Teilchens relativ zur Lichtgeschwindigkeit c und I das mittlere Ionisationspotential des benutzten Gases.
Für Teilchen mit $\beta \leq 0.96$ nimmt der differentielle Energieverlust mit $\approx 1/\beta^2$ ab und findet ein Minimum (*minimum ionizing particles*). Für Teilchen mit relativistischen Energien und damit großen β steigt der Energieverlust durch das Anwachsen der Transversalkomponente des elektrischen Feldes wieder an (*relativistic rise*). Mit weiter steigender Geschwindigkeit des Partikels kommt es aufgrund der Polarisation des Mediums zu einer Sättigung, ab welcher der Energieverlust konstant bleibt. Das dadurch entstehende Plateau wird als *Fermi-Plateau* bezeichnet. Diese Eigenschaft wird durch den Dichtekorrekturterm $\delta(\beta)$ beschrieben (Abb. 2.3)[2]. Durch den Effekt, daß die Elektronen der innenliegenden Schalen vom Feld des eintretenden Teilchens durch die weiter

[1] engl.: *Multi-Wire-Proportional-Chamber.*

[2] Weil der mittlere Energieverlust als Funktion des Impulses von der Ruhemasse des Teilchens abhängt, wurde hier eine Transformation von $dE/dx(p) \rightarrow dE/dx(\beta\gamma)$ mit $p/mc = \beta\gamma$ vorgenommen.

außen liegenden Elektronen abgeschirmt werden, muß außerdem noch ein weiterer Korrekturterm eingeführt werden - der Schalenkorrekturterm K. Einen merklichen Einfluß bekommt der Schalen-Korrekturterm jedoch erst, wenn die Teilchengeschwindigkeit in den Bereich der atomaren Elektronen abgesunken ist [Liv].

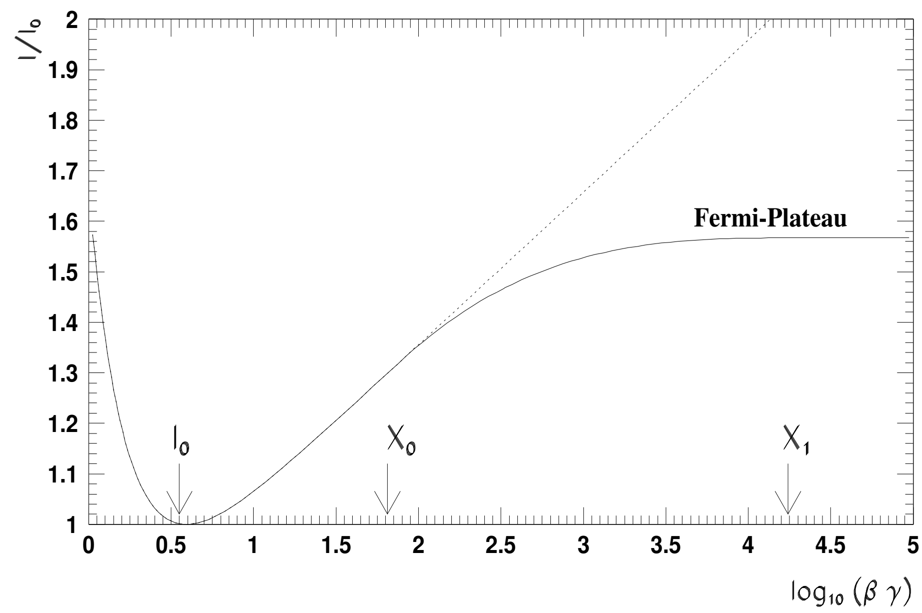


Abbildung 2.3 Parametrisierung des relativistischen Wiederanstiegs bei NA35 ohne Dichte-Korrektur $\delta(\beta)$ (gepunktete Kurve) und mit $\delta(\beta)$ (durchgehende Kurve). Der bei großen Impulsen erreichte, konstant flache Teil der Energieverlustfunktion ist das *Fermi-Plateau*. Die Funktion wurde auf den Minimalwert der Ionisation bei $\beta\gamma \approx 3.9$ normiert [Gün1].

Der Stoß eines einlaufenden Teilchens mit einem Elektron eines Gasatomes kann als ein unabhängiges Ereignis aufgefaßt werden. Aus der Individualität der Einzelereignisse erfährt der Energieverlust eine statistische Verteilung um seinen Mittelwert. Durch die großen Energieüberträge bei sogenannten *harten* Kollisionen werden δ-Elektronen erzeugt, welche die Verteilung zu großen Energieverlusten verschieben. Bei dünnen Absorbern ist die Verteilung des Energieverlustes somit nicht mehr gaußförmig, sonderen folgt einer von *Landau* [Lan] beschriebenen Verteilung (Gl. 2.2):

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp -\frac{1}{2}\left(\lambda + e^{(-\lambda)}\right) . \tag{2.2}$$

λ ist hierbei die Abweichung vom Wert des mittleren Energieverlustes $\langle \Delta E \rangle$, normiert auf den Wert des wahrscheinlichsten Energieverlustes ΔE_w:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_w}{\langle \Delta E \rangle} . \tag{2.3}$$

Aus dem gemessenen Energieverlust kann die Geschwindigkeit des Teilchens ermittelt werden. Ist zusätzlich der Impuls des im Detektor vermessenen Teilchens bekannt, ist eine Identifikation des Partikels möglich (Abb. 2.4).

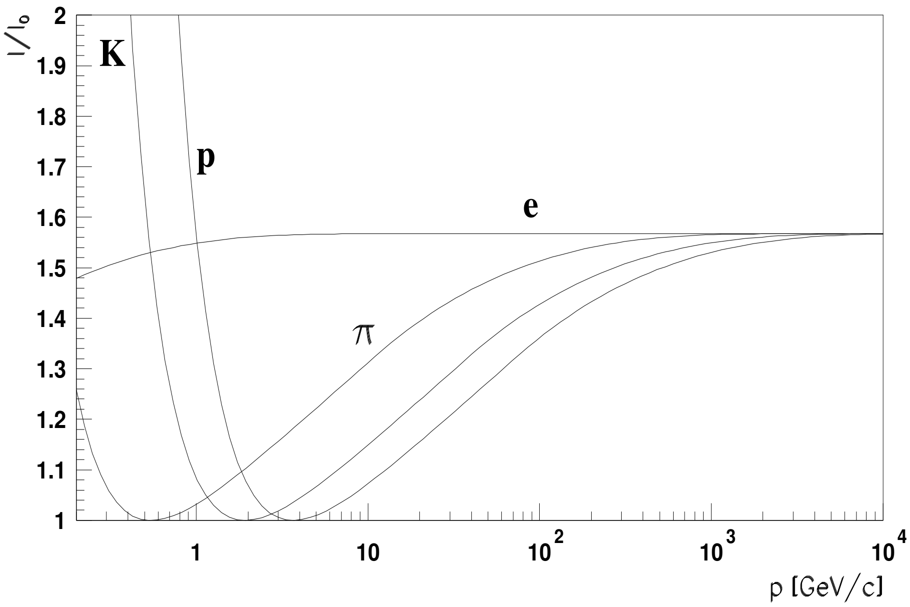


Abbildung 2.4 Teilchenidentifikation durch Kenntnis der spezifischen Ionistaion: Betrachtet man ein schmales Impulsfenster im Bereich des relativistischen Wiederanstiegs, so ist die Teilchenidentifikation durch eine Entfaltung des erhaltenen Spektrums möglich [Gün1].

Hierzu muß der wahrscheinlichste Energieverlust des Teilchens aus der Landau-Verteilung der Ladung bestimmt werden (Abb. 2.5).

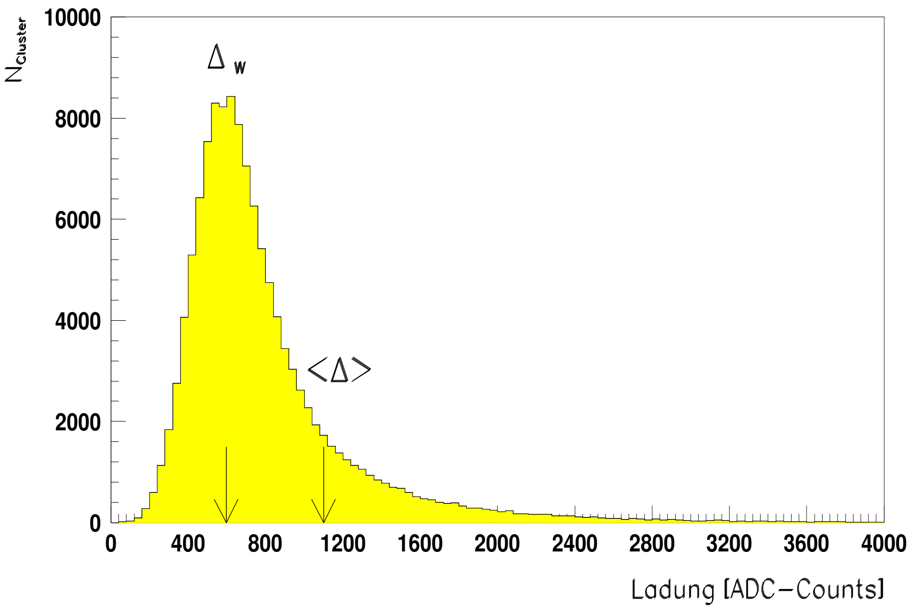


Abbildung 2.5 Energieverlustverteilung für Teilchen (hauptsächlich π^-) mit einem Impuls $p = 8.5$ GeV/c. Die Form entspricht der Landau-Verteilung für den Energieverlust in dünnen Absorbern, mit einem zu hohen Energieverlusten verschobenen mittleren Energieverlust $< \Delta >$ und dem wahrscheinlichsten Energieverlust Δ_w am Maximum der Verteilung [Gün1].

Dieses Problem kann aber nur mit numerischen Methoden gelöst werden, die einen enormen Aufwand an Rechenkapazität erfordern. Um dies zu vereinfachen, kann hierzu die Methode des *truncated mean* verwendet werden. Bei dieser Methode werden 30-40% der höchsten Beiträge der Verteilung vernachlässigt. Auf diese Weise trennt man den asymmetrischen Teil der Landauverteilung von dem Anteil der Gaußverteilung, dessen Mittelwert leicht zu bestimmen ist.

2.1.2 Bewegung von Elektronen in feldfreien Gasen

Im primären Stoßprozeß des in den aktiven Bereich des Detektors eintretenden Teilchens mit einem Gasatom wird dieses angeregt und ionisiert. Die freien Elektronen können, wenn ihre Energie oberhalb der für das Gas notwendigen Ionisationsenergie liegt, Sekundärionisationen ausführen. Ein primär erzeugtes Elektron kann auf diese Weise zwei bis drei Sekundärelektronen erzeugen. Aus der mittleren Arbeit $\langle W \rangle$, die notwendig ist, um in dem jeweiligen Medium ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen (z.B. Neon:$\langle W \rangle = 36.0eV$), und dem mittleren Energieverlust dE/dx des Teilchens kann die Gesamtzahl n_T der freigesetzten Paare ermittelt werden (z.B. Neon: $n_T = 39\ cm^{-1}$) (Gl. 2.4):

$$n_T = \frac{dE/dx}{\langle W \rangle} \ . \tag{2.4}$$

Im feldfreiem Gas diffundieren die freien Elektronen durch Vielfachstreuung isotrop in den umgebenden Raum. Die Verteilung der Ladung ist somit eine Funktion der Zeit und entspricht einer Gaußfunktion mit auseinanderlaufender Breite. In einer Dimension hat sie folgende Form:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \cdot \exp[-\frac{x^2}{4Dt}]dx \ . \tag{2.5}$$

Der Diffusionskoeffizient D läßt sich aus der mittleren thermischen Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ und der mittleren freien Weglänge λ des Elektrons nach Gl.(2.6) berechnen:

$$D = \frac{1}{3}\langle v \rangle \cdot \lambda(\epsilon) \ . \tag{2.6}$$

Weil die Verteilung der kinetischen Energie durch die asymmetrische *Maxwell-Verteilung* gegeben ist, muß die wahrscheinlichste Geschwindigkeit des Elektrons zur Berechnung herangezogen werden:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{2kT}{m_e}} \ . \tag{2.7}$$

Die mittlere freie Weglänge λ ist eine Funktion der kinetischen Energie E_k des Elektrons, gegeben durch den Stoßquerschitt $\sigma(E_k)$:

$$\lambda \sim \frac{1}{\sigma(E_k)} \ . \tag{2.8}$$

Der Stoßquerschitt $\sigma(E_k)$ kann mit der Elektronenenergie sehr stark variieren, dies liegt an dem nach *Ramsauer* benannten quantenmechanischen Interferenzeffekt. Besonders in Edelgasen kann diese Abweichung recht beachtlich werden. Der Ramsauereffekt hat ein charakteristisches Minimum; gelingt es, die kinetische Energie der Elektronen in diesen Bereich zu legen, dann vergrößert sich die mittlere freie Weglänge und die Driftgeschwindigkeit steigt erheblich an. Ist dies unerwünscht, so kann durch Zugabe von Molekülgasen mit niedrigen Anregungsenergien die mittlere kinetische Energie der Elektronen herabgesetzt werden. Bei den im NA49-Experiment verwendeten Gasmischungen wie $NeCO_2$ und $ArCO_2$ ist der Ramsauereffekt nicht zu beobachten.

2.1.3 Bewegung von Elektronen in Gasen unter dem Einfluß elektrischer und magnetischer Felder

Im aktiven Volumen einer Spurendriftkammer sind die freien Elektronen einem starken homogenen elektrischen Driftfeld von $100 - 200\ V/cm$ ausgesetzt. Elektronen, die einem elektrischen Feld ausgesetzt sind, erfahren eine Beschleunigung gemäß $\vec{b} = q\vec{E}/m$, welche die thermische Bewegung überlagert. Aufgrund der zahlreichen Freiheitsgrade muß man eine statistische Methode benutzen, um die Bewegung der Elektronen im Detektorgas zu beschreiben. *Langevin* hat zur Beschreibung der Elektronenbewegung die Wechselwirkungen der Elektronen mit den Gasmolekülen in einer zeitlich veränderlichen stochastischen Kraft $m\vec{a}(t)$ zusammengefaßt [Sch]. Zusätzlich wurden die Wechselwirkungen mit dem äußeren elektrischen Feld $\vec{E}$ und dem magnetischen Feld $\vec{B}$ berücksichtigt (Gl. 2.9). Aus der Annahme, daß der Energiegewinn aus der Beschleunigung im elektrischen Feld gleich dem Energieverlust durch die Stöße mit den Gasatomen ist, läßt sich die Geschwindigkeit des Elektrons $\vec{v}(t)$ in einen translatorischen Anteil $\vec{v}_D$ und einen durch das Magnetfeld hervorgerufenden rotativen $\vec{v}_r = \vec{\omega} \times \vec{r}(t)$ zerlegen. Daraus folgt, daß die Bewegung der Elektronen im elekrischen und magnetischen Feld eine Helix beschreibt. Mit der Zyklotronfrequenz $\vec{\omega} = -\frac{e\vec{B}}{m_e}$ folgt:

$$\langle \vec{v}(t) \rangle = \langle \vec{v}_D \rangle + \langle \vec{\omega} \times \vec{r}(t) \rangle = \vec{v}_D \ , \tag{2.9}$$

$\vec{r}$ ist hier der Ortsvektor des Elektrons in der Ebene senkrecht zu $\vec{v}_D$ und m_e die Elektronenmasse. Weil $\vec{v}_D$ als konstant angenommen wurde, kann man über die stochastische Kraft mitteln und erhält eine Gleichung (Gl. 2.10) für die Driftgeschwindigkeit des Elektrons:

$$\vec{v}_D = \frac{\mu}{1+\omega^2\tau^2}(\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B}\omega\tau + \frac{(\vec{E}\vec{B})\vec{B}}{B^2}\omega^2\tau^2) \ , \tag{2.10}$$

τ ist die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen und $\mu = e\tau/m_e$ die Elektronenbeweglichkeit.

Der Einfluß des elektrischen und magnetischen Feldes macht sich auch bei der in Gl.(2.6) eingeführten Diffusionskonstanten D bemerkbar. Ist $\vec{B} = (0, 0, B_z)$, so folgt für die Diffusionskoeffizienten in Richtungen transversal zum B-Feld [Kle]:

$$D_x = D_y = \frac{D}{1 + \omega^2\tau^2} \ . \tag{2.11}$$

Ist für die Geschwindigkeit v_e des Elektrons der Krümmungsradius v_e/ω klein gegenüber der mittleren freien Weglänge λ, so verkleinert sich D beträchtlich.

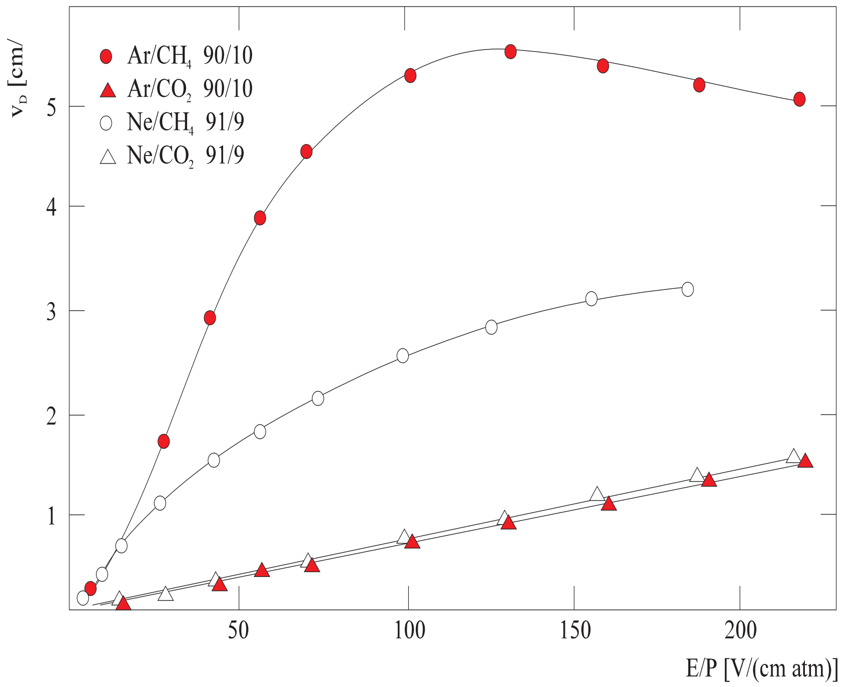


Abbildung 2.6 Die Driftgeschwindigkeit als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes E/P für verschiedene Gasmischungen [Küh2].

Im Falle der beiden Vertex-Spurendriftkammern VTPC1 und VTPC2 muß man zusätzlich beachten, daß sich die beiden Detektoren in dem inhomogenen Feld der Analysiermagneten (*MTVX1* und *MTVX2*) befinden. Dies bedeutet, daß die Zyklotronfrequenz ω nicht als konstant angenommen werden kann, sondern aus der lokalen Stärke des Magnetfeldes bestimmt werden muß. Die Verzerrungen, welche die Elektronentrajektorien im Analysiermagneten erfahren, können bei Kenntnis des Magnetfeldes bestimmt und korrigiert werden [Krö].

2.1.4 Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Der Driftraum einer Spurendriftkammer (Abb. 2.7 und Tab. 2.1.4) besteht aus einem abgeschlossenen gasdichten Behälter, dessen Außenwände aber möglichst transparent für die nachzuweisenden Teilchen sein müssen. Er ist so konstruiert, daß die Anzahl der Sekundärreaktionen von eintretender Teilchen mit dem Material, insbesondere γ-Konversionen, auf ein Minimum reduziert werden.

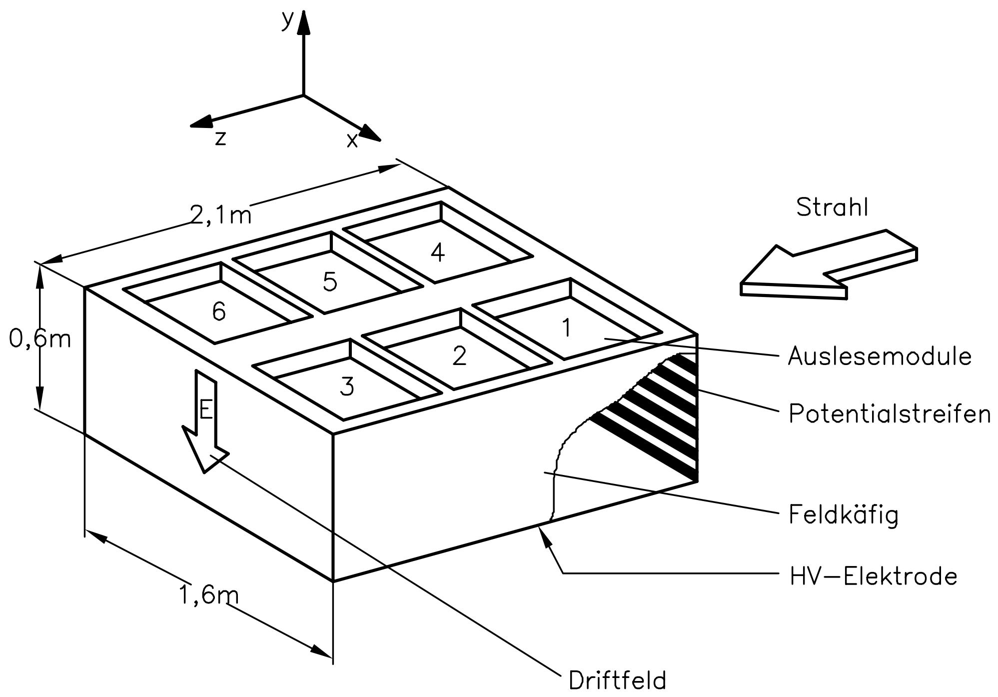


Abbildung 2.7 Aufbau einer NA49 Vertex-Spurendriftkammer.

TPC	**Driftvolumen[m^3]**
MTPC	$3.6 \times 3.6 \times 1.2$
VTPC	$1.6 \times 2.1 \times 0.6$

Tab. 2.1 Driftvolumen der beim NA49 Experiment verwendeten Spurendriftkammern [Moc].

Bei den NA49-Spurendriftkammern bestehen die Außenwände des Driftraumes aus zwei $100\mu m$ dicken Mylarfolien, deren Zwischenraum mit Stickstoff gespült wird. Als Feldkäfig dient ein Rahmen aus Keramikrohren, an dem mit Aluminium beschichtete Streifen aus Mylarfolie freischwebend aufgehängt sind. An diese Steifen wird über eine Widerstandskette ein linear abfallendes Potential gelegt, um im Inneren des Detektors ein homogenes elektrisches Driftfeld zu erzeugen. Die Bodenebene bildet zur mechanischen Festigkeit eine *honeycomb*-Struktur, fünf Zentimeter über ihr befinden sich wiederum mit Aluminium beschichtete Streifen aus Mylarfolie. An diese Streifen werden je nach Detektortyp bis zu $-18kV$ angelegt; sie dienen als Hochspannungselektrode der Spurendriftkammer.

Bei einer zentralen $Pb+Pb$-Kollision entstehen mehr als zweitausend geladene Teilchen, von denen jeweils einige hundert die aktiven Detektorvolumina durchqueren (Abb. 2.8).

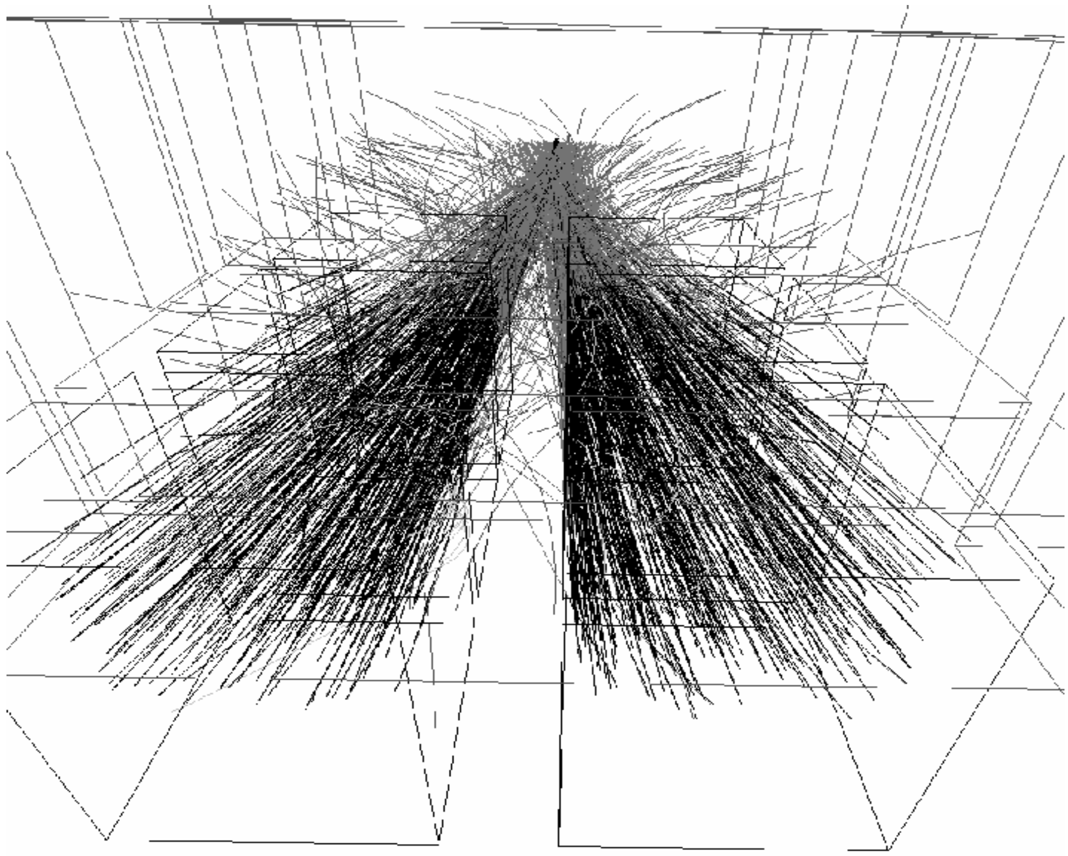


Abbildung 2.8 Bei einer zentralen Pb+Pb Kollision entstehen bis zu zweitausend Teilchen. Dies ist die rekonstruierte Sicht in die Spurendriftkammer VTPC2, in Blickrichtung auf den primären Produktionsvertex.

Nach der Ionisation des Detektorgases werden durch das an die Spurendriftkammer angelegte homogene elektrische Driftfeld die Gasionen von den Elektronen gemäß ihrer Ladung getrennt. Die entstandenen Elektronenwolken driften nun mit konstanter Geschwindigkeit entlang der Feldlinien zum Auslesebereich der Spurendriftkammer. Die positiven Gasionen driften zur negativen Hochspannungselektrode. Der Auslesebereich besteht aus einer MWPC mit einer segmentierten Kathodenebene. Ein einzelnes Segment dieser Ebene wird als *pad* bezeichtet. Über der *pad*-Ebene sind in drei Ebenen Drähte gespannt:

- die *field/sense*-Ebene (Feld-/Verstärkungsdrähte)
- die Null-Ebene (Frisch-Gitter)
- die *gating-grid*-Ebene

Die Null-Ebene liegt mit ihrem Potential auf Masse und trennt den Driftraum elektrisch von dem durch die *sense*-Ebene erzeugten inhomogenen Feld. Die Elektronen, welche die Null-Ebene durchquert haben, werden im inhomogenen Feld der auf etwa $+1200\ V$ liegenden *sense*-Drähte beschleunigt und erreichen genügend kinetische Energie, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren. Durch die große Anzahl von Sekundärionisationen kommt es in der Verstärkungszone zu einer Lawinenbildung, die den vorherigen Elekronenstrom um den Faktor $10^3 - 10^4$ vergrößert.
Aus der Atomdichte des verwendeten Detektorgases kann mit Hilfe des *ersten Townsend-Koeffizienten* α (α repräsentiert die Zahl der Elektron-Ion-Paare, die ein Elektron pro cm Wegstrecke erzeugt) eine Aussage über die Zunahme der Elektronenanzahl n mit der Wegstrecke dx gemacht werden. Es ergibt sich der einfache Ansatz:

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) \cdot dx] \ . \tag{2.12}$$

Die Gasverstärkung M gibt das Verhältnis der Elektronen vor Erreichen des Verstärkungsbereiches n_0 zu der Anzahl der Elektronen n integriert über die Driftstrecke in der Verstärkungszone an.

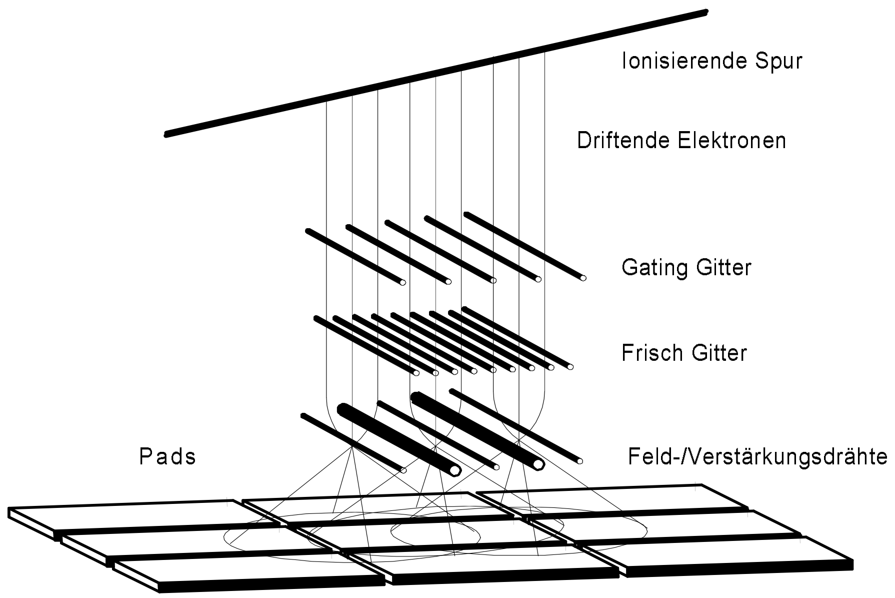


Abbildung 2.9 Die freigesetzte Elektronenwolke driftet zunächst entlang der Feldlinien des homogenen elektrischen Feldes. Im Verstärkungsbereich der Feld/Verstärkungsdrähte weist das Driftfeld jedoch einen starken Feldgradienten auf. Durch die zurückbleibenden Ionenrümpfe wird auf der *pad*-Ebene ein Signal induziert [HIS].

Die Ebene der Feld-/Verstärkungsdrähte gleicht in der Funktionsweise dicht nebeneinanderliegenden Proportionalzählrohren. Der Spannungsimpuls, den die Elektronen beim Abfließen auf den *sense*-Drähten erzeugen, ist somit proportional zum Primärsignal. Dies bedeutet, daß die am *sense*-Draht registrierte Ladung der Lawine proportional zu der Anzahl der die Verstärkungszone erreichenden Elekronen ist. Die langsamen Ionenrümpfe bleiben aufgrund ihrer geringeren Beweglichkeit bis zu mehreren μs (im Vergleich zu dem sehr schnellen Abfließen der Elektronen von einigen ns) als Ladungswolke um die Drähte erhalten und induzieren auf der segmentierten *pad*-Ebene ein negatives Ladungssignal. Die Höhe des Signals ist proportional zu der Ladung der induzierenden Ionenwolke, der Signalschwerpunkt markiert die räumliche Lage der Wolke.

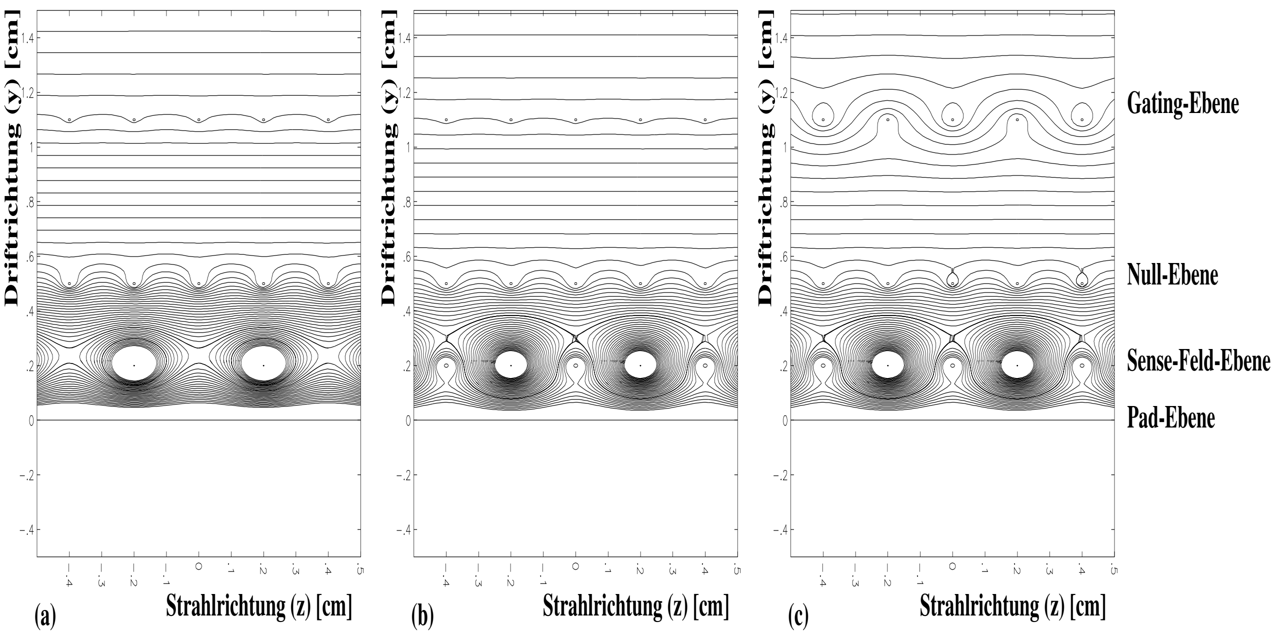


Abbildung 2.10 Schematische Darstellung des Feldlinienverlaufs bei geöffneter und geschlossener *gating-grid*-Ebene . a) Ohne Felddrähte erkennt man deutlich zwischen den *sense*-Drähten Zonen mit geringerer Feldstärke. Dies kann zu großen Laufzeitunterschieden bei den driftenden Elektronen führen. b) Mit den Felddrähten bewegen sich die Elektronen direkter zum *sense*-Draht. Das *gate* ist geöffnet, es sind nur leichte Verzerrungen der Feldlinien zu erkennen. c) Bei geschlossenem *gate* überwiegt die transversale Komponente des elektrischen Feldes. Die Elektronen können nicht in den Verstärkungsbereich gelangen [Moc].

Um Driftzeitunterschiede in dem inhomogenen Feld der Verstärkungszone zu minimieren, wurden zwischen den *sense*-Drähten auf Erdpotential liegende Felddrähte eingezogen. Durch die große kinetische Energie der Elektronen werden in der Verstärkungszone Photonen erzeugt, die unerwünschte Reaktionen in der Kammerwand ausführen können und den Untergrundanteil von Störsignalen deutlich erhöhen. Um diese zu unterdrücken, wird dem Detektorgas ein Löschgas beigemischt. Bei diesem *Quencher* handelt es sich meist um organische Kohlenwasserstoff-Verbindungen, wie z.B Methan (Anteil typischer Weise um 9%), oder aber auch anorganische Verbindungen wie zum Beispiel CO_2. Die Quencher-Moleküle absorbieren die Photonen durch strahlungslose Übergänge wie Rotation und Vibration.

Um den Verstärkungs- und den Driftbereich möglichst frei von störenden Ladungen zu halten, wurde bei den Spurendriftkammern eine weitere Drahtebene eingezogen - die *gating-grid*-Ebene. Wird an die *gating-grid*-Ebene eine Spannung angelegt, so ist es durch das entstandene Feld für Elektronen unmöglich, in den Verstärkungsbereich des Detektors zu gelangen, und die in der Verstärkungszone erzeugten Ionen können nicht in das Driftvolumen des Detektors driften. Bei einem gültigen *trigger*-Signal wird nun das *gate* gerade so lange geöffnet, daß die schnellen Elektronen die maximale Driftstrecke ungehindert zurücklegen können. Für die langsamen Ionen ist diese Zeit jedoch zu kurz, um in das Driftvolumen einzudringen (Abb. 2.10).

Im Gegensatz zu anderen Spurendriftkammern werden bei den im NA49-Experiment verwendeten TPCs die *sense*-Drähte nicht ausgelesen. Durch die hohe Spur-und Signaldichte ist es nicht mehr möglich, die Signale eindeutig zu trennen. Zur Auslese werden ausschließlich die Signale der *pad*-Ebene verwendet.
Die wichtigsten Daten der bei den NA49-TPCs verwendeten Drahtebenen sind in Tabelle (2.1.4) aufgeführt.

Drahtebene	**Drahtdurchmesser[μm]**	**Drahtabstand[mm]**	**Material**
sense	20	4	WRe (vergoldet)
field	125	4	CuBe (vergoldet)
Null	75	1	CuBe
gating	75	[1] 2	CuBe

Tab. 2.2 Die wichtigsten Maße und Daten der NA49-TPC Drahtebenen. Abweichende Werte für die VTPC sind in eckigen Klammern.

Aus der Kenntnis des absoluten Zeitpunktes der Reaktion und der Driftgeschwindigkeit der Elektronenwolke im entsprechenden Detektorgas ist es möglich, durch die Messung der Ankunftszeit der Wolke relativ zum *trigger* den Raumpunkt der Ionisation im Driftvolumen zu rekonstruieren. Im NA49-Koordinatensystem ergibt sich der Raumpunkt in der Driftachse y zu:

$$y = v_{Drift} \cdot t_{Drift} \ . \tag{2.13}$$

Die Ortsbestimmung in der xz-Ebene ergibt sich aus der Signalverteilung in x-Richtung und der festen Raumkoordinate der Reihen.

2.1.5 Ortsauflösung und Pad-Response-Funktion

Die *pad*-Ebene der Detektoren ist in eine Vielzahl von einzelnen Kathodenplättchen, den *pads*, unterteilt, die zu sogenannten *rows* zusammengefaßt werden. Die einzelnen TPCs sind wiederum in separate Module (Sektoren) aufgeteilt. In Tabelle (2.1.5) sind die geometrischen Daten der NA49-TPC-Sektoren zusammengestellt.

Sektortyp	**Rows**	**Pads pro Row**	**Gap [mm]**	**Padgröße** $[mm^2]$
MTPC-Hochauflösend	18	192	2	3.13×39.5
MTPC-Niedrigauflösend	18	128	3	5.05×39.5
VTPC1	(24)	(192)	(3.5)	(3.5×16.0)
VTPC2	24	192	2	3.4×28.0

Tab. 2.3 Die wichtigsten geometrischen Daten der NA49-TPC-Sektoren. Die Daten der VTPC1 sind noch vorläufig.

Die gedriftete Spur eines Teilchens erzeugt in jeder *pad*-Reihe auf einen bis vier *pads* ein Ladungssignal. Die Höhe des Signals auf jedem einzelnen *pad* ist abhängig von der projizierten Entfernung des *pads* zu dem Ladungsschwerpunkt der induzierenden Ionenwolke. Die Signalhöhenverteilung auf den *pads* wird als *pad response function* bezeichnet; sie kann durch eine Gaußfunktion näherungsweise beschrieben werden:

$$P_i = C \cdot \exp[-\frac{(x-x_i)^2}{2\sigma^2}] \ , \tag{2.14}$$

x ist der Ladungsschwerpunkt der Verteilung, x_i die Position des $i-$ten *pads*. Die Breite $\sigma = 2Dt$ der Verteilung hängt direkt mit der Diffusionskonstanten D (Kap. 2.1.2) zusammen. Sie wächst mit der Driftstrecke s und hängt außerdem von dem Winkel α ab, unter welchem die Teilchentrajektorie die *pad*-Reihe schneidet. Es gilt vereinfacht:

$$\sigma_x^2 = \sigma_{PRB}^2 + D_x^2 \cdot s + \frac{(l \cdot \tan\alpha)^2}{12} \ , \tag{2.15}$$

D_x ist die Diffusionskonstante in transversaler Richtung in der üblichen Einheit $[\,\mu m/\sqrt{cm}\,]$. Die Gröse σ_{PRB} wird *pad-response-Breite* genannt; sie wird durch den erwähnten Abstand von der *pad*-Ebene zur *sense*-Ebene bestimmt und ist ein Maß für die kapazitive Kopplung zwischen den *pads* und den *sense*-Drähten.
Aufgrund der Empfindlichkeit der Breite des Gesamtsignals gegenüber α wurden in den sechs Sektoren der Vertex-TPCs die *pads* soweit gedreht, daß ihre Längsachse der Hauptachse der erwarteten Teilchentrajektorien entspricht; so können Winkeleffekte bei der Spurauflösung minimiert werden. Bei den je fünfundzwanzig Sektoren der beiden Haupt-TPCs sind zur Vereinfachung der mechanischen Herstellung nur bei den außenliegenden

Modulen die *pads* um 15° gedreht, um diese Winkeleffekte auszugleichen.
Für die Breite der Ladungsverteilung in Driftrichtung gilt:

$$\sigma_y^2 = (T_{shaper} \cdot v_{Drift})^2 + D_y^2 \cdot s + \frac{(l \cdot \tan\lambda)^2}{12} , \tag{2.16}$$

T_{shaper} ist die zeitliche Auflösung des Pulsformers (*shaper*) der Ausleseelektronik. Die Driftstrecke wird mit s bezeichnet und l gibt die Länge des *pads* an. Der Winkel λ ergibt sich aus dem Winkel zwischen der Teilchenspur und der yz-Ebene.
Die unterschiedlichen Signalhöhen P_i der *pads* werden zu *clustern* zusammengefaßt. Um die örtliche Position der Ladungswolke in der xz-Ebene zu bestimmen, können zwei verschiedene Methoden verwendet werden [Atw]:

- Berechnung des Ladungsschwerpunktes mit der Methode des gewichteten Mittels der Signalhöhenverteilung:
$$x = \frac{\sum_i x_i P_i}{\sum_i P_i} . \tag{2.17}$$

- Berechnung unter der Annahme der gaußschen Form der Signalhöhenverteilung:
$$x = \hat{\sigma}_x^2 \delta \ln(\frac{P_{i+1}}{P_i}) + x_i + \frac{\delta}{2} , \tag{2.18}$$

δ bezeichnet den Abstand zwischen zwei *pads*, $\hat{\sigma}_x^2$ die *cluster*-Breite in Einheiten der *pad*-Breite. Für die Bestimmung des Ladungsschwerpunktes in der Driftrichtung y kann ebenfalls die Methode des gewichteten Mittels benutzt werden.
Nach der Ermittlung der drei Raumkoordinaten ist es möglich, die Position der primären Ionisation zu bestimmen. Die gefundenen Raumpunkte (*spacepoints*) können nun mit entsprechenden Mustererkennungsmethoden den Teilchentrajektorien zugeordnet werden (*tracking*). Nach der präzisen Bestimmung der Ladungswerte der Raumpunkte und genauer Berechnung der zugehörigen Spuren ist sowohl die Impuls-und Ladungsvorzeichenbestimmung als auch eine Aussage über die spezifische Ionisation möglich.

2.2 Die Ausleseelektronik

Durch die große Anzahl von ungefähr 170 000 Auslesekanälen und der geforderten hohen Meßgenauigkeit mußte eine spezielle Elektronik zur Datenerfassung der Spurendriftkammern entwickelt werden. Um Platz und nicht zuletzt auch Kosten zu sparen, wurde die am Detektor installierte Elektronik in hochintegrierten Schaltkreisen (ICs) zusammengefaßt. Für den Datentransfer und die Datenerfassung mußten ebenfalls neuartige Systeme entwickelt werden.

2.2.1 Die Front-End-Elektronik

Jedes segmentierte Kathodenplättchen einer Spurendriftkammer wird separat ausgelesen und von der Datenerfassung aufgezeichnet. Je zweiunddreißig Kanäle werden von einer, in einen Rahmen auf den Modulen befestigen Karte - dem *front-end-board*, zusammengefaßt (Abb. 2.11). Es handelt sich dabei um eine 9.5cm $\times$ 13.5cm große, sechslagige

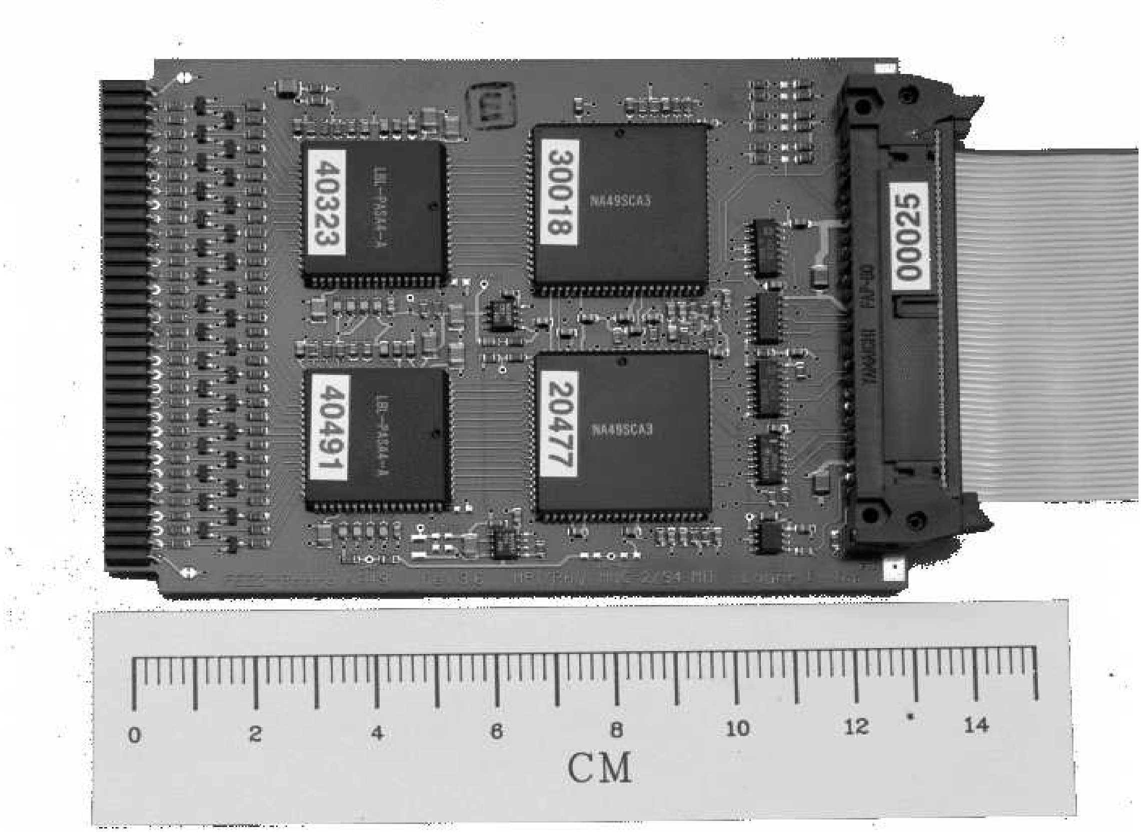


Abbildung 2.11 Photo der NA49-*front-end*-Karte: Deutlich zu sehen sind die hochintegrierten PA/SA-Bausteine (links) und die SCA/ADC-Bausteine (rechts).

Platine. Je sechzehn Kanäle werden zuerst in einem hochintegrierten Baustein verstärkt (*preamp/PA*) und durchlaufen einen Pulsformer (*shaper/SA*). In dem zweiten IC befindet sich pro Kanal ein analoger kapazitiver Speicher (*switched-capacitor-array/SCA*) und ein Analog-Digital-Wandler (*ADC*). Danach werden die beiden sechzehn-Kanalstränge in einem Multiplexer zusammengefaßt und über ein Flachbandkabel zur Transfer-Karte (*control-and transferboard/ct-board*) weitergeleitet (Abb. 2.12).

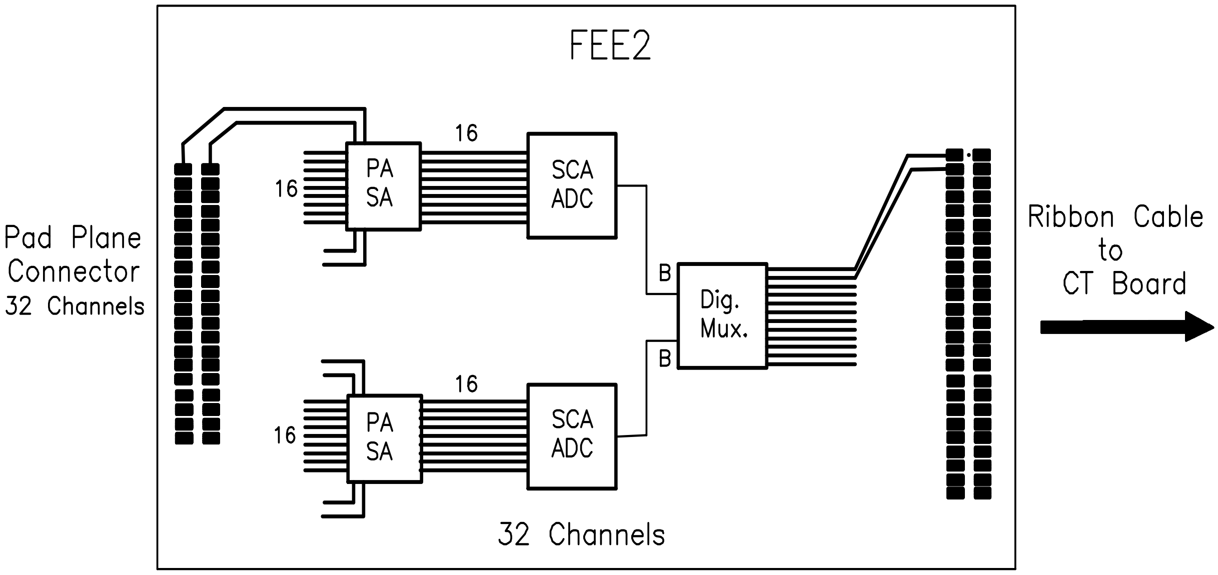


Abbildung 2.12 Blockschaltbild einer *front-end*-Karte: Auf einer Karte werden die Signale von 32 *pads* in zwei Strängen von jeweils sechzehn Kanälen vorverarbeitet. Sie werden in den Vorverstärkern (PA) verstärkt und durchlaufen einen Pulsformer (SA). Danach werden sie in einem analogen Speicher-IC (SCA) mit 512 Meßwerten Speichertiefe zwischengespeichert und von dem Analog-Digital-Wandler (ADC) digitalisiert. Der Multiplexer (MUX) faßt die beiden Stränge zusammen und verteilt sie auf den Datenbus zum *ct-board.*

Die Baugruppen im Einzelnen:

- Der ladungsempfindliche Vorverstärker, *preamp/PA*:

  Das durch die Ionenladung auf den *pads* induzierte Signal muß vor der Weiterverarbeitung verstärkt werden. Weil der zeitliche Verlauf des Signals nicht immer gleich ist, muß als Maß für das Signal die Ladung und nicht, wie bei anderen Anwendungen, die Spannung gemessen werden. Für Spurendriftkammern ist es deshalb notwendig, einen ladungsempfindlichen Vorverstärker zu wählen. Die Ausgangsspannung U_a eines solchen Verstärkers (Abb. 2.13) hängt von dem Eingangstrom $I(t)$ ab:

  $$U_a = -\frac{1}{C_d}\int I(t)dt \cdot V \cdot \frac{C_d}{C_d + C_m(1+V)} , \qquad (2.19)$$

  C_D ist die Detektorkapazität, C_M die Rückkopplungskapazität und V die Verstärkung. Die Ausgangsspannung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers ist also propor-

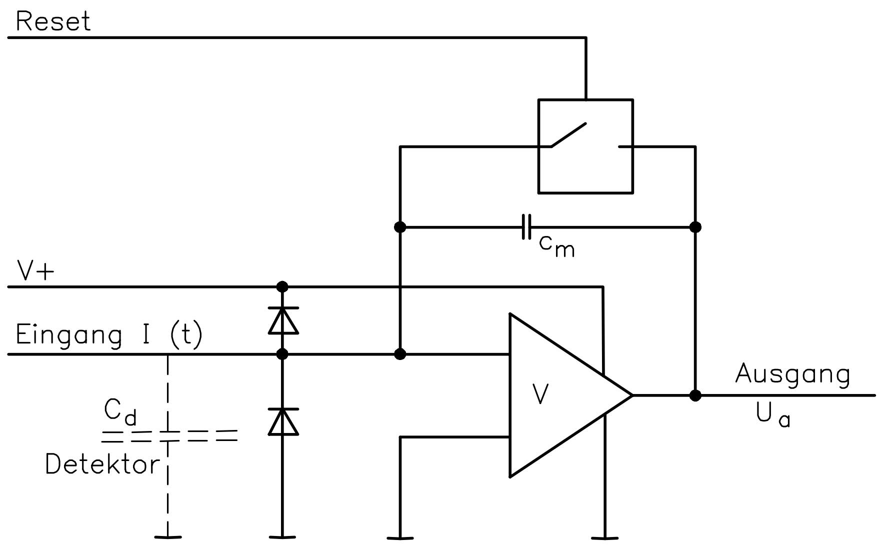


Abbildung 2.13 Blockschaltbild eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers.

tional zu der Gesamtladung des Eingangssignals. Bei hohen Verstärkungsfaktoren ($V \cdot C_m \gg C_d$) gilt nach der Integration über die gesamte Signaldauer von einigen ns:

$$U_a = -\frac{Q}{C_m} \ . \tag{2.20}$$

Die Abklingzeit der Spannung ist mit einigen μs recht lang, so daß, falls ein neues Signal anliegt, es zum Aufstocken der Spannungen, dem *pile up*, kommt. Um das Design des nachfolgenden Pulsformers zu vereinfachen und das Signal-zu-Rauschverhältnis zu verbessern, wurde bei dem ladungsempfindlichen Vorverstärken die Abklingzeit auf Unendlich eingestellt. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers entspricht daher einer Treppe; die Stufenhöhe ist dabei proportional zu der Ladung des Eingangssignals. Nach einer festgelegten Zeit (Speichertiefe des SCA $\times$ Zeitfenster des SCA $\simeq 512 \times 100ns = 51.2\mu s$) wird der ladungsempfindliche Vorverstärker durch ein *reset*-Signal zurückgesetzt.

- Der Pulsformer, *shaper/SA*:

Weil der zeitliche Verlauf des Eingangssignals nicht festgelegt ist, ist es ungünstig, das Vorverstärkersignal direkt zu digitalisieren. Hinzu kommt, daß man den Analog-Digital-Wandler so auslegen müßte, daß er den ganzen dynamischen Bereich des Vorverstärker-Ausgangssignals digitalisieren kann. Bei einer Aufstockung von mehreren Eingangssignalen würde man somit Auflösungsvermögen für das Einzelsignal verlieren. Mit Hilfe eines Pulsformers (*shaper*) ist es nun möglich, das Signal soweit zu verändern, daß man eine höhere Auflösung des Einzelsignals gewinnt. Der bei der NA49-Elektronik verwendete Pulsformer besteht aus zwei 2-Pol Integrationsgliedern und einem passiven Differenzierer (Abb. 2.14). Wegen den Toleranzabweichungen der sich im *chip* befindenden Widerstände und Kondensatoren besteht die Möglichkeit einer Feinabstimmung mittels eines binären 3-Bit Codes. Diese Kalibration erfolgt beim Test der *chips* durch entsprechendes Brennen von *on-chip* Sicherungsverbindungen. Auf diese Weise kann im Rahmen von $\pm 20\%$ eine Abgleichung der *chips* vorgenommen werden.

Den Ausgang bildet ein Operations-Verstärker mit einem Verstärkungsfaktor von 25 (Tab. 2.4)[HW]. Weil die Erzeugung einer idealen Gauß-Form in elektronischen Netzwerken nicht möglich ist, wurde in der Rückkopplungschleife des Operations-Verstärkers ein Korrektur-Netzwerk eingefügt. Diese Platzierung ist durch die lange Zeitkonstante bedingt, denn um den Platzbedarf für den Kondensator möglichst klein zu halten, wurde der Ort mit der größten Impedanz im *chip* gewählt.

Die verwendete Anordnung des Pulsformers wurde so konzipiert, daß sie sensitiv auf die schnellen Flanken des Eingangssignals ist, aber die langsamen Komponenten, erzeugt durch die geringe Beweglichkeit der Ionen, unterdrückt. Das Ausgangssignal des Pulsformers ist nicht mehr eine Treppe, sondern eine zeitliche Abfolge von gaußförmigen Einzelsignalen. Das Integral über das Einzelsignal ist proportional zu der Ladungsmenge der primären Elektronenwolke, die das Signal hervorgerufen hat.

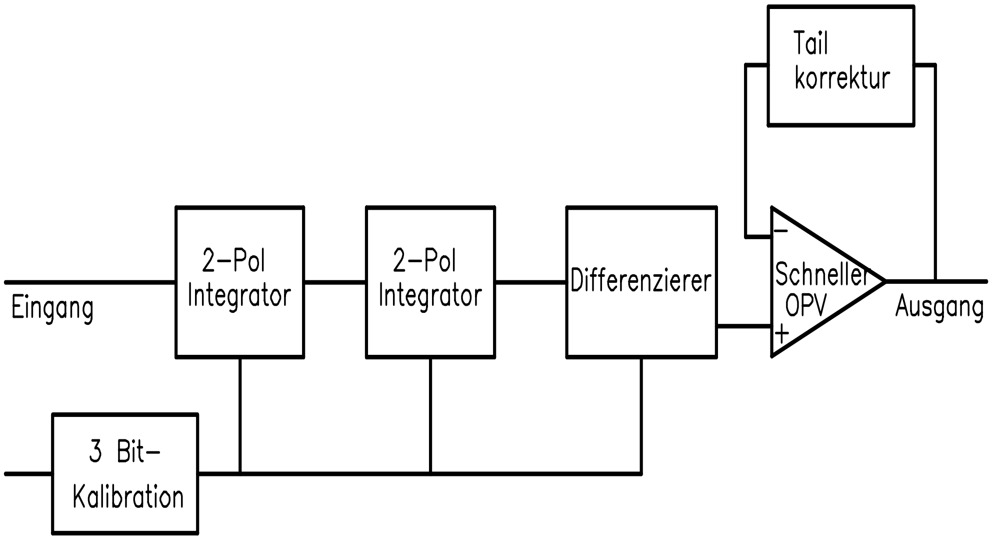


Abbildung 2.14 Blockschaltbild des 16-Kanal Pulsformers (*shaper*).

Kanäle	16
Rauschverhältnis	800 Elektronen RMS@20 pf
Verstärkung	$50mV/fC$
Verstärkungsvariation	$\pm 3\%$
Ausgangspegel	$-2V$
Peaking-Time	$180ns$
Variation der Zeit-Konstanten	$\pm 5\%$
Nichtlinearität	$< 2\%$
Übersprechen	$<$ 1 aus 250
Tail-Korrektur	$< 0.5\%@1\mu s$
Stromverbrauch	$< 100mW$ pro Kanal

Tab. 2.4 Kenndaten des integrierten Vorverstärker (PA)/Pulsformer (SA) Schaltkreises [Bar].

- Der analoge Speicher, *switched-capacitor-array/SCA*:

  Aufgrund der schnellen Signalfolge kann diese entweder mit schnellen *flash-ADCs* pro Kanal direkt digitalisiert werden, oder man speichert die schnellen Signale analog, um sie später wesentlich langsamer digitalisieren zu können. Wegen der hohen Leistungsaufnahme von *flash-ADCs* ist es bei einer so hochintegrierten Bauweise, wie sie im NA49-Experiment von Nöten ist, nicht sinnvol diesen ADC Typ zu verwenden. Die entstehende Wärme an der Ausleseebene der TPC könnte nur mit großen technischen Aufwand abgeleitet werden. Es wurde deshalb der Weg beschritten, die Signale analog zwischenzuspeichern. Eine gute Lösung hierfür bietet ein geschalteter kapazitiver Speicherblock (*switched-capacitor-array/SCA*).
  Der in der NA49 *front-end*-Elektronik verwendete SCA hat sechszehn individuelle Kanäle mit jeweils 512 linearen *sample-hold*-Schaltungen und einer Kapazität von $1pf$. Die Kondensatoren werden zum Speichern des analogen Signals verwendet. Sie sind mit dem Eingang über Transistor-Schalter verbunden. Die Addressierung der Speicherzellen übernimmt ein *serial-in, parallel-out* Schieberegister. Während der Signalaufzeichnung sind alle Kondensatoren über einen Schalter mit niedriger Impedanz geerdet. Nacheinander wird nun ein Bit des Schieberegisters auf logisch *true* gelegt, der Transistorschalter geöffnet und der Kondensator mit dem Eingang verbunden. Nach einer definierten Zeit schiebt das Register ein Bit weiter und ein neuer Schalter wird geöffnet, derweilen wird der vorherige Schalter geschlossen. Der geschlossene Kondensator speichert nun die Ladung, die während der Öffnungszeit über den Eingang geflossen ist. Auf diese Weise wird mit allen 512 Speicherzellen verfahren.
  Zur Auslese des aufgezeichneten analogen Signals wird erst die Eingangsseite der Kondensatoren über Transistorschalter von der *pad*-Ebene elektrisch entkoppelt.

Danach wird wieder mit dem Schieberegister jedes Speichersegment angesprochen und in die Rückkopplungsschleife eines Ausleseverstärkers eingespeist. Der Ausleseverstärker rekonstruiert auf diese Weise das gespeicherte Eingangssignal [Kl].

- Der Analog-Digital-Wandler, *Analog to Digital Converter/ADC*:

  Der in der *front-end* Elektronik verwendete Analog-Digital-Wandler wurde in CMOS VLSI [1] Technologie konzepiert und realisiert. Er arbeitet nach dem *Wilkinson*-Prinzip und kann sechzehn Kanäle parallel digitalisieren. Für jeden Kanal besitzt der ADC einen Zähler und eine *sample-hold*-Schaltung, doch nur einen gemeinsamen Rampengenerator. Zu Beginn des Digitalisierungszyklus werden die Zähler und der Rampengenerator auf definierte Referenz-Zustände initalisiert. Das analoge Eingangssignal wird an den einen Eingang eines Komparators[2] gelegt und das Ausgangssignal des Rampengenerators an den anderen Eingang, dann werden gleichzeitig der Zähler und der Rampengenerator gestartet. Der Ausgang des Rampengenerators ist proportional zum Zählerstand; erreicht nun das Ausgangssignal des Rampengenerators den Pegel das analogen Eingangssignals, wechselt der Komparator seinen Zustand und gibt einem digitalen *memory latch* das Signal, den Zählerzustand aufzuzeichnen. Auf diese Weise ist der digitale Zählerstand proportional zum analogen Eingangssignal [Mil].

2.2.2 Das Control- and Transferboard

Je vierundzwanzig *front-end*-Karten (Kap. 2.2.1) werden von einem *control- and transferboard* (*ct-board*) zusammengefaßt. Die Karten sind über Flachbandkabel mit der $16cm \times 65cm$ großen Platine (Abb. 2.15) verbunden. Die geringe Größe der Karte ermöglicht eine Installation direkt am Detektor. Das *ct-board* erzeugt alle für die Datenaufnahme notwendigen *clock*-Signale der *front-end*-Karten und versorgt außerdem alle angeschlossenen Karten mit der nötigen Spannung.

[1] engl.: *Very Large Scale Integration* → Hochintegrierte Schaltkreise

[2] Ein Komparator ist eine Schaltung, die ein Ausgangssignal erzeugt, das bei Gleichheit der beiden Eingänge logisch *TRUE* oder bei Ungleichheit logisch *FALSE* ist.

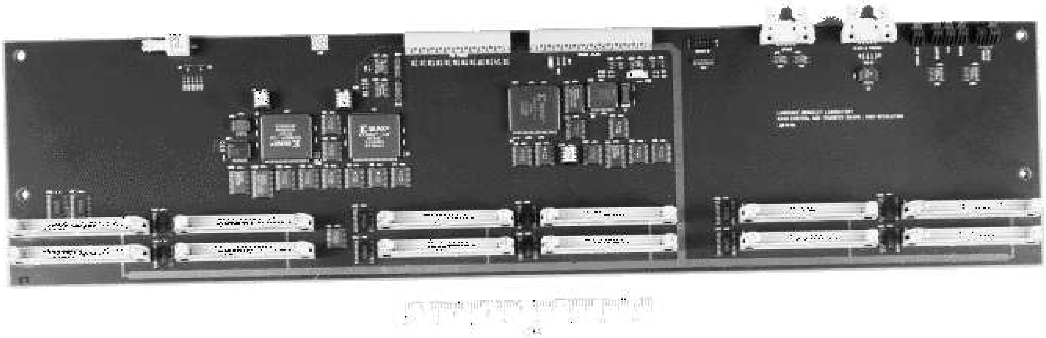


Abbildung 2.15 Photo eines *control- and transferboards (ct-board).*

Nach der Datenaufnahme wandelt das *ct-board* die parallelen Daten der 768 *pads* in serielle Daten um und übermittelt sie über eine optische Glasfaser-Verbindung, den *taxi-link*, zu den *receiverboards*. Die transferierte Datenmenge pro *ct-board* beträgt 384 *Kbyte*, sie wird in etwa 60 *ms* zum *receiverboard* übertragen. Das *ct-board* bietet weiterhin die Möglichkeit, über einen seriellen Feldbus, dem *BitBus*, simulierte Daten zu erzeugen und den Zustand der angeschlossenen *front-end*-Karten zu überprüfen.

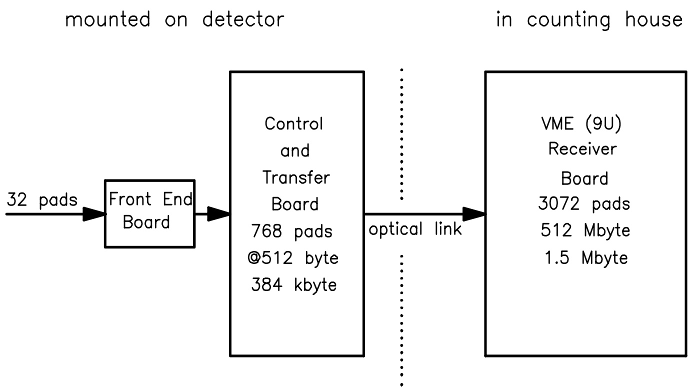


Abbildung 2.16 Schematische Darstellung des Datenflußes von der *front-end*-Elektronik zum *receiverboard*. Das *ct-board* transferiert die Daten von 24 *front-end*-Karten, also 768 *pads* zum *receiverboard* im Kontrollraum des Experimentes [Rau].

2.2.3 Das Receiverboard

Das *receiverboard* hat die Aufgabe, die Daten von den *ct-boards* zu empfangen, sie zu verarbeiten und der Datenerfassung zur Verfügung zu stellen. Das *receiverboard* wurde für das VME-Bussystem konzepiert und als 9 U[1] hohes Modul ausgeführt (Abb. 2.17). Zentraler Bestandteil ist der **D***igitale*-**S***ignal*-**P***rozessor* DSP96002 der Firma Motorola; er hat die Aufgabe, die großen Datenmengen von $\approx$ 50 *Mbyte* pro Ereignis durch Kompression auf ein erträgliches Maß von ungfähr $6-8$ *Mbyte* zu reduzieren. Hierzu wird für jedes *pad* untersucht, ob es gültige Signale enthält; wird ein Signal gefunden, wird es in den Ausgangsspeicher geschrieben. Ein gültiges Signal ist dadurch definiert, daß sukzessive Digitalisierungen eines *pads* (*timeslices*) über einer vorgegebenen Schwelle (*threshold*) liegen. Die Kompression der Daten erfolgt durch Nullenunterdrückung. Die Speichertiefe in Driftrichtung y beträgt 512 Zeitfenster mit 100 ns Breite, erfolgt ein gültiges Signal erst beim Zeitfenster 200, so stehen dem Signal 200 Nullen zuvor. Da es nicht sinnvoll ist, diese leere Information zu speichern, gibt man nur an, wieviele Nullen dem Signal vorstehen. In diesem Beispiel würde ein Signal wie folgt gespeichert: 0 | 200 | *Signal* | *Signal* |...

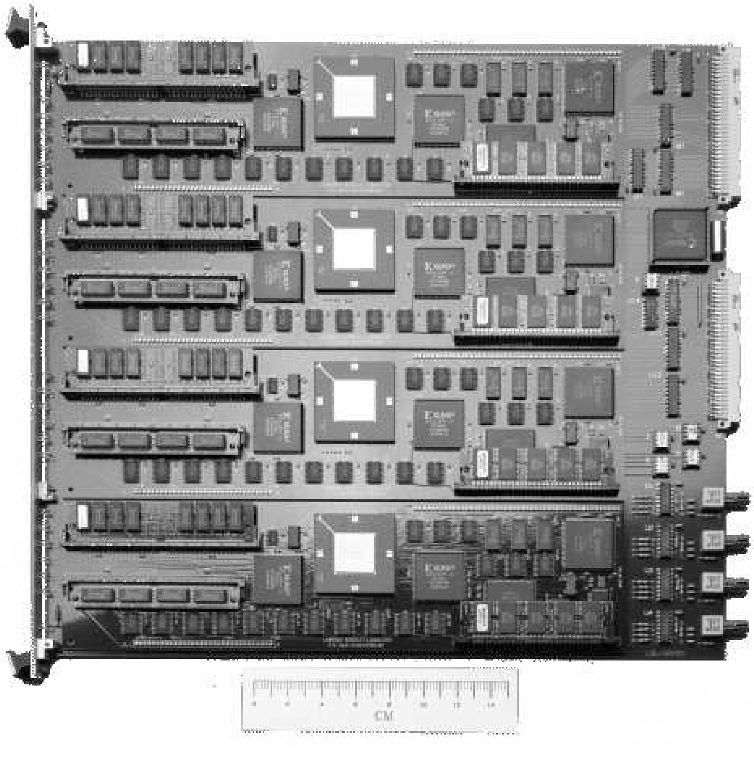


Abbildung 2.17 Photo eines *receiverboards*: Jedes *receiverboard* besitzt vier unabhängige Kanäle und verarbeit somit die Daten von $768 \times 4 = 3072$ *pads*. In der Mitte sind die Motorola DSP96002 Signal-Prozessoren zu erkennen. Auf der rechten Seite unten erkennt man die Anschlüsse für die Glasfaserkabel; oben ist der Anschluß für das VME-Bussystem.

[1] U $\rightarrow$ Europakartenformat (1U = 160mm $\times$ 100mm).

Jedes *pad* besitzt für jeden Kanal einen Sockel, auf dem die eigentlichen Signale sitzen, das sogenannte *pedestal*. Bestimmt werden kann dieses *pedestal* durch eine leere Datenaufnahme, also ohne Signale durch Teilchen. Dieser Wert wird für alle *pads* bestimmt und in einem speziellen Speicherblock - dem *pedestalmemory*- auf den *receiverboards* gespeichet. Eine in programmierbaren *gate-arrays* vom Typ Xilinx erstellte Steuerlogik subtrahiert für jedes einzelne *pad* den im *pedestalmemory* gespeicherten Wert von dem aktuellen Signal und sortiert gleichzeitig die Reihenfolge der gemultiplexten Daten in eine für die Weiterverarbeitung sinnvolle Anordnung. Weil durch die Subtraktion des *pedestals* auch negative Werte entstehen können, wird das neunte Bit als Vorzeichen-Bit verwendet. Anschließend werden die Daten im *inputmemory* gespeichert. Dieser *inputmemory*-Block ist in achtfacher Ausführung pro Kanal auf den *receiverboards* vorhanden. Dies wurde so gewählt, damit während der 5 s, in welchen der Strahl auf das *target* trifft (*spill*), möglichst viele Ereignisse aufgezeichnet werden können. Diese zwischengespeicherten Daten werden während der 15 s Pause zwischen den *spills* von dem DSP abgearbeitet. Nach der Verarbeitung werden die Daten im *outputmemory* abgelegt und von dem Datenerfassungssystem über den VME-Bus zur Weiterverarbeitung abgeholt (Abb. 2.18).

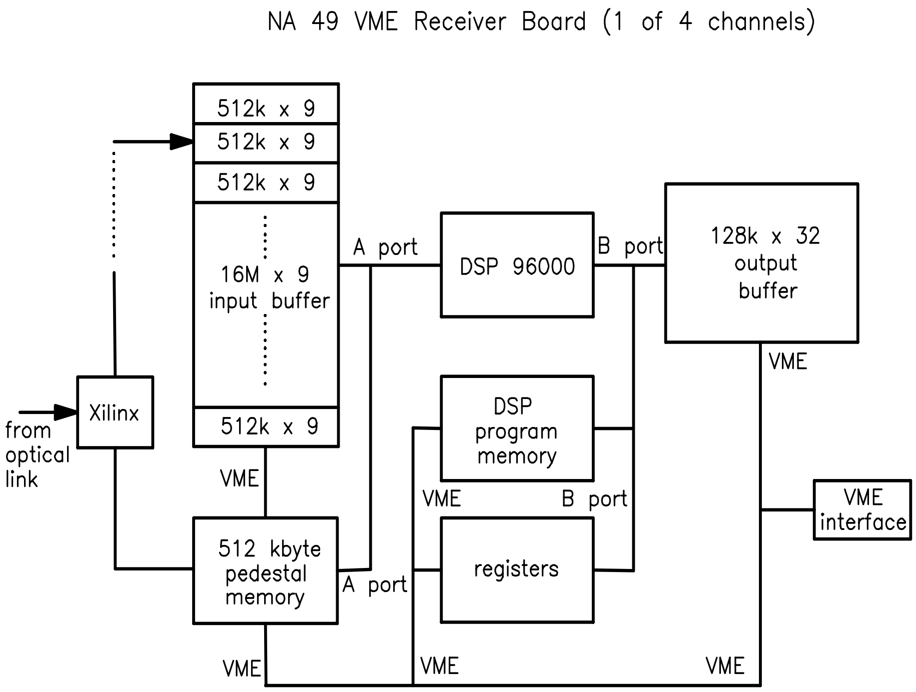


Abbildung 2.18 Blockschaltbild eines *receiverboards* [Rau].

2.3 Die Datenerfassung

Alle 15 Sekunden wird der Strahl des **SPS** für 5 Sekunden auf das Target des NA49-Experiments gelenkt. Während dieser Zeit wird ein Strom von ungefähr 10^5 $Pb{-}Ionen/s$ extrahiert. Man erwartet in dieser Periode aufgrund der *target*-Dicke ca. 10^3 Ereignisse, von denen die meisten jedoch periphere Kollisionen sind; die Zahl der zentralen Ereignisse liegt bei $\approx$ $10/s$. Bei der großen Anzahl von 170 000 Auslesekanälen ergibt das eine Datenrate von ca. 750 $Mbyte/s$, also 3.75 $Gbyte$ während eines *spills*. Nach der Reduktion und Kompression der Daten durch den DSP beträgt die Datenrate der Spurendriftkammern immer noch rund 15 $Mbyte/s$; dies stellt hohe Anforderungen an das Datenerfassungssystem.
Die TOF-Detektoren werden über ein entkoppeltes FASTBUS-System ausgelesen und die Kalorimeter über ein CAMAC-Auslesesystem. Die Daten der Spurendriftkammern, des TOF und der Kalorimeter werden von der gemeinsamen Datenerfassung aufgenommen und von einer Hochgeschwindigkeits-Bandmaschine auf Band geschrieben.

2.3.1 Die Datenerfassungs-Hardware

Das zentrale Datenerfassungssystem ist auf der VME/VSB-Bus-Technik aufgebaut. Das VME-System hat den Vorteil, daß es modular ist, eine optional wählbare Addreßbreite von 16,24 oder 32 Bit besitzt und daß Multiprozessorsysteme aufgebaut werden können. Da es sich bei dem VME-Bus im Prinzip um einen auf ein *crate* verlängerten MC680x0 Bus handelt, ist der Bus interruptfähig, wobei den einzelen Interrupts Prioritäten gegeben werden können. Des weiteren bietet es eine Übertragungsbandbreite von 40 $Mbyte/s$[1], so daß es den geforderten Ansprüchen genügt.
Das NA49 VME/VSB-Datenerfassungssystem basiert auf dem *master-slave*-Konzept. Es besteht aus einem VME/VSB-*master-crate* und sechs Auslese-*crates*. Jeweils ein Auslese-*crate* ist für eine der Vertex-TPCs vorgesehen und jeweils zwei für eine der Haupt-TPCs.
Die Auslese-*crates* (Abb. 2.19) besitzen zwölf 9U-Einschübe für die *receiverboards* und acht Einschübe im 6U-Format für den MC68040 Prozessor und ein VIC-Bus *interface* zum Datentransfer zwischen *master* und *slave*.
Das *master-crate* (Abb. 2.20) ist ein 6U-hohes VME-*crate* mit einem Motorola MC68040 Prozessor. Wesentlicher Bestandteil des Erfassungssystems ist das *interrupt-control-board* (CORBO) RCB 8047 von CES. Es bietet die Möglichkeit, *trigger*-Signale verschiedener Pegel zu empfangen und sie als Interrupt über den VME-Bus an den Prozessor weiterzugeben. Zur Regelung der Totzeit, in welcher das Erfassungssystem mit

[1] Im D64-Modus bis zu 80 $Mbyte/s$.

der Aufzeichnung der Daten beschäftigt ist, gibt das CORBO ein *busy*-Signal an die Hardware-Totzeitlogik aus, um ein erneutes Eintreffen von Daten zu verhindern.

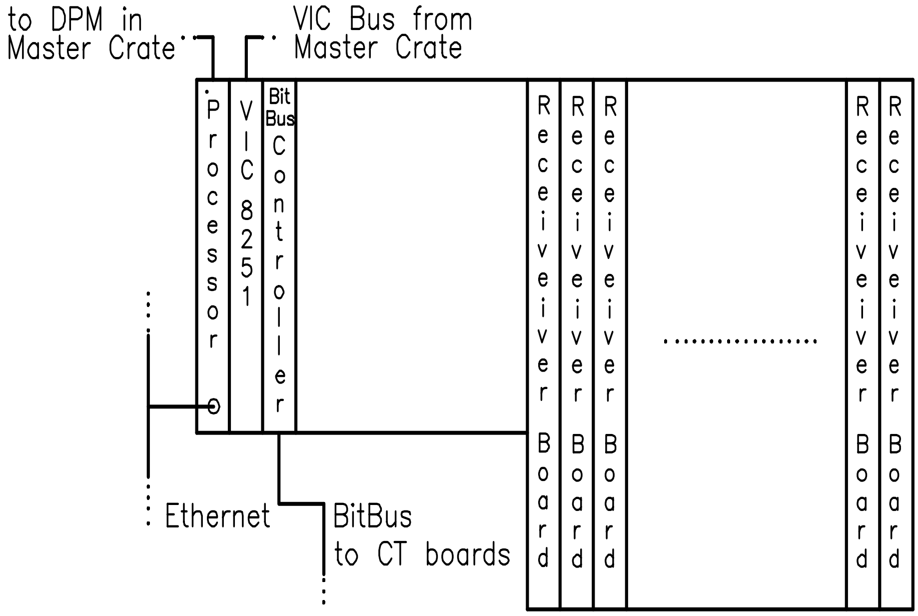


Abbildung 2.19 Schematische Darstellung eines VME-*readout-crates* [Rau].

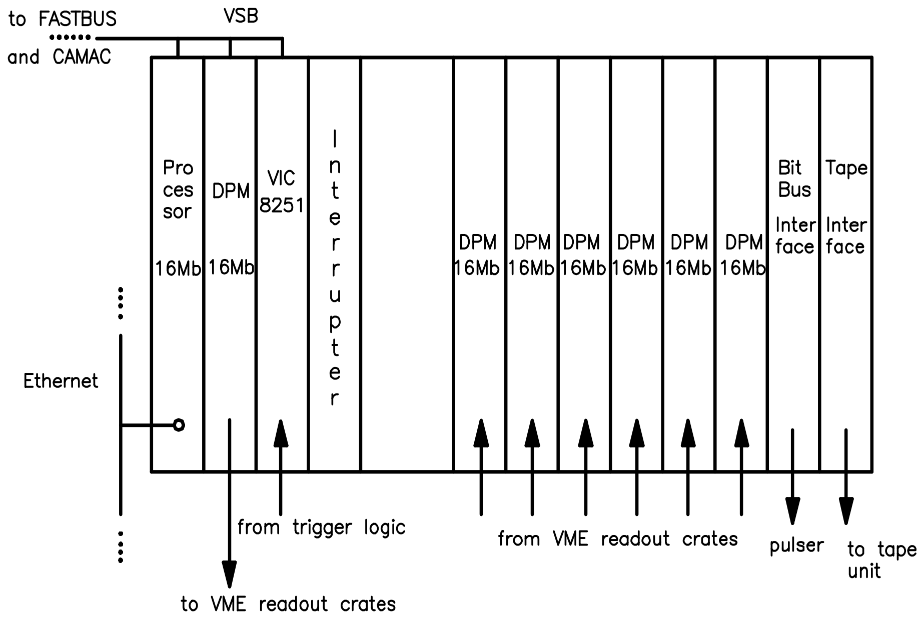


Abbildung 2.20 Schematische Darstellung des VME-*master-crates*.

Die FASTBUS und CAMAC-Auslese erfolgt im *master-crate* über eine differentielle VSB-Verbindung. Ein VIC-Bus dient als schnelle Verbindung zur Auslese der *readout-crates*. Das ganze System ist mit *dual-ported* VME/VSB-*memory* aufgebaut um einen größtmöglichen Datendurchsatz zu erlauben. Desweiteren befinden sich in dem *master-crate* sechs

Speichermodule (DPM) mit jeweils 16 *Mbyte*, in welchen die Daten der *receiverboards* gespeichert werden. Den Transfer der Daten von den *receiverboards* zu den DPMs übernehmen die lokalen Prozessoren der *readout-crates*. Die Transferrate aus dem *receiverboard outputmemory* zu den DPMs liegt bei 2.5 *Mbyte/s*, sie ist durch die Zugriffszeit auf das *outputmemory* der *receiverboards* beschränkt. Im *master-crate* befindet sich zusätzlich ein *microchannel* BIT3 - Interface; es ist verbunden mit einer IBM RS/6000 Workstation, um große Datenmengen in kurzer Zeit zu transferieren. Im Wesentlichen handelt es sich dabei um die *pedestal*-Daten, es können aber auch Ereignisse zur direkten Ansicht in ein graphisches Monitor-Programm übertragen werden. Desweiteren befindet sich im *master-crate* das *BitBus*-Interface für die Komunikation mit den Kalibrationspulsern.
Zur Datenspeicherung wird eine SONY D1 Hochgeschwindigkeits-Bandmaschine verwendet, sie kann die Daten mit 16 *Mbyte/s* auf ein spezielles Band schreiben. Das Fassungsvermögen eines solchen Bandes liegt bei rund 100 *Gbyte*.

2.3.2 Die Datenerfassungs-Software

Das der Datenerfassung zu Grunde liegende Betriebssytem ist das *multitasking/multiuser* fähige Echtzeitsystem-**OS9**. Es hat sich insbesondere auf MC680x0-CPUs durchgesetzt. Ein wesentliches Merkmal des OS9 Betriebssystems ist die Unterstützung von modularer Software durch sogenannte *memory-modules*. Diese Eigenschaft und Möglichkeit, *Interrupt*-Prioritäten zu programmieren, predestiniert das Betriebssytem für schnelle Anwendungen, insbesondere für eine Datenerfassung, zumal jedes dieser Module zur gleichen Zeit von meherern Anwendungen oder Benutzern verwendet werden kann. Das für die Datenerfassung entwickelte Softwaresystem macht sich diese Eigenschaft zu nutzte. Entwickelt wurde es in der Programmiersprache C^{++} und teilt sich in folgende Module auf:

- Der *producer:* Der *producer* ist das Kernmodul der Datenerfassungs-Software. Es übernimmt die Steuerung der *receiverboards* und die Verwaltung der *inputmemory*. Bei einem gültigen *trigger*-Signal erhält es den Interrupt, ausgesandt vom VME-CORBO Modul, und gibt den *receiverboards* das Zeichen zur Datenaufnahme. Danach wartet es auf die Rückantwort, daß ein Ereignis aufgezeichnet worden ist, schreibt hierfür einen *event-descriptor* und hebt über das CORBO Modul das Totzeitsignal auf; danach beginnt der Zyklus von neuem.
  Im Rahmen der Erstellung des Kalibrationssytems mußte hier auch ein spezieller Mode eingefügt werden, der zusätzlich die Steuerung der Kalibrationspulser übernimmt.

- Der *compressor:* Das *compressor*-Modul steuert den Digitalen-Signal-Prozessor. Hierzu sucht es in einer Liste der *event-descriptoren* nach nicht abgearbeiten Ereignissen; findet es eines, weist es dem Signal-Prozessor den entprechenden Speicherbereich zu und startet über einen Interrupt das DSP-Programm zur Datenkompression. Der Interrupt kann über den VME-Bus durch Schreiben eines Bits in einen für den DSP sichtbaren Bereich des Speichers gegeben werden. Gibt der DSP das Signal zurück, daß das Ereignis verarbeitet worden ist, schreibt der *compressor* die Länge des verarbeiteten Ereignisses in den *event-descriptor* und gibt den benutzten *inputmemory*-Bereich frei. Danach sucht es sich den nächsten nicht verarbeiteten *event-descriptor*.

- Der *data mover:* Wie der *compressor*, sucht auch der *data mover* in der Liste von *event-descriptoren* nach nicht verarbeiteten Ereignissen. Wird ein Ereignis gefunden, reserviert das Modul in den DPMs den notwendigen Speicherplatz und weist die sechs lokalen Prozessoren in den Auslese-*crates* zum Datentransfer an. In dieser Zeit kopiert der Hauptprozessor die Daten des FASTBUS-Systems über den VSB-Bus in den zugehörigen Speicherbreich eines DPM. Ist der Transfer aus allen *crates* beendet, gibt der *data mover* den *outputmemory* Bereich der *receiverboards* für neue Ereignisse frei und beginnt von neuem.

- Der *resource monitor* (Fresser): Der Fresser beseitigt die *event-descriptoren* der endgültig verarbeiteten und auf Band geschriebenen Ereignisse und gibt den belegten Speicherbereich an das System zurück. Danach erzeugt er einen neuen *descriptor* für das nächste neue Ereignis.

- Der *taper:* Der *taper* schaut in der *event-descriptor* Liste nach vollständig verarbeiteten, aber noch nicht auf Band geschriebenen Ereignssen. Zum Schreiben auf Band werden die Zeiger auf die jeweiligen Bereiche der DPMs an die Schnittstelle zur Bandmaschine übergeben, welche dann den Datentransfer übernimmt.

- Der *event server:* Ähnlich wie der *taper* überprüft der *event server* die *event-descriptor* Liste nach vollständig verarbeiteten Ereignissen. Wird ein Ereignis von einen entsprechenden Programm (z.B. Monitor) angefordert, steuert er den Datentransfer von den DPMs zu dem aufrufenden Programm.

- Die *run control (captain):* Dieses Programm-Modul ermöglicht eine Kontrolle der Zustände der einzelnen Programme. Über einen gemeinsamen Speicherbereich, dem *shared-memory*, können die Programme abfragen, in welchen Modus sie laufen sollen. Soll ein Prozeß von dem Zustand *run* in den Zustand *pause* gesetzt werden, kann man über die *run control* durch Setzen einer Information im *shared-memory* das Programm steuern. Von diesem Modul aus kann auch der *producer* in den Kalibrationsmodus (*calib*) gesetzt werden.

3 Das Kalibrationssystem

Es ist technisch nicht möglich, bei einer derart großen Anzahl von Auslesekanälen, wie sie im NA49-Experiment verwendet werden, völlig identische Baugruppen für die *front-end*-Elektronik herzustellen. Selbst bei sehr genauer Auswahl der hochintegrierten Bausteine kann es zwischen den einzelnen Kanälen zu großen Abweichungen kommen. Diese Abweichungen können bei der Vermessung von Teilchenspuren in den TPCs zu erheblichen Ungenauigkeiten in der Ortsbestimmung und der Ionisationsmessung führen. Um die Unterschiede zwischen den Auslesekanälen zu korrigieren, ist es notwendig, die maßgeblichen Eigenschaften der Elektronik wie die Verstärkung, Laufzeitunterschiede und die Linearität für jeden einzelnen Kanal zu bestimmen und sie untereinander anzugleichen.
Eine gängige Methode, diese Korrekturen zu ermitteln, ist die Vermessung der Elektronik-Kanäle mit Hilfe eines definierten Referenzsignals, erzeugt durch einen präzisen Signalgenerator. Durch die genaue Kenntnis seines Ausgangssignals und weil alle Kanäle das gleiche Eingangssignal eingespeist bekommen ist es möglich, die Unterschiede zwischen den Elektronik-Kanälen zu ermitteln.
Die Schwierigkeit bei der Kalibration der NA49 *front-end*-Elektronik liegt nun in der sehr großen Anzahl von etwa 170 000 Auslesekanälen. Bedingt durch verschiedene Einflüsse wie Temperatur, Stabilität der Stromversorgung etc. ist es notwendig, einen Abgleich der Kanäle mindestens einmal pro Tag vorzunehmen. Es ist leicht ersichtlich, daß eine so große Menge von Kanälen nicht mehr von Hand zu kalibrieren ist; es mußte also ein für jeden Benutzer leicht zu bedienender Automatismus entwickelt werden, der die Kalibration der Elektronik möglichst effizient durchführt. Zu diesem Zweck war es notwendig, einen speziellen, über einen Feldbus programmierbaren Signalgenerator zu konstruieren, der eine große Flexibilität in der Wahl seines Ausgangssignals ermöglicht. Des weiteren mußte für den Signalgenerator eine mit der Datenerfassung synchronisierte Steuerungssoftware und ein effizientes Programm zur Analyse der aufgezeichneten Daten erarbeitet werden.

3.1 Die Aufgabe der Kalibration

Die Kalibration hat die Aufgabe, durch die genaue Kenntnis der maßgeblichen Eigenschaften der einzelnen Auslesekanäle, Korrekturfaktoren zu erzeugen, welche eine Angleichung der Kanäle untereinander ermöglicht. Wesentliche Korrekturfaktoren sind hierbei Unterschiede in der Verstärkung (*gain*) und Unterschiede in der Signallaufzeit. Im Falle großer Nichtlinearitäten ist es auch möglich, diese Abweichungen zu Parametrisieren und entsprechende Korrekturen anzubringen. Dadurch, daß nach der Kalibration für jeden einzelnen Kanal diese Korrekturen bekannt sind, ist es möglich, die Daten zu korrigieren und somit die Genauigkeit der Orts- und Ionisationsmessung zu erhöhen, um so die Präzision der Trajektorienbestimmung entscheident zu verbessern.

3.2 Der Signalgenerator

Um störende Einflüsse durch große Kabellängen möglichst zu vermeiden, ist es sinnvoll, den Signalgenerator (Pulser) in unmittelbarer Nähe der zu kalibrierenden Elektronik zu installieren. Das Kalibrationssystem wurde deshalb so konzipiert, daß jeweils ein Pulser für die *front-end*-Elektronik einer der vier Spurendriftkammer zur Verfügung steht. Der Aufbau der Pulser und ihrer *trigger*-Logik befindet sich in einem 19-Zoll Überrahmen dicht bei der TPC in der stahlenexponierten Zone des Experimentes; dies hat zur Folge, daß während der Strahlzeit kein Zugang zu den Pulsern möglich ist. Aufgrund dieser Umstände wurde der Pulser so ausgelegt, daß er über einen seriellen Feldbus, dem **BitBus**, von dem Kontrollraum des Experimentes gesteuert werden kann. Als Steuer-Prozessor dient hierzu der MC68040 Prozessor im VME-*master-crate* der Datenerfassung. Ausgehend von dem XYCOM-VME/BitBus-Interface im *master-crate* (Abb. 2.20) befinden sich alle Pulser am selben Datenbus und jeder einzelne bildet einen Knoten im BitBus-Strang; dies ermöglicht ein gezieltes Ansprechen einzelner Pulser. Im BitBus-System können auf diese Weise bis zu 254 *BitBus-slaves* über mehrere hundert Meter miteinander vernetzt werden. Die Datentransfer-Rate von bis zu 2.4 $MBaud$ zeichnet den BitBus zudem als relativ schnelles serielles Bussytem aus [Hök].

Folgende Grundanforderungen stellten sich bei der Entwicklung des Pulsers:

- ▹ Die Erstellung einer Logik, welche die Kommunikation der Pulser mit dem BitBus ermöglicht.
- ▹ Der Pulser soll zwei grundsätzliche Betriebsmodi bereitstellen:
  Dies ist zum einen die Generierung eines einzelnen Signals mit unterschiedlicher Amplitudenhöhe. In diesem Modus soll eine lineare Abfolge von Amplituden erzeugt werden, um die Verstärkung der *front-end*-Elektronik und Laufzeitunterschiede zwi-

schen den Kanälen zu messen. Desweiteren soll in diesem Modus die Linearität der *shaper* ermittelt werden (Abb. 3.3).
Im zweiten Betriebsmodus wird ein treppenförmiges Ausgangssignal gefordert. Es soll dabei die Stufenanzahl als auch die jeweilige Amplitudenhöhe variiert werden können. In diesem Modus soll das lineare Verhalten und der Dynamikbereich der Vorverstärker gemessen werden (Abb. 3.4).

▹ Eine analoge Pulsformung, um Teilchensignale einer TPC zu simulieren.

Durch diese Rahmenbedingungen läßt sich der Aufbau des Pulsers in drei Hauptbestandteile fassen:

- Der Kommunikationsteil:
  Basis für den Kommunikationsteil des Pulsers bildet das kommerziell erhältliche OEM[1]-*board*. Es ist mit einer *RS*232-Schnittstelle ausgerüstet und stellt im wesentlichen bit-parallele Daten und deren Addressen zu Verfügung. Auf ihm befindet sich ein *i*80*C*152-Prozessor mit einem Echzeit-Betriebssystem; er ermöglicht über einen einfachen Befehlssatz (*RAC-Tasks*) [2] einen Lese/Schreibe-Zugriff auf den Speicherbereich der Karte und auf das für die sequentielle Logik sichtbare *I/O*-Register. Ein *BitBus/RS*232-*Gateway* ist je nach Anforderungen frei konfigurierbar; die BitBus-Knotenaddresse läßt sich durch hexadezimale Drehschalter leicht einstellen [Hök].

- Die sequentielle Logik:
  Die Aufgabe, die von dem Prozessor des BitBus-Knotens bereitgestellten Daten zu decodieren und das entsprechende Bitmuster am Digital-Analog-Konverter zu erzeugen, wird von der sequentiellen Logik des Signalgenerators übernommen. Aufgrund der beiden Betriebsmodi müssen bei dem Datentransfer vom BitBus/VME-Interface zum Pulser nicht nur Informationen über die gewünschte Signalform übertragen werden, sondern ebenfalls Informationen für die digitale Steuerungslogik über die Betriebsart. Die Größe der Dateninformation beträgt somit 12 Bit für den DAC und ein Steuerbit für die sequentielle Logik. Weil der Datentransfer über einen 8 Bit breiten Datenbus erfolgt, aber die notwendige Dateninformation 13 Bit beträgt, ist die Übertragung in zwei separaten Bytes notwendig. In Anlehnung an Intel-Konventionen spricht man von dem *low-byte* und dem nachfolgenden *high-byte*. Die Information für die digitale Steuerlogik befindet sich in dem 8-Bit des *high-bytes*. Die Schnittstelle zwischen der sequentiellen Steuerungslogik und dem DAC besteht aus einer direkten 12 Bit breiten Datenbusverbindung. Jede mögliche Addressierung in dem 4K-Addressraum wird in dem Digital-Analog-Konverter in das analoge Ausgangssignal umgewandelt. Die wichtigsten Kenndaten des DACs

[1]engl.: **O**_riginal_ **E**_quipment_ **M**_anufacturer_
[2]engl.: **R**_emote_ **A**_cces_ and **C**_ontrol_ Command.

sind in Tabelle (3.1) aufgelistet.
Hergestellt wurde die sequentielle Logik in konventioneller Bauweise mit handelsüblichen integrierten Schaltkreisen und unter der Verwendung von GAL[3]-Bausteinen [Rüs]. Größere Flexibilität ist durch die Verwendung von FPGAs möglich. Durch die große Anzahl von programmierbaren logischen Elementen ist es möglich, in einem Baustein die gesamte komplexe sequentielle Logik des Signalgenerators unterzubringen. Durch die geringe Größe dieser Bausteine und die festgelegte Geometrie der Verbindungen ist die mechanische Entwicklung zudem weitgehend von der logischen entkoppelt. Das Schaltungskonzept kann schon vor der eigentlichen Endfertigung auf dem Computer simuliert und leicht verändert werdern; zumal bei der Entwicklung auf Standardelemente einer Bibliothek zurückgegriffen werden kann. Bei späteren Änderungen muß kein Eingriff in die Verdrahtung der Schaltung vorgenommen werden; es muß nur noch der Speicherbaustein (EPROM) ausgetauscht werden. Dieses neue Pulser-Konzept wurde aber im Zeitraum dieser Arbeit nicht mehr fertiggestellt.

Auflösung	12Bit
Integrale Nichtlinearität	$\pm$1.5 [LSB]
Differentielle Nichtlinearität	$\pm$1.25 [LSB]
Ausgangspegel	-1.2 bis 2.0 [V]
Wiederherstellungsrate	80 [MSPS]
Stellzeit	27 [ns]

Tab. 3.1 Kenndaten des verwendeten 12Bit Digital-Analog Konverters.
MSPS: *Mega Samples Per Second.*
LSB: *Least Significant Bit.*

- Die Pulsformung:
  Der 12 Bit Digital-Analog-Konverter liefert als Ausgangssignal ein präzises Rechtecksignal. Die für das NA49-Experiment entwickelte *front-end*-Elektronik ist aber für charakteristische Teilchensignale ausgelegt (Abb. 3.1). Um das Verhalten der Elektronik genau bestimmen zu können, ist es deshalb notwendig, möglichst realistische Bedingungen zu erzeugen. Für die Entwicklung eines Kalibrationspulsers bedeutet dies, die Teilchensignale möglichst präzise nachzubilden.

[3]engl.: **G***ate*-**A***rray*-**L***ogic*

Abbildung 3.1 Ausgangsignal des ladungsempfindlichen Vorverstärkers einer *front-end*-Karte: TPC-Signal eines 5.9 keV Photons aus einer FE-Quelle [Moc].

Die Pulsformung des DAC-Rechtecksignals zu einem simulierten Teilchensignal wird durch den Einsatz eines dreistufigen RC-Netzwerks realisiert. Durch die entsprechende Dimensionierung der Kondensatoren und Widerstände sind die Zeitkonstanten des Pulsersignals fast beliebig zu beeinflussen [Jar].

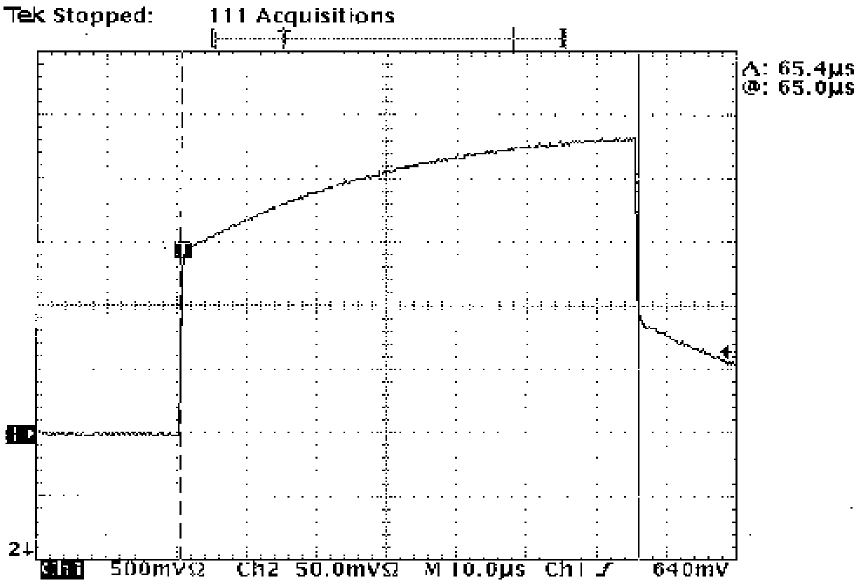


Abbildung 3.2 Ausgangssignal des Pulsers im *single-mode*: Um ein negatives Spiegel-Signal auf der *pad*-Ebene zu induzieren, muß das Ausgangssignal des Pulsers positiv sein. Damit die Abschaltflanke des Pulsers für die Datenerfassung nicht sichtbar ist, beträgt die Länge des Pulsersignals 65 μs. Die Abschaltflanke liegt damit außerhalb der Dauer der Datenauslese von 51.2 μs.

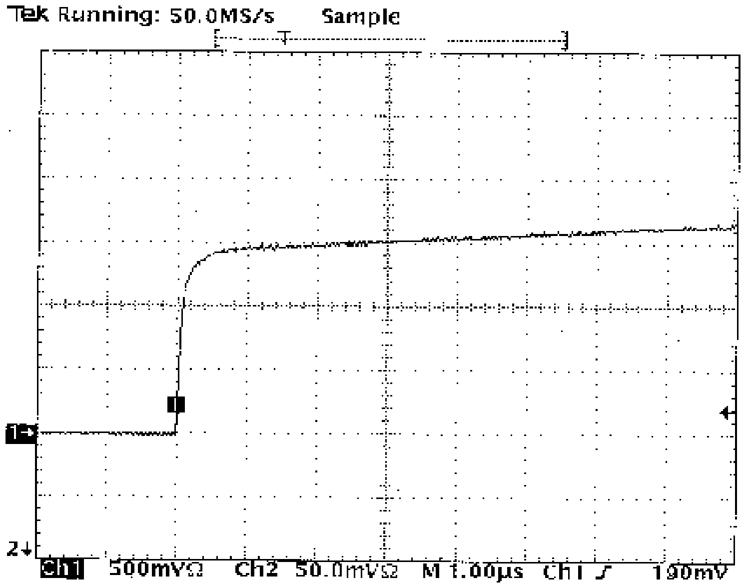


Abbildung 3.3 Simuliertes Teilchensignal des Pulsers: Nach der Pulsformung des dreistufigen RC-Netzwerkes ist die Form des Ausgangssignal weitestgehend dem Signal eines echten Teilchens nachempfunden. Deutlich zu erkennen ist die steile Flanke, welche das schnelle Signal der durch das Abfließen der Elektronen erzeugten Ionenladung simuliert, und die sehr langsame Komponente der Ionendrift [Sau].

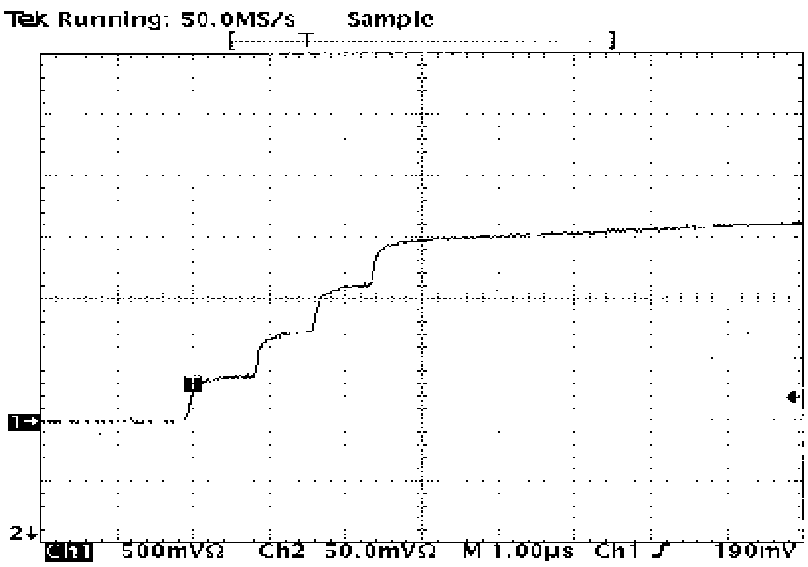


Abbildung 3.4 Ausgangssignal des Pulsers im *ramp-mode*: Kommen mehrere Signale hintereinander, so kommt es im ladungsempfindlichen Vorverstärker zur Aufstockung der Signale. Der *ramp-mode* des Kalibrationspulsers soll diesen Zustand simulieren, um den dynamischen Bereich der ladungsempfindlichen Vorverstärker zu testen.

Damit für alle *pads*, das gleiche Signal zur gleichen Zeit sichtbar ist, wird das Ausgangssignal des Pulsers in die Felddrähte der Spurendriftkammer eingespeist. Durch die kapazitive Kopplung zwischen den Feldrähten und der *pad*-Ebene muß das vom Pulser erzeugte Signal positiv sein, um auf der *pad*-Ebene ein negatives Spiegel-Signal zu induzieren (Abb. 3.2). Um keine störenden Effekte zu bekommen, darf die Abschaltflanke des Pulsersignals für die Datenauslese nicht sichtbar sein. Die Auslesezeit der Elektronik beträgt 51.2 μs (Kap. 2.2.1), deshalb wurde die Zeitkontante für die Abschaltflanke auf 65 μs ausgelegt; damit liegt sie außerhalb des sichtbaren Zeitfensters.

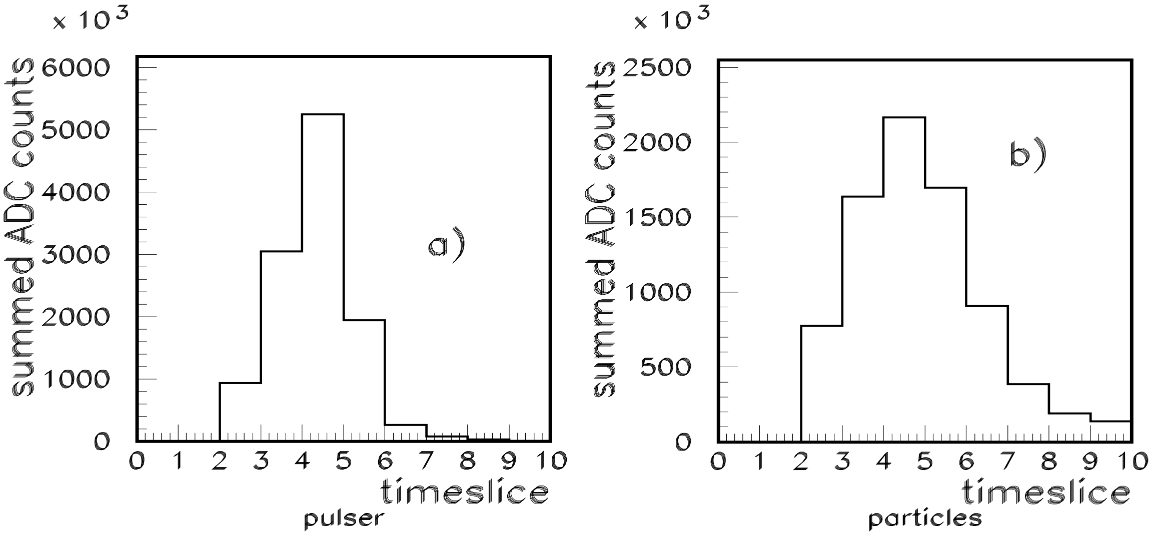


Abbildung 3.5 Vergleich der Signalformen von Pulser und Teilchen: Die rechte Abbildung b) zeigt die digitalisierte Signalform echter Teilchen. Die Breite beträgt mehr als 700 ns und es ist bis auf einen *tail* weitestgehend symmetrisch. Abbildung a) zeigt das durch den Pulser hervorgerufene Signal. Im Vergleich zu den echten Teilchensignalen weist es eine andere Asymmetrie auf; auch ist es mit 500 ns deutlich schmaler als echte Signale [Küh].

Betrachtet man nun die von der Datenerfassung aufgezeichneten Signale des Pulsers (Abb. 3.5.a) und vergleicht sie mit den echten Signalen erzeugt durch Teilchen (Abb. 3.5.b), so kann man erkennen, daß die bisher verwendete Pulsform noch nicht genügend das Teilchensignal approximiert. Im Vergleich zu dem echten Teilchen weist das Pulsersignal eine falsche Asymmetrie auf und ist zu schmal. Diese Ergebnisse zeigen, daß eine Überarbeitung des Pulsformers notwendig ist, um eine bessere Approximation von Teilchensignalen zu erreichen.

3.2.1 Funktionalitätstest des Pulsers

Um eine sinnvolle Kalibration der *front-end*-Elektronik vorzunehmen, ist es notwendig, die Eigenschaften der Pulser genau zu kennen. Um die Pulser zu vermessen, wurde ein

Teststand eingerichet (Abb. 3.6).

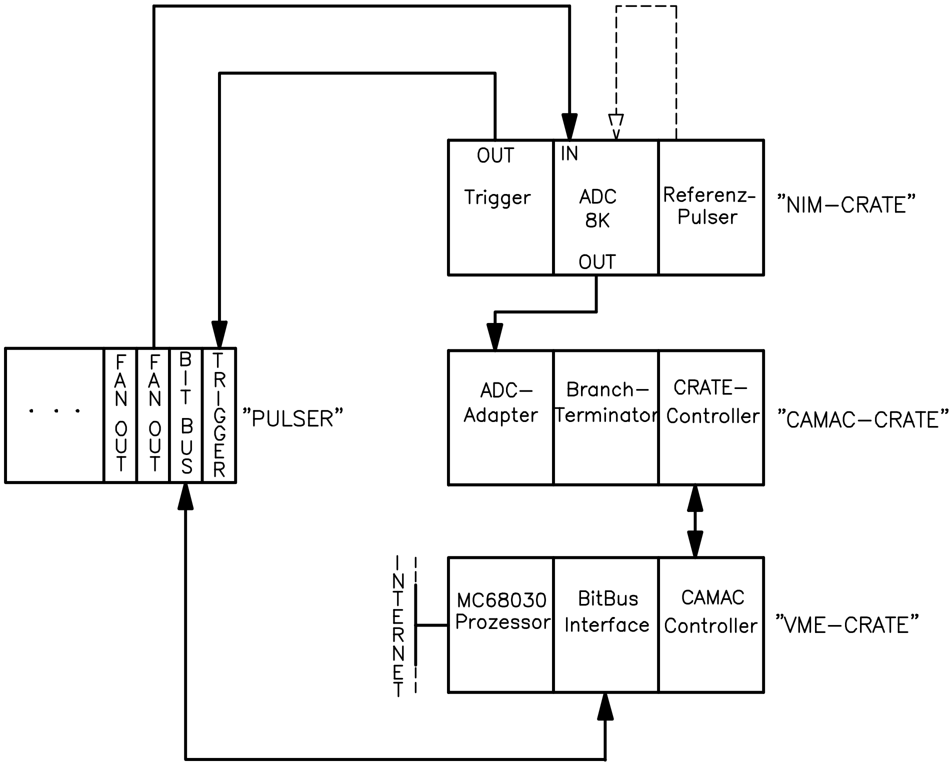


Abbildung 3.6 Schematische Darstellung des Aufbaus zum Pulser-Test: Die Ausgangsamplitude des Pulsers wird mit einem 13Bit (8K) Analog-Digital-Konverter vermessen. Neben dem ADC befindet sich die *trigger*-Logik des Pulsers in einem NIM-*crate*; ebenfalls ein Referenzpulser zum Eichen des ADCs. Die Auslese des ADC wird über einen ADC-Adapter von dem *crate-controller* in einem CAMAC-*crate* vorgenommen. Die zentrale Steuereinheit zum Testen des Pulsers und der Auslese des CAMAC-*controllers* ist der MC68030-Prozessor im VME-*crate*. Die Kommunikation mit dem Pulser läuft über ein VME/BitBus-Interface.

Die Auslese der Ausgangsamplitude des Pulsers erfolgt über einen 13Bit (8K) Analog-Digital-Konverter; er befindet sich neben der *trigger&clock*-Logik und einem Referenzpulser in einem NIM-*crate*. Der ADC wird über einen im CAMAC-*crate* befindlichen ADC-Adapter ausgelesen. Die Daten werden dann von einem *crate-controller* an den CAMAC-*controller* im VME-*crate* transferiert. Ein auf dem MC68030-Prozessor des VME-*crates* unter OS9 laufendes Programm übernimmt die Datenaufnahme und steuert den Pulser via VME/BitBus-Interface.
Vor Beginn der Meßreihe wurde der 8K-ADC mit einem Referenzpulser vermessen, um systematische Fehler auszuschließen. Dann wurden mehrere Tests mit den Kalibrationspulsern durchgeführt:

- Bestimmung der Linearität des Pulsers:
  Zur Bestimmung der Linearität des Pulsers wurde der komplette Addressraum des Pulsers getestet und für jeden Eingangswerts des Digital-Analog-Konverters die

Ausgangsamplitude des Pulsers (Abb. 3.7.a) ermittelt. Dazu wurde jede Amplitude mit jeweils dreißig Einzelmessungen bestimmt und anschließend der Mittelwert und die Standardabweichung gespeichert; danach wurde der nächte DAC-Eingangswert gesetzt. Nach der Messung wurden eine Gerade an die Amplitudenwerte angeglichen und die Abweichung der einzelnen Messwerte von dem *fit* aufgetragen (Abb. 3.7.b). So erhält man ein Maß für die differentielle Linearität des Pulsers. Für den dynamischen Bereich im *single-mode* ergab sich die differentielle Nichtlinearität als $< 0.1\%$ (Abb. 3.7.c).

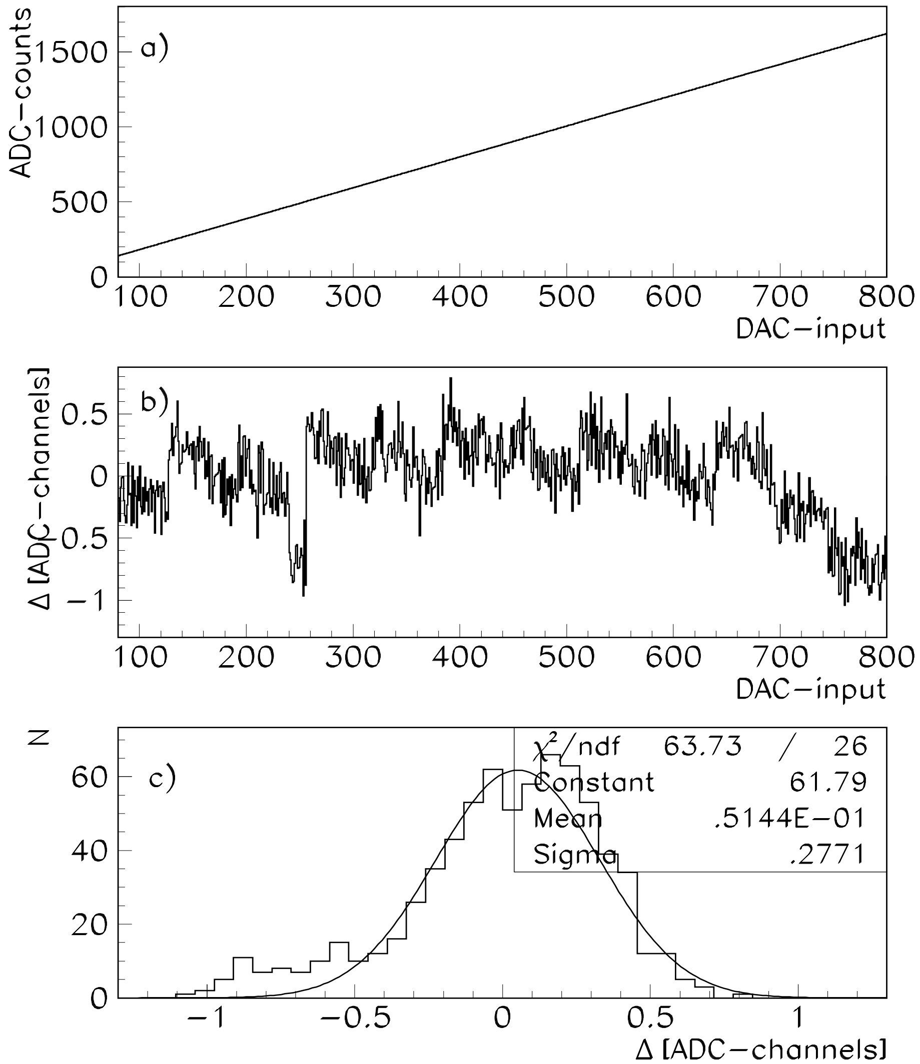


Abbildung 3.7 Linearität des Pulsers: Abbildung a) zeigt die gemessene Ausgangsamplitude des Pulsers im dynamischen Bereich der *shaper*-Kalibration. Das mittlere Bild b) stellt die Abweichung der Daten von einer approximierten Geraden dar. Die Abbildung c) ist die Projektion von Bild b). Eine Umrechnung der absoluten Abweichungen in prozentuale, ergab die differentielle Nichlinearität des Pulsers als $< 0.1\%$.

Betrachtet man sich die Linearität des Pulsers im oberen Bereich des 4K-Addressraums, so kann man erkennen, daß die Linearität des Pulsers nicht gleichmäßig ist. Vergleicht man den Bereich guter Linearität bei kleinen Amplituden mit den Werten hoher DAC-Eingangswerte, so zeigt der Digital-Analog-Wandler eine systematische Abweichung bei hohen Werten. Dieses Verhalten muß bei der Kalibration im *ramp-mode* beachtet werden. Im Bereich hoher DAC-Eingangswerte ist die differentielle Nichtlinearität $< 1\%$.

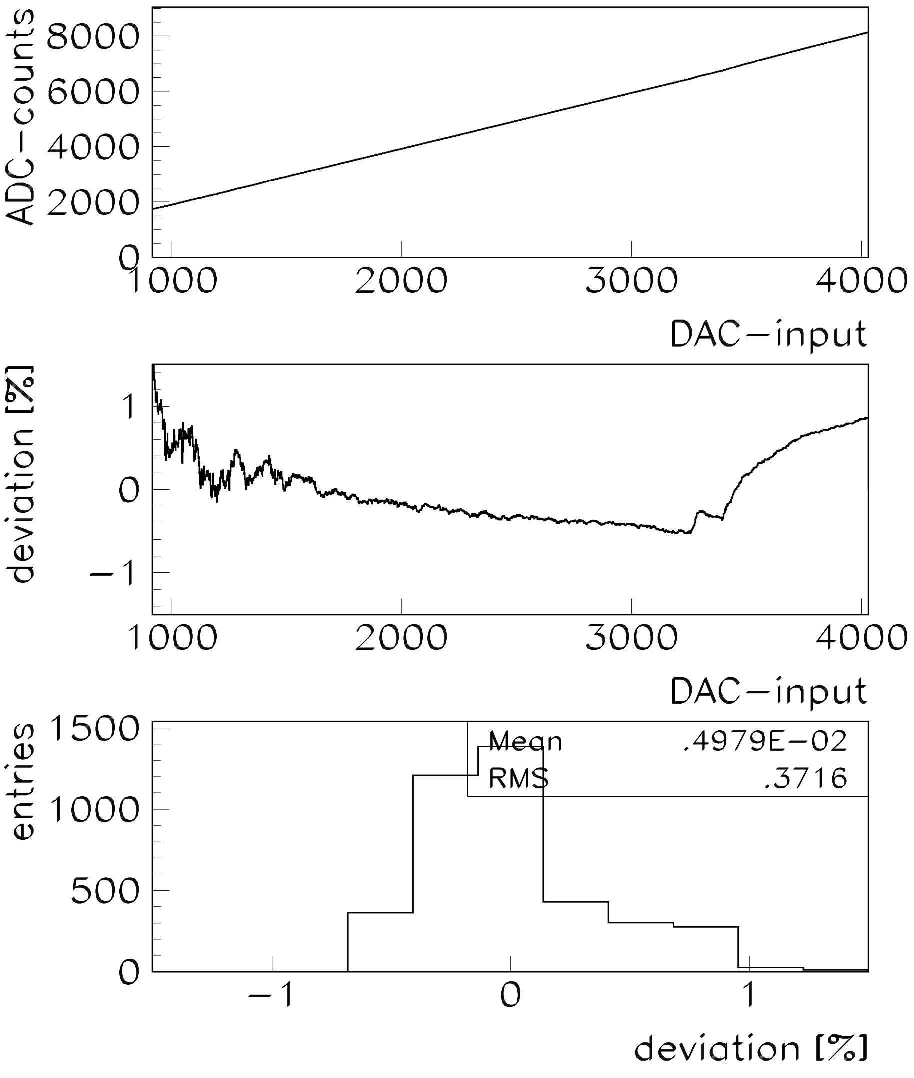


Abbildung 3.8 Darstellung der Linearität des Pulsers im oberen Addressraum: Betrachtet man die Linearität des Pulsers im oberen Addressraum von 0.9K-4K, so zeigt sich, daß die Linearität nicht über den ganzen Bereich gleich ist. Im Bereich hoher DAC-Eingangswerte zeigt sich eine systematische Nichtlinearität; die Abweichungen sind $< 1\%$.

- Bestimmung der Stabilität des Pulsers:

  Um sicherzustellen, daß der Pulser über einen längeren Zeitraum keine größeren Schwankungen in der Ausgangsamplitude aufweist, ist es notwendig, diese Stabilität zu überprüfen. Die Kenntnis der Stabilität ist wichtig, um bei der Bestim-

mung der Verstärkungsfaktoren der *front-end*-Elektronik Fehler durch eine schwankende Pulseramplitude zu vermeiden.
Zur Bestimmung der Langzeit-Stabilität des Pulsers wurde über einen Zeitraum von mehr als sieben Tagen jede Minute eine Messung der Ausgangsamplitude des Pulsers vogenommen. Dazu wurden dreißig Einzelmessungen durchgeführt und anschließend der Mittelwert und dessen Standardabweichung gespeichert. Die Schwankungen der Ausgangsamplitde sind kleiner als 0.25% (Abb. 3.9).

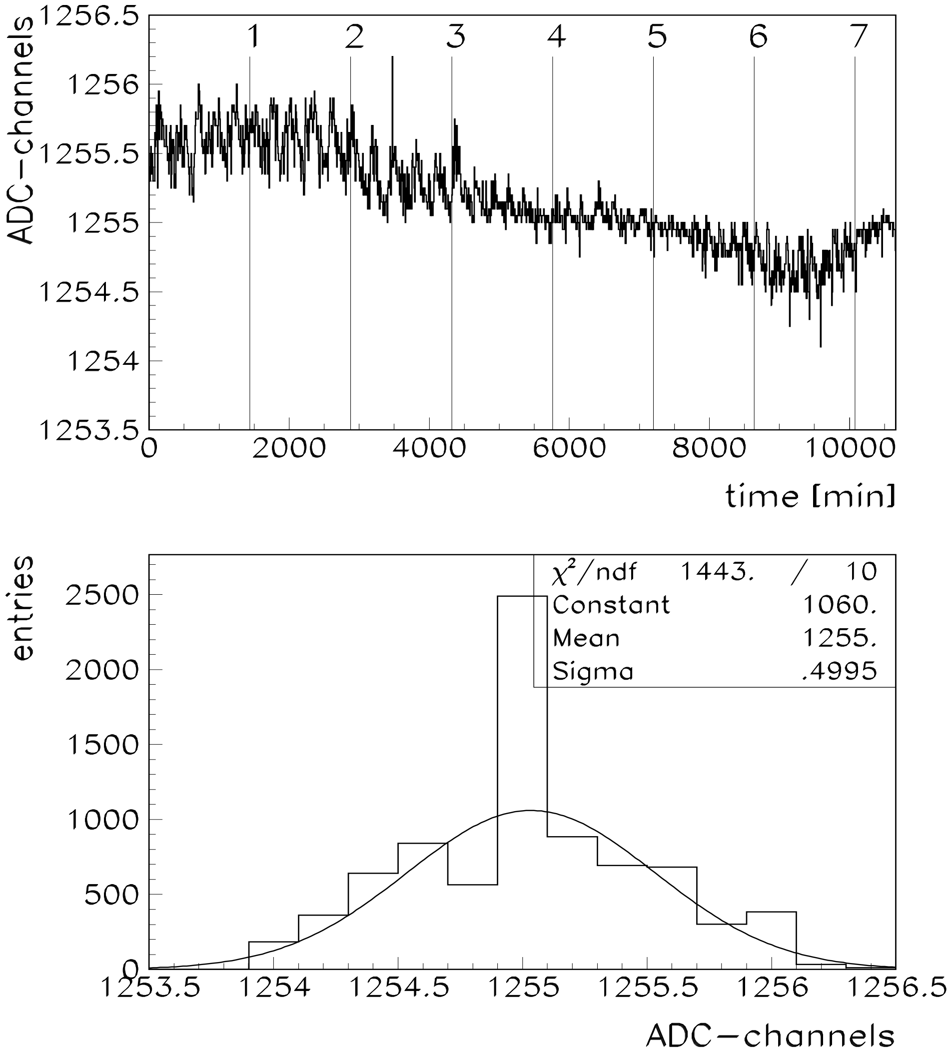


Abbildung 3.9 Darstellung der Stabilität des Pulsers: Über den Zeitraum von 7 Tagen wurde jede Minute die Ausgangsamplitude des Pulsers gemessen. Die Schwankungen liegen im Bereich $< 0.25\%$.

- Stellgenauigkeit des Pulsers:
  Um die Reproduzierbarkeit der Ausgangsamplituden des Pulsers zu testen, wurden aus verschiedenen Bereichen des 12 Bit Digital-Analog-Konverters Sprünge auf bestimmte DAC-Eingangswerte vorgenommen. Bei Sprüngen von 2K-Distanz

werden die Amplituden zu hundert Prozent (Abb. 3.10.a und b) reproduziert. Bei Sprüngen über den ganzen Bereich des DACs werden die Amplituden nur noch mit einem *RMS* von 0.23 ADC-Kanälen reproduziert (Abb. 3.10.c). Dies liegt an der integralen Stellgenauigkeit des DACs (Tab. 3.1).

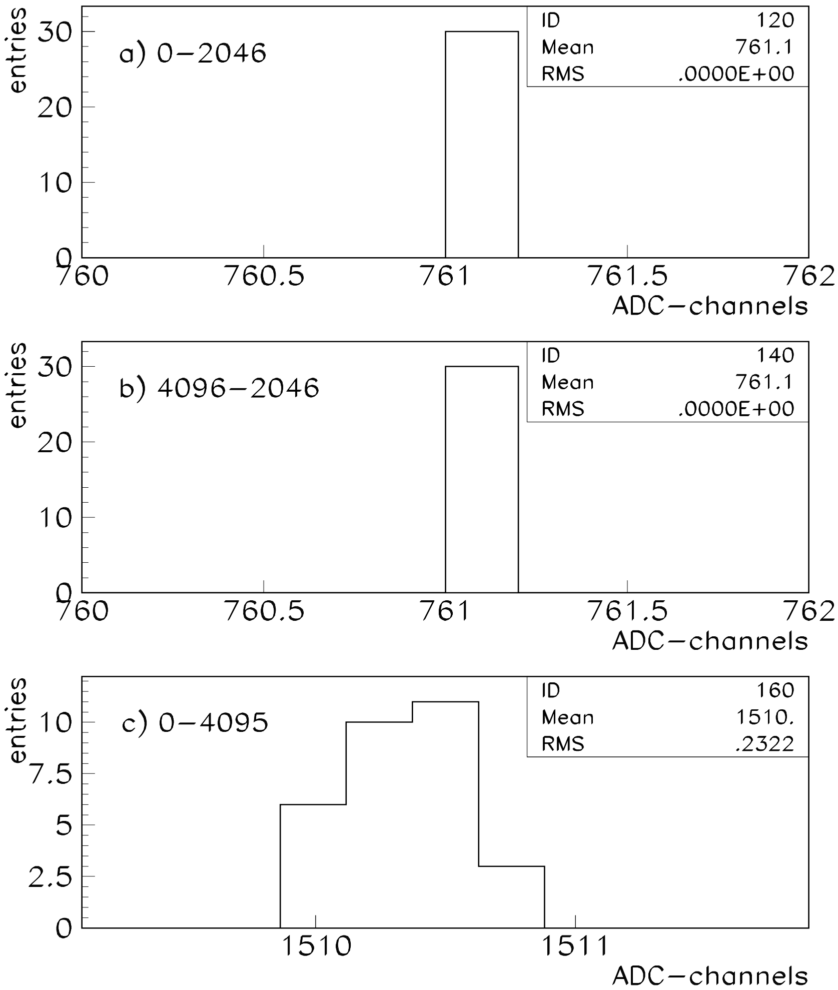


Abbildung 3.10 Diskrete Reproduzierbarkeit der Ausgangsamplitude des Pulsers: Abbildung a) zeigt die gemessene Ausgangsamplitude des Pulsers bei diskreten Sprüngen im DAC-Eingang von 0 auf 2048. Die Reproduzierbarkeit ist 100%. Das mittlere Bild b) zeigt die gemessene Ausgangsamplitude bei diskreten Sprüngen im DAC-Eingang von 4096 auf 2048. Auch hier ist die Reproduzierbarkeit 100%. Die Abbildung c) zeigt den Sprung über den ganzen dynamischen Bereich des DACs. Hier wird die Ausgangsamplitude nur noch mit einem *RMS* von 0.23 ADC-Kanälen reproduziert. Diese Streuung liegt an der integralen Stellgenauigkeit des DACs.

- Verstärkungsvariation der Ausgangsstufen:
  Jeder Pulser besitzt für jeden Sektor der zugehörigen TPC eine separate Ausgangsstufe. Jeweils vier dieser Ausgangsstufen sind auf einer 2U-Steckkarte im Pulser zusammengefaßt. Um die Sektoren untereinander angleichen zu können, ist es notwendig, daß alle Sektoren identische Pulsersignale empfangen. Dies erfordert, daß alle Ausgangsstufen exakt die gleiche Verstärkung aufweisen. Um

dies zu überprüfen, wurde jeder Kanal einzeln vermessen und seine Verstärkung bestimmt. Die Ergebnisse zeigen, das die Abweichung unter den einzelnen Ausgangsstufen kleiner als 0.04% ist (Abb. 3.11).

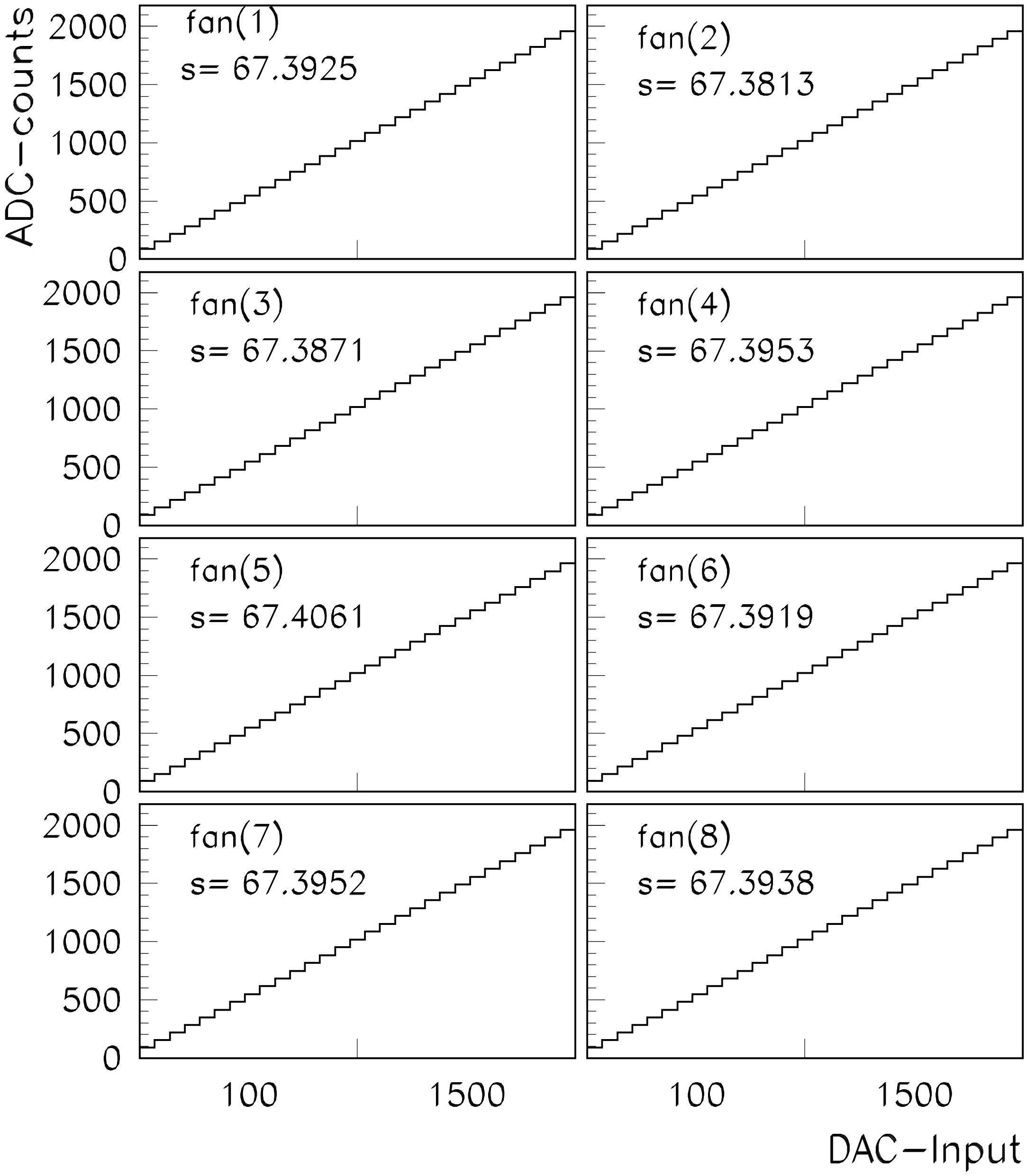


Abbildung 3.11 Verstärkungsvariation der Ausgangsstufen: Jeder Pulser besitzt für jeden Sektor einer TPC seperate Ausgangstufen, von denen jeweils vier auf einer Steckkarte untergebracht sind. Die Steigung s ist ein Maß für die Verstärkung der Ausgangskanäle. Im Beispiel des VTPC2-Pulsers ist die Verstärkungsvariation der Ausgangsstufen kleiner 0.04%.

Alle wichtigen Daten des Kalibrationspulsers sind in Tabelle (3.2) zusammengefaßt:

DAC	12Bit
Addressraum	0-4096
Ausgangskanäle pro Karte	4
Anzahl der möglichen Karten/Rahmen	7
Nichtlinearität ($0-0.9\ K$, *single-mode*)	$<\ 0.1\%$
Nichtlinearität ($0.9-4\ K$, *ramp-mode*)	$<\ 1.0\%$
Stabilität	$<\ 0.25\%$
Verstärkungsvariation (Ausgangskanäle)	$\pm\ 0.04\%$
Ausgangspegel	0-5 [V]
Auflösung	1.22 [mV/Stufe]

Tab. 3.2 Kenndaten der Kalibrationspulser.

Bei dem Test der ersten Generation von Kalibrationspulsern ergaben sich folgende Verbesserungsvorschläge, welche in das Konzept eines auf FPGAs vom Typ Xilinx basierenden Nachfolgetyps einfließen:

- Eine Erweiterung der Auflösung von 1.22 $mV/Stufe$ bei einem 12-Bit-DAC und einem maximalen Ausgangspegel von 5V auf eine Auflösung von 0.73 $mV/Stufe$ bei einem maximalen Ausgangspegel von 6V bei der Verwendung eines 13-Bit-DACs. Dies ist notwending, um den vollen dynamischen Bereich der ladungsempfindlichen Vorverstärker zu testen, ohne dabei an Auflösung zu verlieren.
- Eine Überarbeitung des analogen Pulsformers, um eine bessere Approximation echter Teilchensignale zu erreichen.
- Einsatz neuer Operationsverstärker, um die Linearität zu verbesseren und das Rauschen zu veringeren.

3.2.2 Einbindung des Pulsers in das Datenerfassungssystem

Das Kalibrationssystem ist so konzipiert worden, daß für jeweils eine Spurendriftkammer ein Kalibrationspulser zur Verfügung steht. Alle vier notwendigen Pulser befinden sich in der endgültigen Ausbauphase des Experimentes am gleichen BitBus-Strang. Jeder der Pulser besitzt für jeden Sektor der zugehörigen TPC eine separate Ausgangsstufe; im Falle der beiden Haupt-TPCs sind das fünfundzwanzig Kanäle pro Pulser, verteilt auf sieben Karten. Um das Signal-zu-Rauschverhältnis möglichst günstig zu gestalten und Einkopplungseffekte von HF-Signalen zu minimieren, werden die Pulsersignale nicht direkt auf die Felddrähte der Spurendriftkammer eingespeist, sondern vorher von einem auf dem Sektor installierten Spannungteiler heruntergeteilt. Für die verwendeten Spannungsteiler gelten folgende Werte:

TPC	**Verhältnis**	**Widerstände [Ω]**
VTPC	3.5 : 1	35.7 / 14.3
MTPC	5.0 : 1	42.2 / 10.0

Tab. 3.3 Kenndaten der Spannungsteiler.

Um einen einfachen und schnellen Einsatz des Kalibrationssystems zu ermöglichen, wurde eine spezielle Steuerungssoftware in der NA49-Datenerfassung implementiert. Zu diesem Zweck wurde der im Kapitel 2.3.2 erklärte *producer* um einen weiteren Betriebsmodus (*calib*) erweitert. In diesem Modus wird die Kommunikation mit dem Pulser über das im *master-crate* installierte VME/BitBus-Interface der Datenerfassung übernommen (Abb. 2.20); dies ist notwendig, um das Setzen der Pulseramplituden mit der Datenauslese zu synchronisieren.
Startet der Benutzer den *calib*-Betriebsmodus, so wird die *front-end*-Elektronik automatisch gemäß eines Konfigurations-*files* kalibriert; die Konfiguration ist je nach Anforderungen frei wählbar. Zur Auslese der Pulser-Daten wird die normale Auslesekette verwendet; als *trigger* wird dabei aber nicht das Veto-Kalorimeter benutzt, sondern ein Oszillator. Zur Kalibration dürfen keine Signale von echten Teilchen die Pulsersignale überlagern, deshalb muß die Hochspannung an den Feld/Verstärkungsdrähten der TPCs heruntergesetzt werden, damit keine Gasverstärkung in dem Auslesebereich der Kammer stattfindet. Während der Kalibration wird in den das Ereignis beschreibenden *event-header* der Wert der verwendeten Pulseramplitude und der benutzte Kalibrationsmodus gespeichert; dies ist notwendig, um bei der späteren Auswertung der aufgezeichneten Daten eine direkte Zuordung der einzelnen Ereignisse zu haben.
Für jede Amplitude wurden in der im Herbst 1994 verwendeten Konfiguration dreißig Ereignisse aufgezeichnet. Im *single-mode* wurde auf diese Weise mit sechzehn Amplituden vorgegangen; dies ergibt eine Anzahl von 480 Ereignissen. Im *ramp-mode* wurde die Amplitude fest eingestellt und nur die Anzahl der Stufen variiert. Die einzelne Stufe wurde dabei so ausgelegt, daß sie das größtmögliche Teilchensignal simulierte, ohne Saturationseffekte zu erzeugen. Dies wurde so gewählt, damit eine möglichst große Ladung in dem Vorverstärker fließt. Nach der Aufzeichnung von wiederum dreißig Ereignissen wurde die Anzahl der Stufen um eins inkrementiert, bis zu einer Summe von neun Stufen. Dies ergibt eine Anzahl von nochmals 270 Ereignissen. Die Gesamtzahl der aufgezeichneten Ereignisse beträgt somit pro Kalibrationsrun 750. Für die beiden im *run* 1994 aufgebauten Spurendriftkammern VTPC2 und MTPCR, entspricht dies einer Datenmenge von $\approx 4 - 5$ *GByte*. Alle aufgezeichneten Daten wurden von der Sony D1 Bandmaschine auf Band gespeichert.

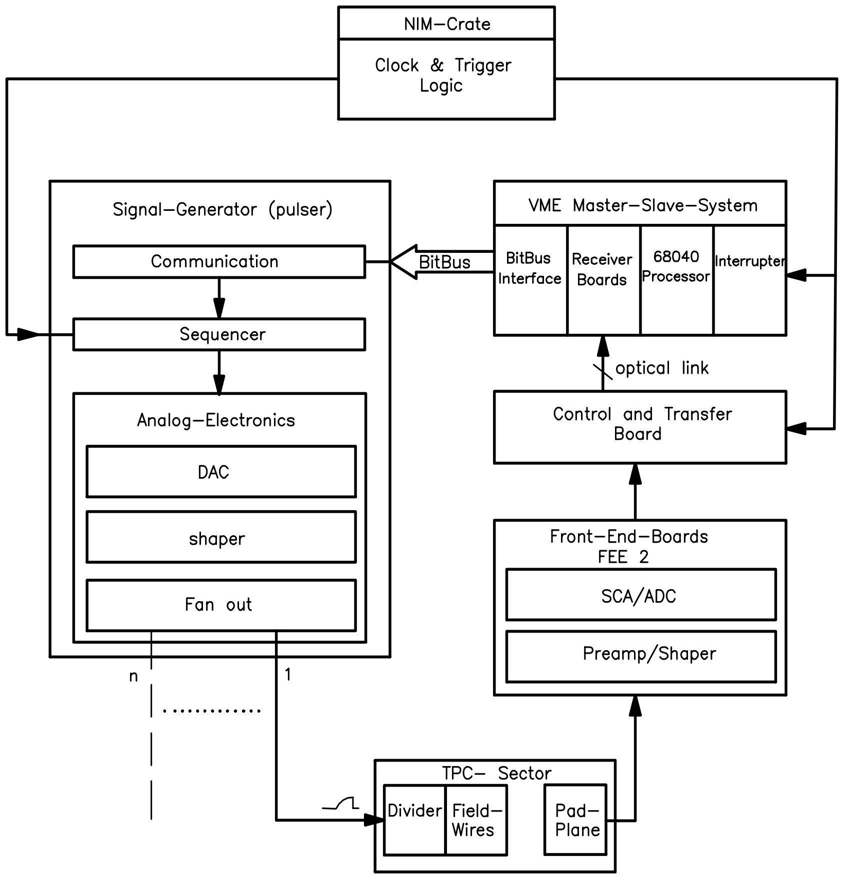


Abbildung 3.12 Schematischer Aufbau des Kalibrationssystems: Über das VME-BitBus-Interface werden die Pulserdaten, von der Datenerfassung gesteuert, übertragen. Die Daten werden von der sequentiellen Logik übersetzt und das entsprechende Bitmuster wird am DAC erzeugt. Durch einen dreistufigen Pulsformer wird die notwendige *shape* geformt und über einen Spannungsteiler in die Felddrähte der TPC eingespeist. Die auf den *pads* induzierten Signale werden von der *front-end*-Elektronik ausgelesen und über das *control-* und *transferboard* zu den *receiverboards* übermittelt. Dort angelangt werden die Daten komprimiert und über das VME-System zur Bandeinheit transferiert.

3.3 Die Analyse-Software

Zur Analyse der aufgezeichneten Pulserdaten mußte ein spezielles Programm konzipiert werden. Entwickelt wurde es unter der *NASE*-Software Umgebung (**NA***49*-**S***oftware*-**E***nvironment*) in der Programmiersprache *C*. Es handelt sich dabei um ein *server-client* orientiertes Software-Konzept; dies bietet den entscheidenden Vorteil gegenüber anderen Systemen, daß eine modulare Programmierung möglich ist.
An das als *client* entwickelte Programm (nas_calib) stellte sich die Anforderung, aus den aufgezeichneten Daten, für jedes einzelne *pad*, die relevanten Eigenschaften zu ermitteln. Auch hier teilt sich die Analyse in zwei separate Teile:

- Standard-Kalibration (*single mode*):
  Um die Verstärkung der einzelnen Kanäle zu ermitteln, wurde bei der Aufzeichnung der Daten ein einzelnes Signal in die Felddrähte eingespeist und alle dreißig Ereignisse dessen Amplitude linear erhöht. Bei der Bestimmung der Verstärkung wurde nun für jeden einzelnen Auslesekanal und für jedes Ereignis das Signal mit einer Mustererkennungsmethode lokalisiert und die Höhe mittels einer numerischen Gauß-Approximation errechnet, dabei wurde auch die absolute Lage des Signals in der Zeitrichtung ermittelt (Abb. 3.13).

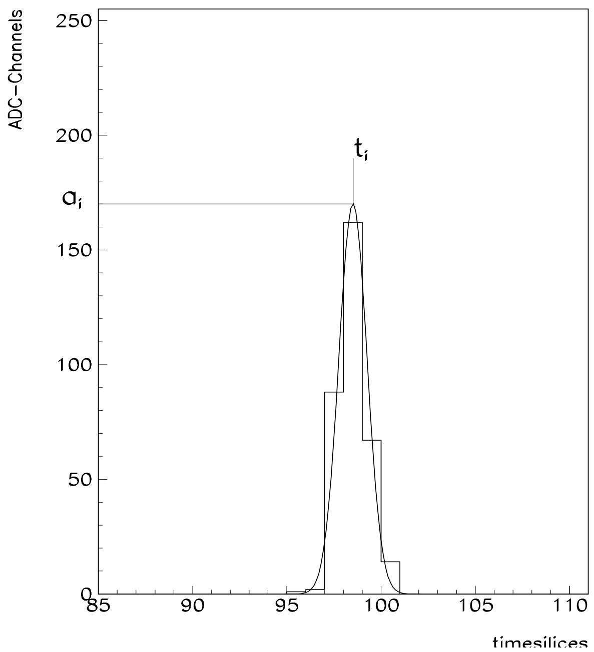


Abbildung 3.13 Bestimmung der Signalparameter im *single mode*: Jedes einzelne Signal wird mit einer Gaußfunktion approximiert und dann die Höhe a_i und den Zeitpunkt t_i des Signals bestimmt (Beispiel: VTPC2 Signal von *run* 507, *event* 369, *sector* 1, *row* 14, *pad* 135).

Nach dreißig Ereignissen wurde für jeden einzelnen Kanal der Mittelwert und die Standardabweichung der Amplitudenmessung errechnet. Auf diese Weise wurde mit allen sechzehn Amplituden des *single modes* vorgegangen. Nach der Bestimmung aller Amplitudenwerte wurde für jeden einzelnen Kanal eine Gerade an die Meßwerte angepaßt. Die Standardabweichung der einzelnen Amplituden wurde hierbei als Gewichtung benutzt. Nach der Anpassung wurde das χ^2 bestimmt, um ein Maß für die Güte der Messung zu bekommen. Desweiteren wurde die Abweichung der einzelnen Amplituden von der linearen Approximation bestimmt, um das lineare Verhalten der Auslesekanäle zu ermitteln. Weil für alle Kanäle das Pulsersignal zur gleichen Zeit sichtbar ist, kann ebenfalls eine Bestimmung der relativen Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Kanälen vorgenommen werden. Im *single mode* werden somit für jeden einzelnen Kanal drei Parameter extrahiert:

▷ Die Steigung der linearen Approximation; sie ist ein Maß für die Verstärkung (*gain*) der *front-end*-Elektronik.

▷ Der Achsenabschnitt (*offset/intercept*) der linearen Approximation.

▷ Die relative Zeitabweichung.

Optional ist auch die Ausgabe der Differenzen der einzelnen Amplituden von der approximierten Geraden möglich. Dies wird zur Datenreduktion nur bei quantitativer Bestimmung der Linearität der Elektronikkanäle durchgeführt. Eine interne Kontrolle der Linearität ist bei der Berechnung der linearen Approximation implementiert. Ein Kanal mit schlechter Linearität wird markiert, ebenso wie Kanäle, die ein großes χ^2 aufweisen.

- Kalibration des ladungsempfindlichen Vorverstärkers (*ramp mode*): Bei der Analyse des *ramp modes* sollen die Eigenschaften des ladungsempfindlichen Vorverstärkers (PA) bestimmt werden. Zu diesem Zweck ist es notwendig, die im PA deponierte Ladung linear zu erhöhen. Dies wird dadurch erreicht, daß die Anzahl der verwendeten Stufen des Pulsersignals sukzessiv inkrementiert wird. Die Amplitude der einzelnen Stufen wurde dabei konstant gehalten (Abb. 3.4).

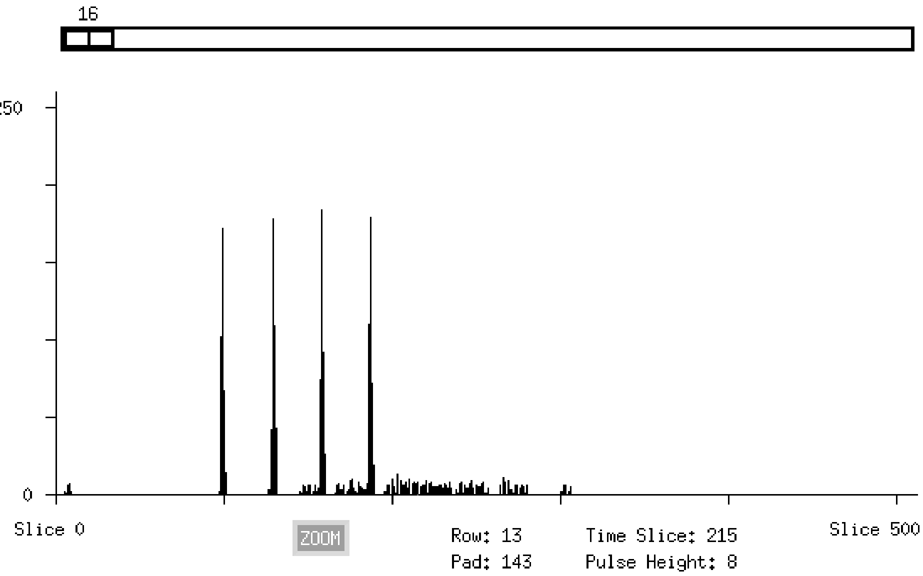


Abbildung 3.14 Signalfolge im *ramp mode*: Bei der Analyse des *ramp modes* sollen die Eigenschaften des ladungsempfindlichen Vorverstärkers (PA) ermittelt werden. Zu diesem Zweck werden bei jedem gültigen Signal die ADC-Werte aufsummiert, um ein Maß für die im PA deponierte Ladung zu bekommen. Bei einem linearen Verhalten der ladungsempfindlichen Vorverstärker erwartet man bei vier gleichen Signalen genau den vierfachen Wert der über alle gültigen Signale integrierter Ladung. Leider kommt es durch Kopplungseffekte zu Störsignalen, die das Ergebnis verfälschen. Dieser Effekt hängt stark von der Distanz der Pulse zueinander ab.

Bei der Analyse der Daten des *ramp modes* wird nun für jeden Auslesekanal das lineare Verhalten des ladungsempfindlichen Vorverstärkers überprüft. Hierzu werden bei jedem gefundenen gültigen Signal die ADC-Werte aufsummiert. Das Intergral über alle Signale ist ein Maß für die im PA deponierte Ladung. Bei einem linearen Verhalten des Vorverstärkers erwartet man ein lineares Anwachsen der über alle Signale integrierten Ladung mit der Anzahl der erzeugten Signale (Abb. 3.14). Um über dieses Verhalten eine Aussage zu treffen, wird wiederum über dreißig Ereignisse die integrale Ladung für eine Signalfolge bestimmt, der Mittelwert und als Gewicht die Standardabweichung berechnet und dann die Anzahl der Signale um eins erhöht. Dies wird solange fortgesetzt, bis für maximal neun Signale die integrale Ladung bestimmt wurde. Danach wurde für jeden Kanal einzeln ein Polynom zweiten Grades an die Daten angepaßt. Die Daten wurden in diesem Modus nicht mit einer Geraden approximiert, weil man ein Sättigungsverhalten des ladungsempfindlichen Vorverstärkers bei großen Ladungsmengen erwartet. Für jedes *pad* wurden dabei die drei Parameter der Anpassung extrahiert.

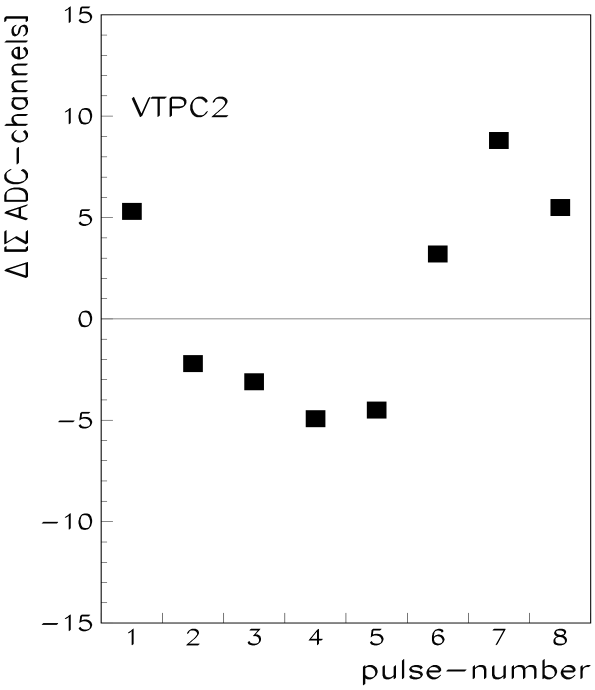


Abbildung 3.15 Vorläufige PA-Linearität der VTPC2-Elektronik: Die erste Auswertung der PA-Kalibrationsdaten ergab eine Nichtlinearität von $\approx$ 9 Σ ADC-Kanälen ($<$ 1.5%). Diese Messung ist aber durch den Effekt des starken Rauschens hinter den Pulsen mit einem großen Fehler behaftet, so daß keine quantitative Aussagen möglich sind. Die statistischen Fehler liegen innerhalb der Symbole; systematische Fehler wurden hier nicht berücksichtigt.

Aufgrund der geschilderten Probleme war es zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht möglich quantitative Aussagen über das Verhalten des ladungsempfindlichen Vorverstärkers zu treffen. Abbildung 3.15 zeigt die ersten Ergebnisse der PA-

Kalibration, doch diese Messungen sind durch das starke Rauschen hinter den Pulsen (Abb. 3.14) mit einem großen Fehler behaftet.

Die Datenmenge der errechneten Parameter beträgt pro Kalibration 1.0 *Mbyte* für eine Vertex-TPC und 2.3 *Mbyte* für eine der MTPCs. Für alle vier Spurendriftkammern ergibt das eine Datenmenge von 6.6 *Mbyte*. Die im Programm erstellten Datenstrukturen werden, für jede TPC separat, in einer Datenbank zur weiteren Verwendung gespeichert.

4 Ergebnisse der Kalibration

Nach der Auswertung der aufgezeichneten Pulserdaten durch das Analyseprogramm, kann man Anhand der ermittelten Kalibrationsfaktoren einige Schlußfolgerungen über das Verhalten der *front-end*-Elektronik treffen. Schwerpunkt wird hierbei die Untersuchung der Verstärkung der Kanäle und deren Unterschiede in der Signallaufzeit sowie das lineare Verhalten des *shapers* sein. Es wird hierbei auf die einzelnen Spurendriftkammern getrennt eingegangen.

4.1 Kalibrationsresultate der zweiten Vertex-TPC

Die Spurendriftkammer VTPC2 besitzt pro Sektor 4608 *pads*, also in sechs Sektoren insgesamt 27648 Auslesekanäle. Alle folgenden Ergebnisse beziehen sich auf diese Anzahl.

4.1.1 Die Verstärkung

Betrachet man sich die Verteilung der Verstärkungsfaktoren in der VTPC2 für alle zur Verfügung stehenden Auslesekanäle, so erkennt man, daß die Streuung der Verstärkung (*gain*) 9.8 % beträgt (Abb. 4.1). Diese Schwankungen in der Verstärkung liegt an dem Design der PASA-*chips* und an den durch die Herstellung bedingten Unterschieden zwischen den Baugruppen. Besonders deutlich werden die in der Konstruktion der PASA-*chips* liegenden systematischen Unterschiede in der Verstärkung, wenn man sich das *gain* in *pad*-Richtung betrachtet (Abb. 4.2). Hier kann man sehr deutlich eine 16-Kanal Struktur erkennen. Innerhalb dieser sägezahnförmigen Struktur ist der erste Kanal eines *chips* der höchste in der Verstärkung, danach fällt die Verstärkung mit den Kanälen bis zum letzten ab, den in der Verstärkung niedrigsten Kanal. Die Schwankungen innerhalb eines 16-Kanal Stranges können bis zu 10% betragen.

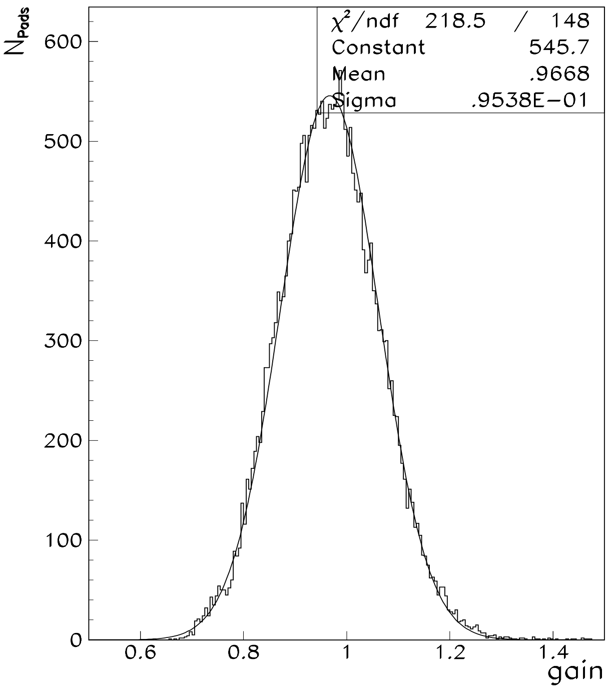


Abbildung 4.1 Verteilung der Verstärkungsfaktoren in der VTPC2: Die Verstärkung (*gain*) der Auslesekanäle schwankt um bis zu 9.8%.

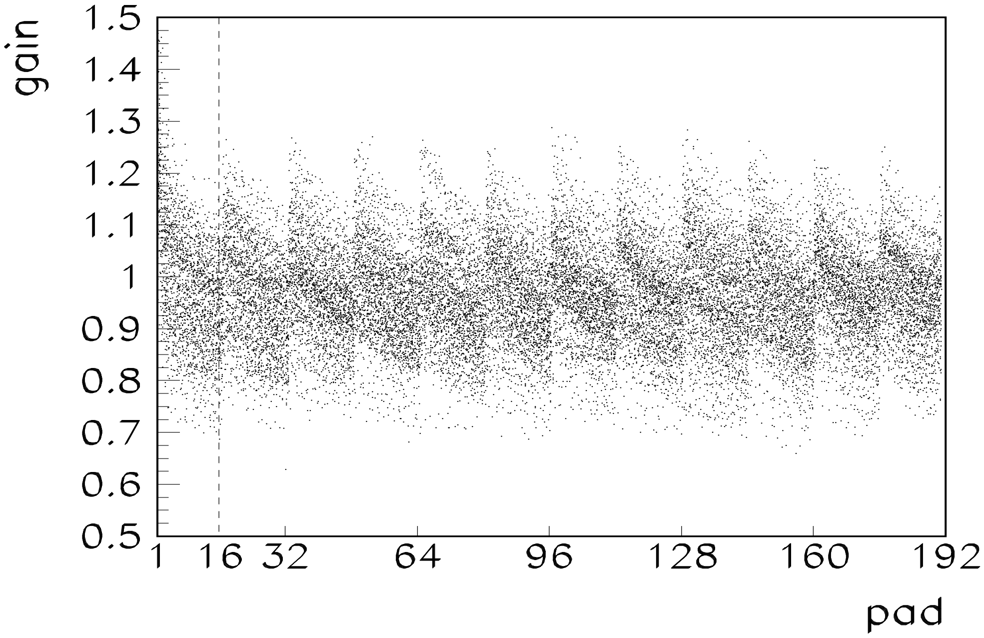


Abbildung 4.2 Darstellung der Verstärkungsverteilung in *pad*-Richtung: Betrachtet man sich für die komplette TPC die Verteilung der Verstärkungsfaktoren (*gain*) in *pad*-Richtung, so erkennt man deutlich eine 16-Kanal Struktur. Diese systematischen Schwankungen werden durch die interne Struktur der 16-Kanal PASA-*chips* verursacht.

Untersucht man die Verteilung der Verstärkung für jeden Sektor der TPC getrennt, so kann man systematische Verschiebungen zwischen den einzelnen Sektoren erkennen. Der maximale Unterschied zwischen zwei Sektoren (hier zwischen Sektor 4 und Sektor 2) beträgt 12% (Abb. 4.3).

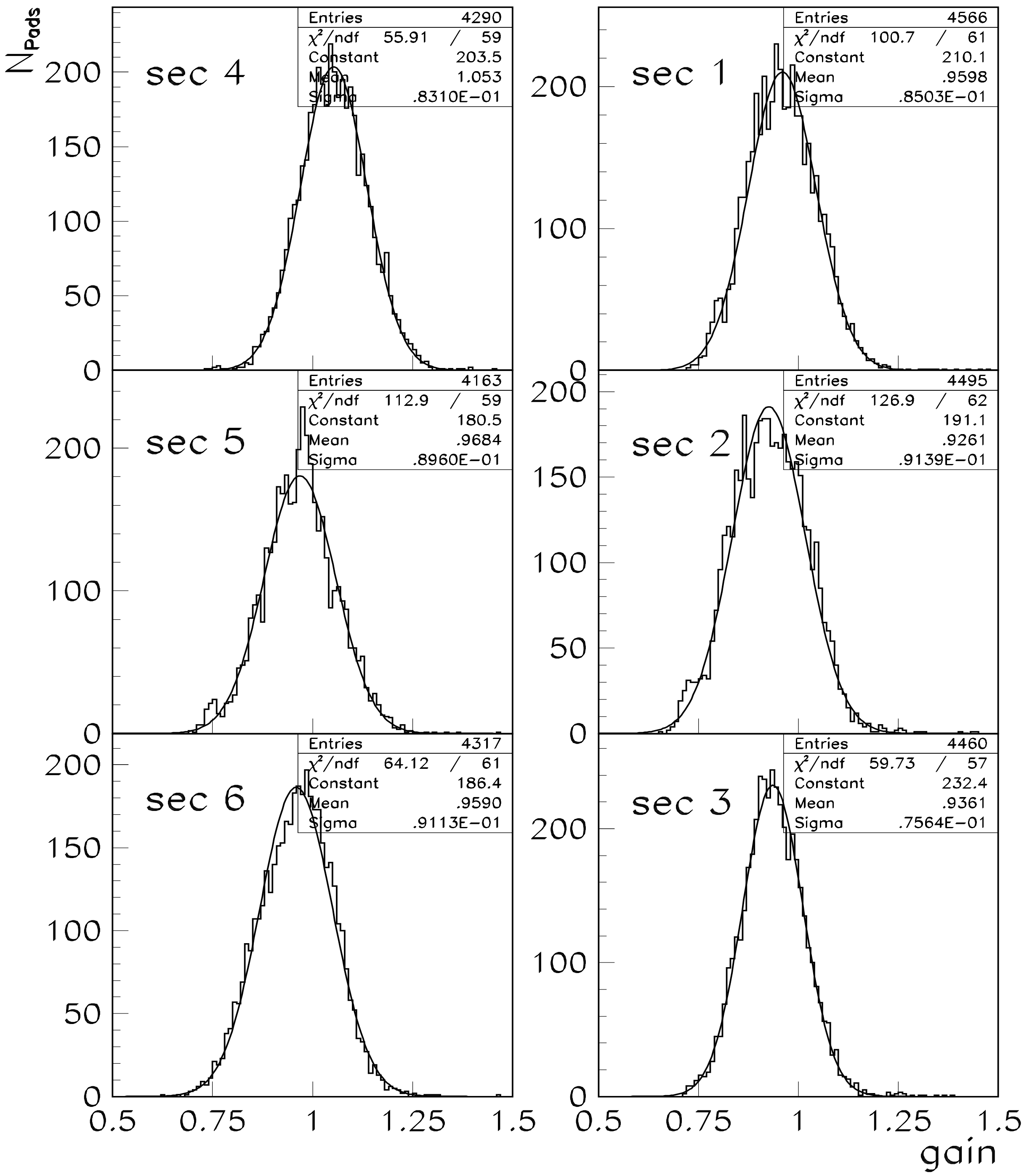


Abbildung 4.3 Sektorielle Verstärkunsverteilung in der VTPC2: Die Analyse der Kalibrationsdaten vom *run* 507 zeigt, daß zwischen den einzelnen Sektoren die Verstärkung (*gain*) bis zu 12% schwankt.

Um die Homogenität der Verstärkung innerhalb eines Sektors zu überprüfen, wurde ein Sektor in neun gleich große Segmente aufgeteilt (Abb. 4.4.a) und die Verstärkung der Kanäle in diesen Bereichen bestimmt. Es zeigt sich, daß die Verstärkung innerhalb eines Sektors bis zu 7.2% schwankt (Abb. 4.4.b).

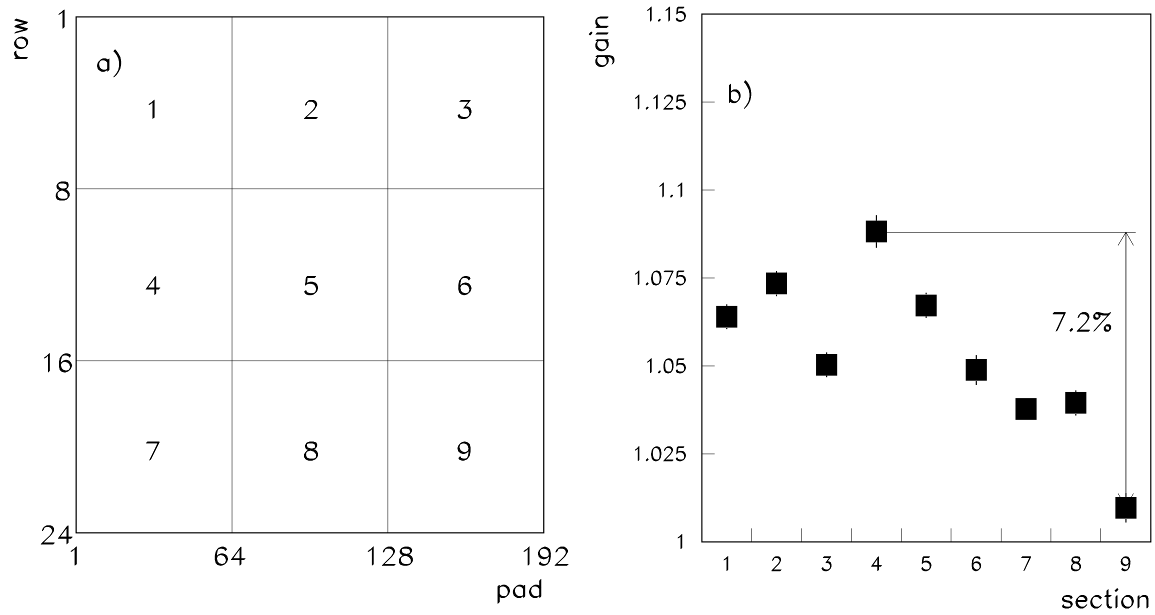
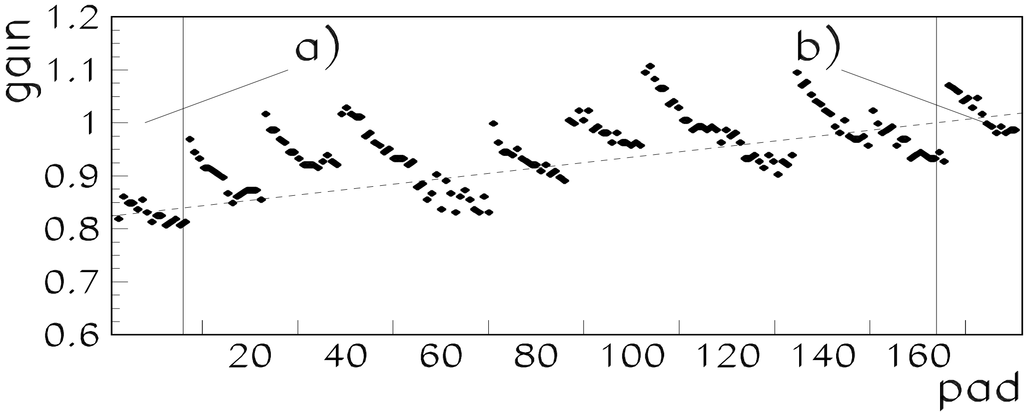


Abbildung 4.4 Homogenität der Verstärkung innerhalb eines Sektors: Um die Homogenität der Verstärkung innerhalb eines Sektors zu überprüfen, wurden die Verstärkungsfaktoren innerhalb von neun Unterbereichen (*section*) bestimmt. Die Schwankungen innerhalb eines Sektors liegen bei 7.2 %.

Untersucht man diese Schwankungen genauer und betrachtet nur eine *row* eines Sektors, so sind drei wesentliche Strukturen zu erkennen. Zum einen findet man wieder die Gruppierung der Verstärkung zu 16-Kanälen, dieser Effekt ist schon beschieben. Desweiteren findet man eine Struktur von jeweils vier 16er-Gruppen, also zwei *front-end*-Karten, und ein kontinuierliches Ansteigen der Verstärkung mit der *pad*-Nummer (Abb. 4.5). Beide Effekte sind zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig verstanden. Man erwartet einen geringen Anstieg der Verstärkung mit der Nummer der *pads* dadurch, daß sich die Fläche A der *pads* proportional zu $A = 81.675/cos(\alpha)$ verhält; diese Variation beträgt nach entsprechenden Berechnungen jedoch nur 5% [Küh]. Bei Untersuchungen auf Gleichförmigkeit der Gasverstärkung mit Kryptondaten, ergaben sich ähnliche Effekte; der Ursprung hierfür könnte in mechanischen Ungenauigkeiten der Drahtebenen liegen (siehe auch Kap. 5.2).



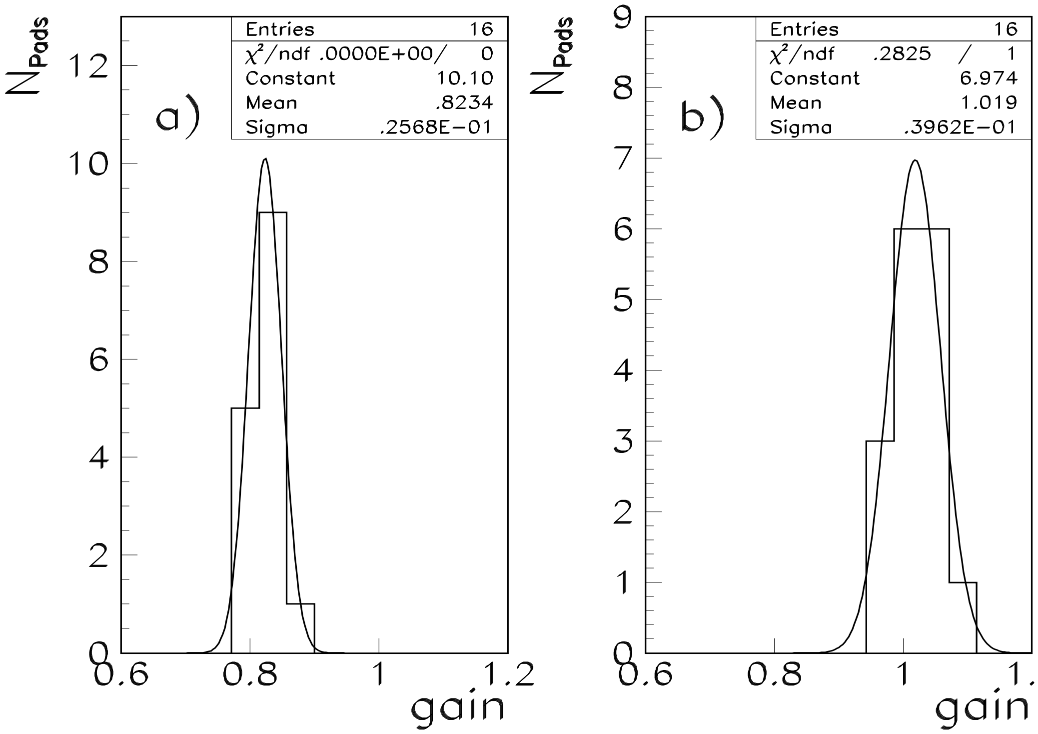


Abbildung 4.5 Verstärkunsverteilung der VTPC2 in *pad*-Richtung: Betrachet man sich die Verteilung der Verstärkungsfaktoren für eine einzelne *row* in *pad*-Richtung, so erkennt man drei Strukturen. Als erstes fällt die sechzehn Kanal-Struktur auf, dies liegt an der inneren Struktur der PASA-Chips. Desweiteren ist ein sägezahnförmiges Verhalten der Verstärkung in Gruppen von jeweils vier *chpis*, also zwei *front-end*-Karten, zu bemerken. Diese Strukturen verteilen sich aber um eine kontinuierliche Zunahme der Verstärkung mit der Nummer der *pads*. Im Falle des Sektors 2, *row* 13, beträgt die Verstärkungszunahme 19.2%.

Ein weiterer wichtiger Faktor ist die Stabilität der Verstärkung über einen längeren Zeitraum. Diese Kenntnis ist wichtig, um ein Maß dafür zu bekommen, wie oft eine Kalibration der *front-end*-Elektronik notwendig ist, um Fehler durch nicht mehr gültige

Kalibrationsfaktoren zu vermeiden. Um dies zu überprüfen, wurde für jeden Sektor der VTPC2 die Verstärkung der jeweiligen *pads*, über den ganzen Zeitraum der verfügbaren Kalibrationsdaten der Strahlzeit vom Herbst 1994 aufgetragen (Abb. 4.6). Wie zu erkennen ist, schwankt die Verstärkung innerhalb der Strahlzeit um bis zu 3.2%. Die Vermutung, daß es sich hierbei um eine Schwankung der Ausgangsamplitude des Kalibrationspulsers handelt, ist durch die hohe Stabilität des Pulsers (Abb. 3.9) nahezu ausgeschlossen. Es könnte sich hierbei um eine Schwankung der Versorgungsspannung der *front-end*-Elektronik handeln, dies ist aber zu diesen Zeitpunkt noch nicht überprüft worden.

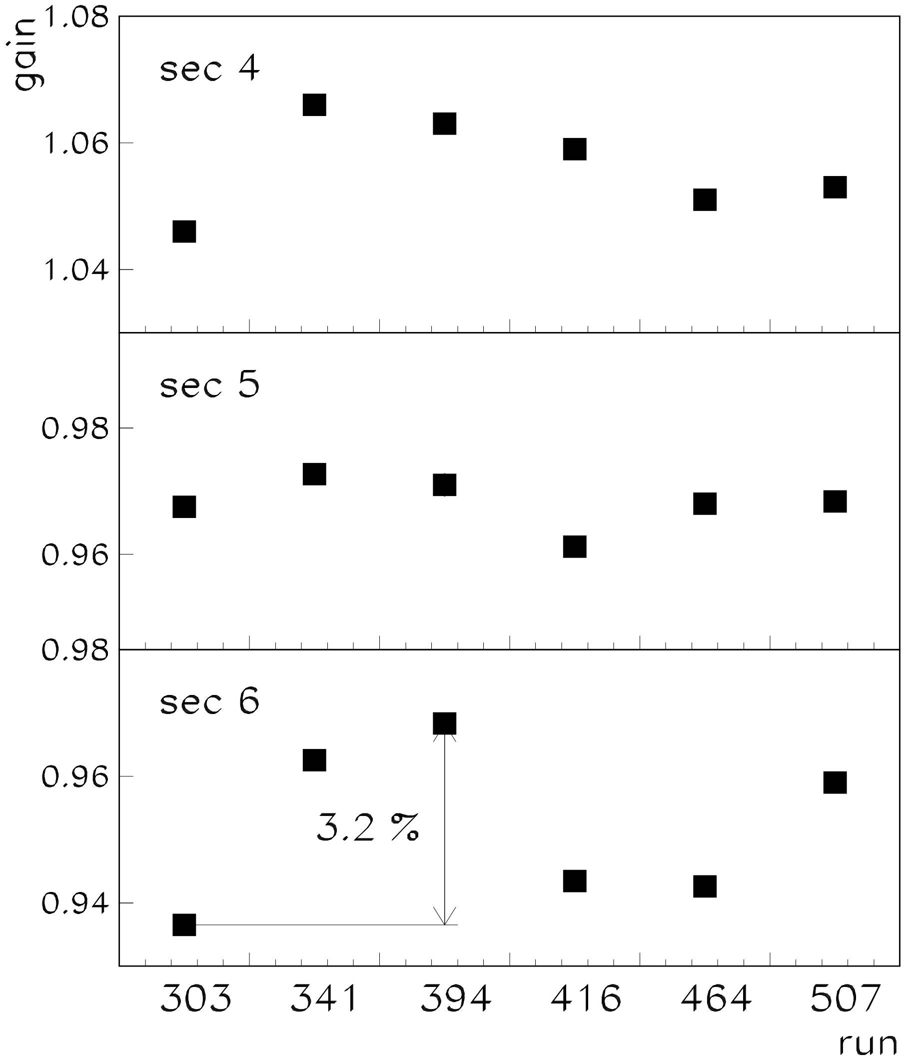


Abbildung 4.6 Stabilität der Verstärkung über alle Kalibrations-*runs*: Untersucht man die Stabilität der Verstärkung über den Zeitraum aller zu Verfügung stehender Kalibrationsruns, so sind deutliche Schwankungen in der Verstärkung zu erkennen. Die maximale Schwankung in der VTPC2 beträgt 3.2%. Die Fehlerbalken der Messung liegen innerhalb der Symbole.

Ein weitere Möglichkeit für die Schwankung der Verstärkung innerhalb eines längeren

Zeitraums könnte eine Änderung in der Temperatur sein. Doch wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist, sind die Schwankungen weder mit der Kühlwassertemperatur der *front-end*-Elektronik, noch mit der Umgebungstemperatur korreliert; dies erfordert noch eine genauere Untersuchung.

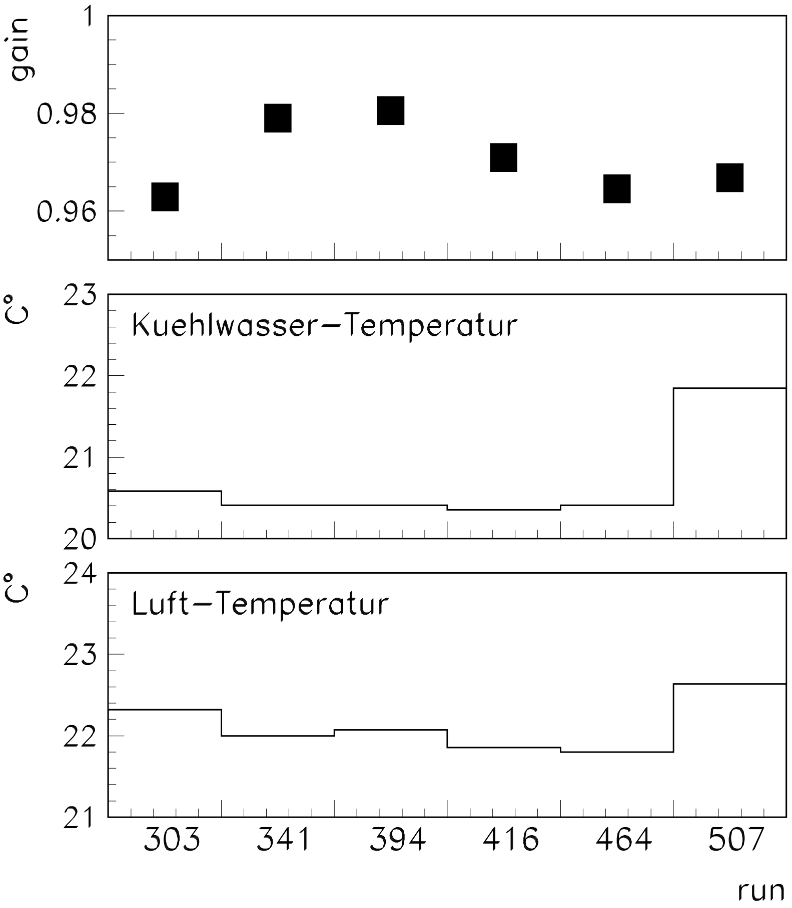


Abbildung 4.7 Abhängigkeit der Verstärkung von der Temperatur: Betrachtet man die Schwankungen der Verstärkungsfaktoren (*gain*) über alle Kalibrations-*runs* und vergleicht sie mit den Schwankungen der Kühlwasser- und Lufttemperatur, so sind keine Korrelationen zu erkennen. Die Fehlerbalken der Messung liegen innerhalb der Symbole.

4.1.2 Die Signallaufzeit

Dadurch daß das Pulsersignal in die Felddrähte der Spurendriftkammern eingespeist wird und somit alle *pads* zur exakt gleichen Zeit das Signal sehen, hat man die Möglichkeit, Unterschiede in der Signallaufzeit zwischen den Kanälen mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Abbildung 4.8 zeigt die Verteilung der relativen Zeitabweichung der VTPC2. Die Variation beträgt 0.25 *timeslices*, also 25 *ns*, mit der im Herbst 1994 benutzten *clock*-Frequenz der Ausleseelektronik. Bei der Untersuchung der relativen Zeitabweichung in *pad*-Richtung kann man wieder die typischen 16-Kanal-Strukturen erkennen.

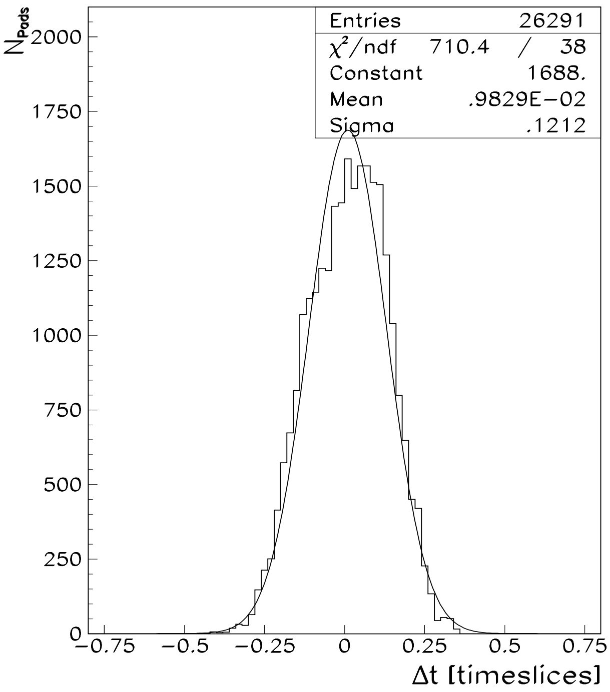


Abbildung 4.8 Verteilung der Zeitabweichungen in der VTPC2: Betrachtete man alle Auslesekanäle der Vertex-TPC2, so erkennt man, daß die Signallaufzeit zwischen den Kanälen bis zu 0.25 *timeslices*, also um 25 *ns* (500 μm), variiert.

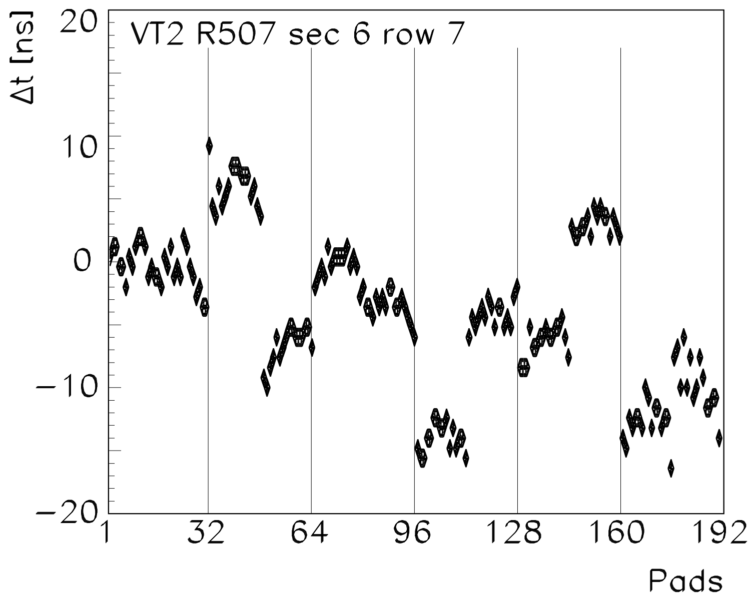


Abbildung 4.9 Darstellung der Zeitabweichung in *pad*-Richtung: Betrachtet man sich die relativen Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Kanälen in *pad*-Richtung, so kann man auch hier Gruppen zu jeweils sechzehn Kanälen finden. Desweiteren ist die Hufeisen-Struktur innerhalb eines *chips* auffällig. Die Signallaufzeiten innerhalb eines 16-Kanal Stranges können bis zu 8 *ns* variieren.

Ebenso wie bei der Verstärkung weisen die einzelnen Baugruppen auch hier herstellungs-

und design bedingte Unterschiede in den Signallaufzeiten auf. Die Meßgenauigkeit der Zeitbestimmung ist dabei so hoch, daß selbst die geringen Abweichung von wenigen *ns* innerhalb eines *chips* bestimmt werden können. Deutlich zu erkennen ist die hufeisenförmige Struktur innerhalb der einzelnen Baugruppen (Abb. 4.9).
Bei der Betrachtung der relativen Zeitabweichung in *row*-Richtung, sind zudem noch systematische Laufzeitunterschiede von *row* zu *row* auffällig. Diese Sprünge können bis zu 28 *ns* betragen (Abb. 4.10). Die Ursache hierfür kann in unterschiedlichen Kabellängen von der *front-end*-Elektronik zu den *ct-boards* liegen.

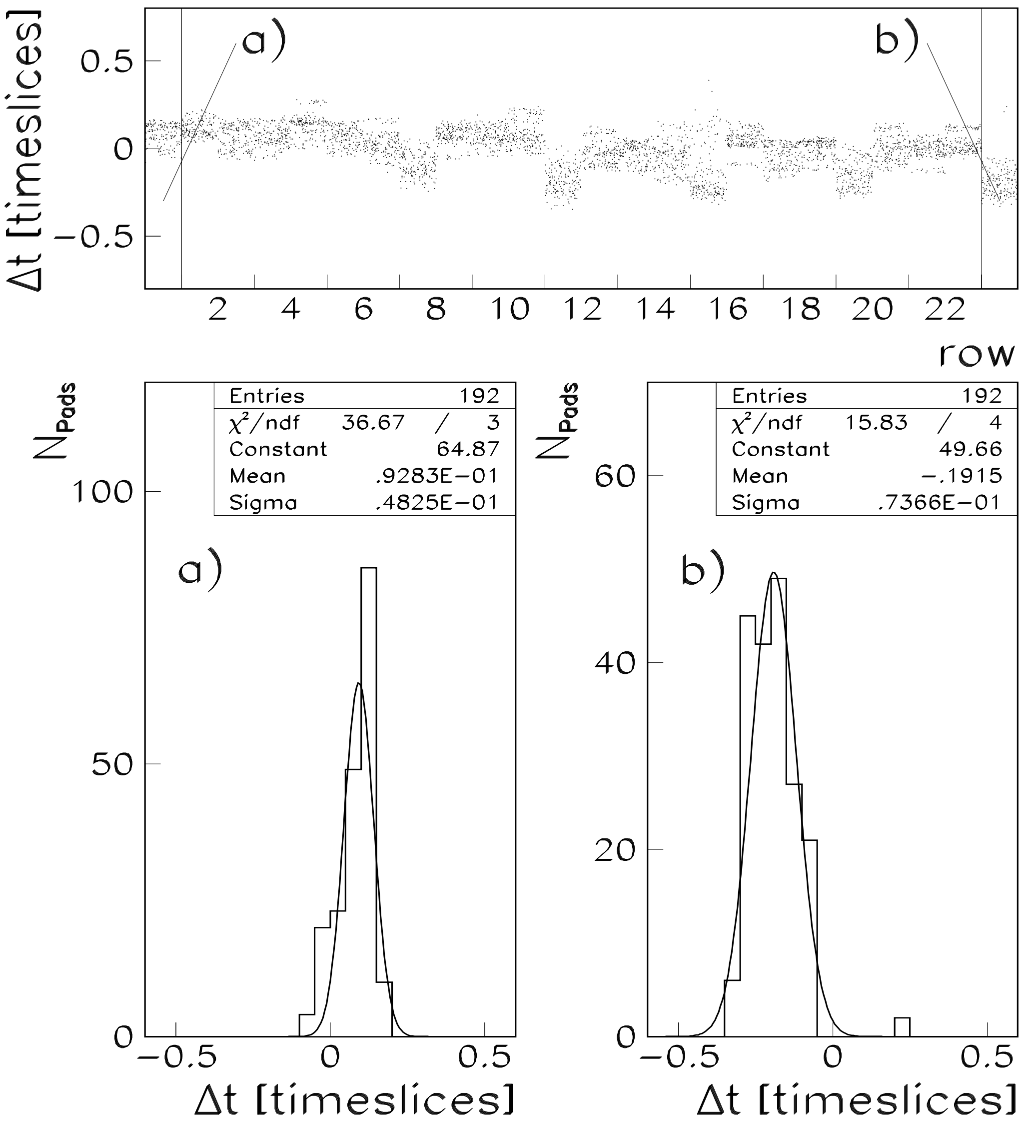


Abbildung 4.10 Relative Zeitabweichung in *row*-Richtung: Untersucht man die relative Zeitabweichung für alle *rows* innerhalb eines Sektors (hier VTPC2, Sektor 5, *run* 507), so sind in der Signallaufzeit deutliche Unterschiede zu erkennen. Zwischen den einzelnen *rows* sind Sprünge in der Signallaufzeit von bis zu 28 *ns* möglich.

4.1.3 Weitere Ergebnisse

Eine weitere interessante Observable ist die Verteilung der Achsenabschnitte (*offset*) der an die Daten angepaßten Geraden. Bei idealer Linearität der *shaper* und exakt bestimmten *pedestal* würde man den Schnittpunkt mit der Ordinate bei Null erwarten. Betrachtet man sich aber Abbildung 4.11, so kann man eine Verschiebung des *offsets* zu negativen Werten erkennen. Dies kann ein Hinweis für eine Nichtlinearität des *shapers* sein oder aber auch als ein zu hoch angesetztes *pedestal* ausgelegt werden.

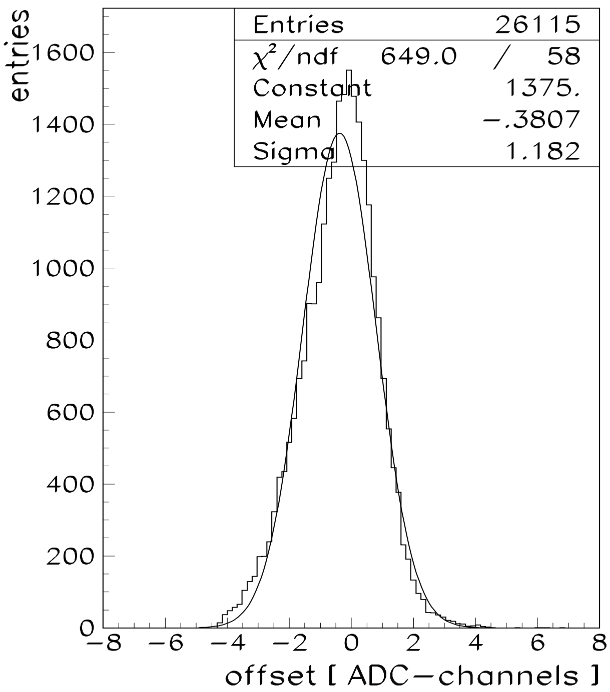


Abbildung 4.11 Verteilung der Achsenabschnitte (*offset*) in der VTPC2: Betrachtet man den *offset* der Ausleskanäle, so fällt auf, daß die Werte systematisch unter Null liegen. Bei einer idealen Linearität und exakt bestimmten *pedestal* würde man den *offset* bei 0.0 erwarten.

Um die Linearität des *shapers* zu messen, wurden die sechzehn Amplitudenwerte des *single modes* mit einer Geraden approximiert und anschließend die Abweichungen der einzelnen Amplituden von der angepaßten Geraden berechnet. Auf diese Weise erhält man ein Maß für das lineare Verhalten der *shaper*. In Abbildung 4.12 ist zu sehen, daß die Nichtlinearität kleiner als 0.6% ist. Die systematischen Sprünge bei hohen Amplitudenbereichen können auf ein nichtlineares Verhalten der ADCs hinweisen [Mil].

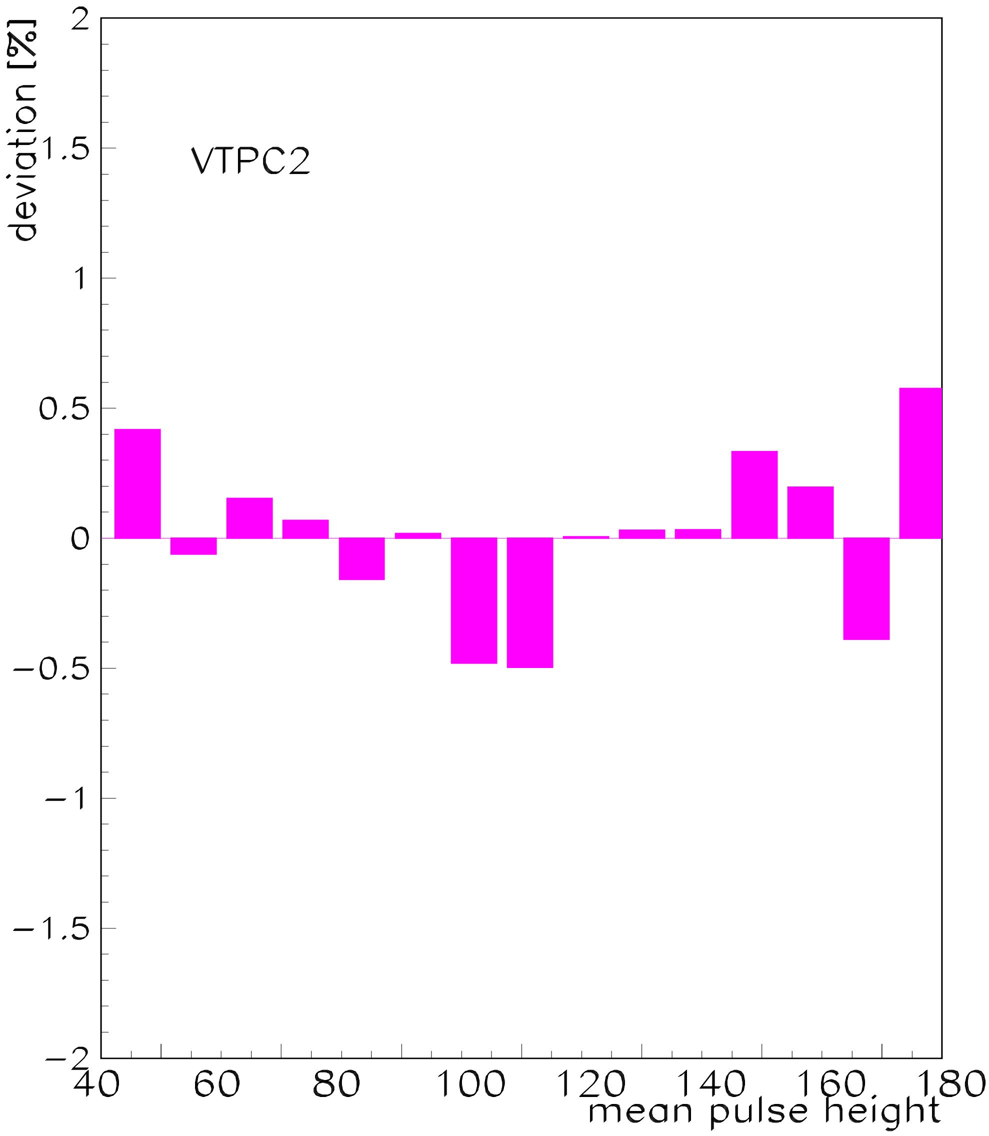


Abbildung 4.12 *shaper*-Linearität der VTPC2-Elektronik: Die Nichtlinearität der *front-end*-Elektronik im dynamischen Bereich des *shapers* ist kleiner 0.6 %. Die statistischen Fehler sind in der Darstellung zu vernachlässigen.

Von großem Interesse ist ebenfalls die Zahl der nicht verwendbaren *pads*. Zu diesen Kanälen sind jene zu rechnen, die keinerlei Signal aufzeichnen, sogenannte tote Kanäle (Abb. 4.13.a), und Kanäle, die eine große Nichtlinearität aufweisen (Abb. 4.13.b). Wie man in den Abbildungen sehen kann, wächst die Zahl der unbrauchbaren Kanäle mit der Zeit stetig an. Am Ende der Stahlzeit im Herbst 1994 betrug die Anzahl der nicht verwendbaren Kanäle 0.21%.

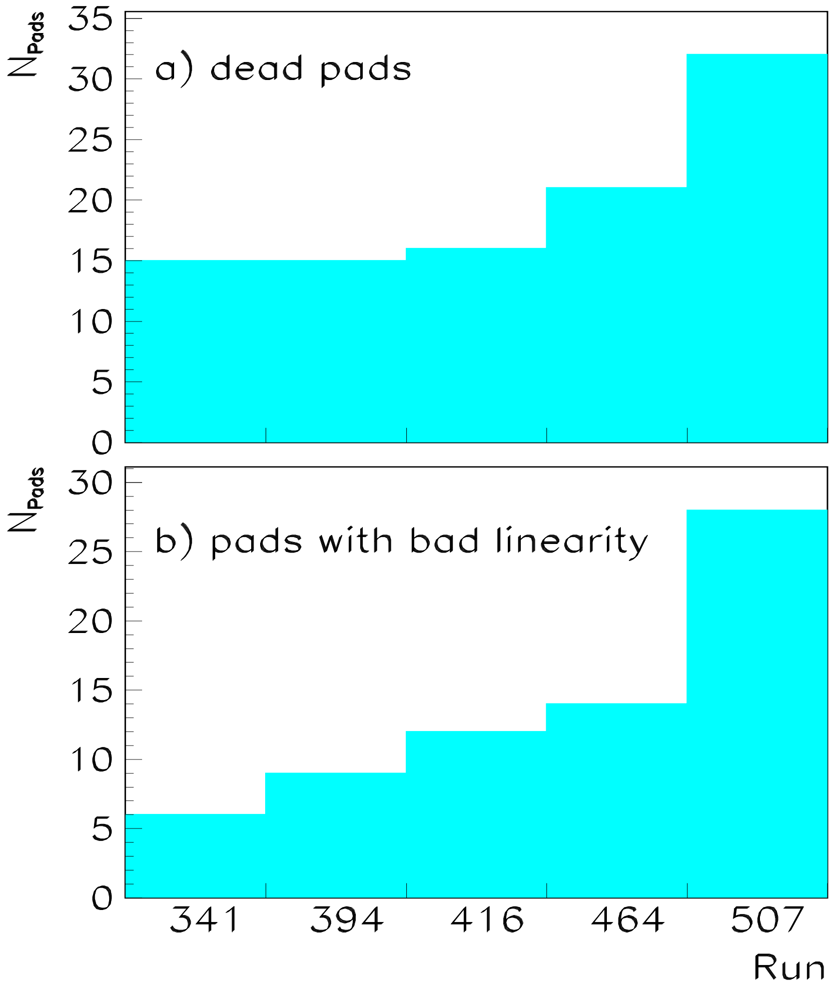


Abbildung 4.13 Anzahl der nicht verwendbaren Kanäle in der VTPC2: Betrachet man sich die Anzahl der toten *pads* a) und die der *pads* mit einer schlechten Linearität b), so ist ein deutliches Anwachsen der nicht mehr verwendbaren Kanäle mit fortschreitender Strahlzeit zu bemerken. Im Falle der VTPC2 beträgt die Menge der schlechten Kanäle am Ende der Strahlzeit des Herbstes 1994 0.21 %.

4.2 Kalibrationsresultate der rechten Haupt-TPC

Die rechte Haupt-TPC besitzt zwei unterschiedliche Sektortypen. Die innenliegenden Sektoren $1-5$, im Bereich hoher Spurdichte, sind hochauflösende Sektoren mit jeweils 3456 *pads* und die weiter außenliegenden Sektoren $6-25$ besitzen eine niedrigere Auflösung mit jeweils 2304 *pads* pro Sektor. Für die MTPCR beträgt somit die Gesamtanzahl der Auslesekanäle 63360. Alle folgenden Angaben beziehen sich auf diese Zahlen.

4.2.1 Die Verstärkung

Bei der MTPCR gibt es in der Verteilung der Verstärkungsfaktoren große Unterschiede zwischen den hochauflösenden und den niedrigauflösenden Sektoren. In Abbildung 4.14 ist zu erkennen, daß die hochauflösenden Sektoren um 16.8% niedriger in der Verstärkung sind als die niedrigauflösenden. Dieser Effekt wird durch die kleinere *pad*-Größe der Sektoren $1-5$ von nur 123.63 mm^2, zum Vergleich zu 199.47 mm^2 der Sektoren $6-25$, verursacht. Dadurch daß die Verstärkungsdrähte in den hochauflösenden Sektoren zum verschmälern der *pad-response* dichter an die *pad*-Ebene gebracht wurden, wurde dieser Effekt zwar teilweise kompensiert, doch war dies nicht ausreichend. Die Streuung innerhalb der Sektortypen beträgt 9.5% und ist somit mit den Daten der VTPC2 vergleichbar.

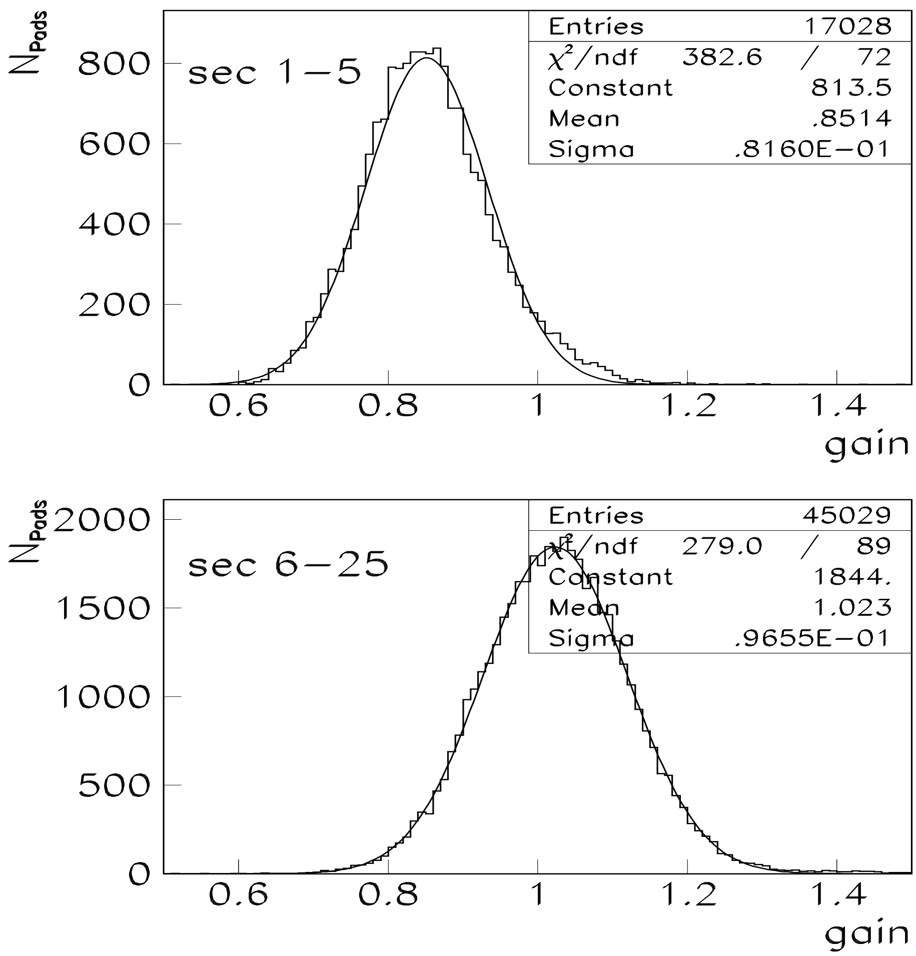


Abbildung 4.14 Sektorielle Verstärkungsunterschiede in der MTPCR: Betrachtet man die Verstärkung in der MTPCR, so ist deutlich zu erkennen, daß die Verstärkung in den hochauflösenden Sektoren (obere Abbildung) um 16.8% niedriger ist als in den niedrigauflösenden Sektoren (untere Abbildung). Dieser Unterschied liegt an der kleineren *pad*-Größe der hochauflösenden Sektoren (Tab. 2.1.5).

Ein weiterer Effekt wird deutlich, wenn man sich die Verteilung der Verstärkung in *pad*-Richtung ansieht (Abb. 4.15.a). Wieder erkennt man die 16-Kanal-Struktur, doch ist außerdem eine starke Zunahme der Verstärkung an den Rändern der Sektoren zu erkennen. Bei den *pads* 1 und 128 sowie auch bei dem *pad* 192 der hochauflösenden Sektoren steigt die Verstärkung um $50 - 90\%$ an. Dies hat zur Folge, daß die entsprechenden Kanäle viel früher ein stark nichtlineares Verhalten zeigen. Betrachtet man sich nur diejenigen Kanäle, die von dem Analyseprogramm als nichtlinear erkannt und markiert worden sind, so sieht man, daß diese ausschließlich am Rand der Sektoren gefunden wurden (Abb. 4.15.b). Untersucht man nur noch die Kanäle, die von der Analyse als gut befunden worden sind, so sind die Spitzen an den Rändern weitestgehend verschwunden. Nur noch wenige Kanäle in diesen Zonen lieferten trotz hoher Verstärkung akzeptable Leistungen, die eine Verwendung zulassen (Abb. 4.15.c).

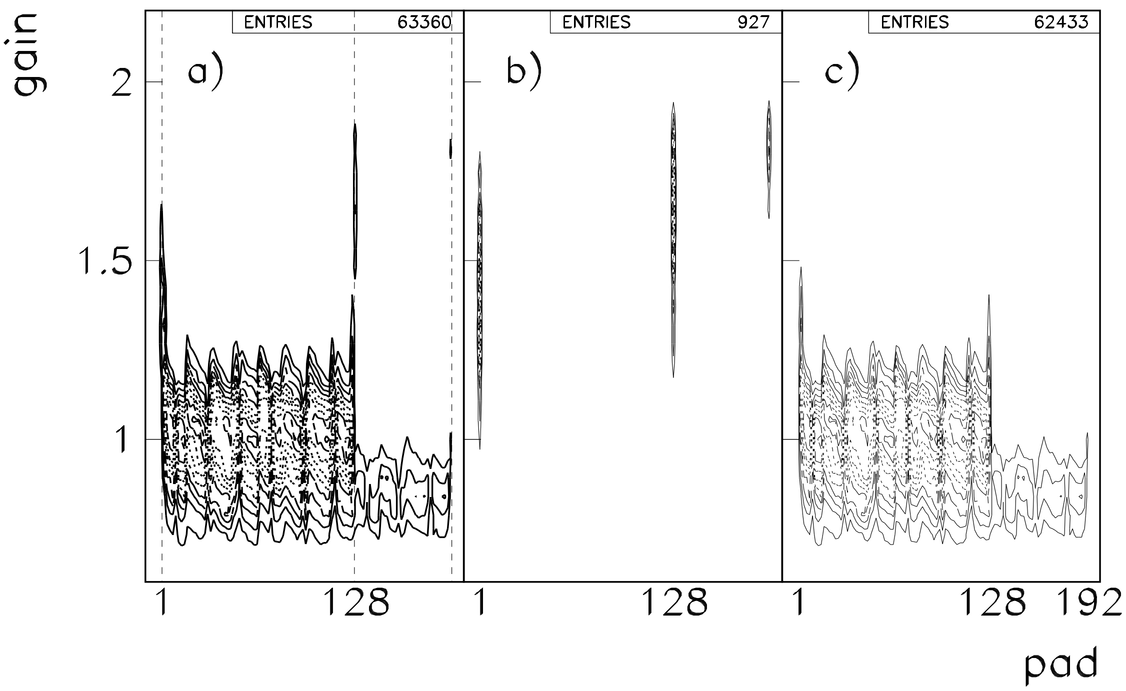


Abbildung 4.15 Verstärkung in den Randzonen der MTPCR: In Abbildung a) ist zu erkennen, daß die Verstärkung der am Rand des Sektors liegenden *pads* deutlich überhöht ist. Dieser Effekt ist durch eine größere *pad* Fläche an den Rändern der Sektoren bedingt. Dies führt dazu, daß diese Auslesekanäle viel früher ein nichtlineares Verhalten aufzeigen. Abbildung b) zeigt die von dem Analyseprogramm erkannten und als nichtlinear markierten *pads*. In Abbilung c) sind die *pads* dargestellt die als linear markiert worden sind.

Dieser Effekt ist durch das mechanische Design der *pad*-Ebene verursacht. Dadurch daß die *pads* um einen bestimmten Winkel gedreht sind, bleibt für die außenliegenden ein kleines Dreieck übrig, welches die Fläche der *pads* vergrößert.

4.2.2 Die Signallaufzeit

Die Ergebnisse der Unterschiede in der Signallaufzeit sind mit denen der VTPC2 vergleichbar. Die Variation der Laufzeit in der MTPCR ist mit 18.4 ns etwas geringer als in der VTPC2 (Abb. 4.16).

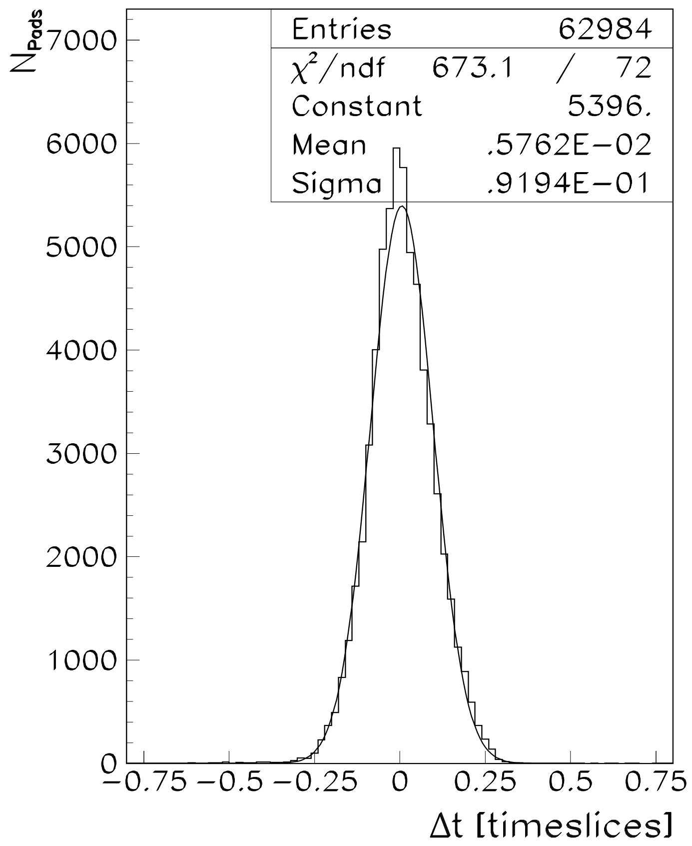


Abbildung 4.16 Verteilung der Zeitabweichungen in der MTPCR: Betrachtete man alle Auslesekanäle der Haupt-TPCR, so erkennt man, daß die Signallaufzeit zwischen den Kanälen bis zu 18.4 ns variiert.

4.2.3 Weitere Ergebnisse

Bei der Bestimmung der Linearität der *shaper* in der MTPCR ergab sich die Nichtlinearität als kleiner 1.0%. Die maximale Abweichung beträgt hierbei 0.9 ADC-Kanäle. Wie auch bei der VTPC2 sind Sprünge in den oberen Amplitudenbereichen auffällig, die als eine Signatur für eine Nichtlinearität des ADCs gewertet werden können [Mil].

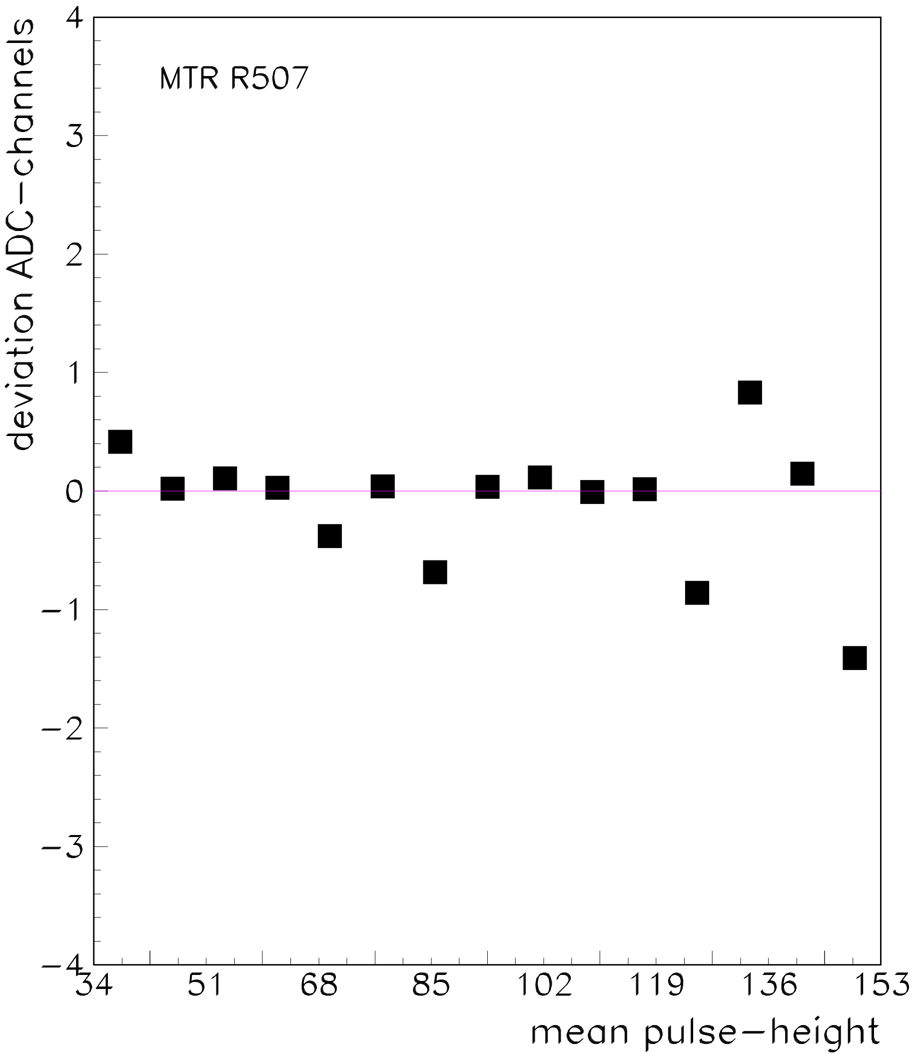


Abbildung 4.17 *Shaper*-Linearität der MTPCR-Elekronik: Die Nichtlinearität ist in absoluten Werten kleiner als 0.9 ADC-Kanäle. Die Fehlerbalken der Messung liegen innerhalb der Symbole.

Eine Betrachtung der schlechten Kanäle in der MTPCR zeigt, daß während der Installationphase eine große Anzahl von toten Knaälen existierte (Abb. 4.18). Nach der Aufbauphase ging die Anzahl der toten Kanäle deutlich zurück, was durch eine genaue Einstellung der Versorgungsspannung und durch den Austausch schlechter *front-end*-Karten erreicht wurde. Die Anzahl der nichtlinearen Kanäle ist weitestgehend konstant; den größten Anteil hieran haben die Kanäle am Rand der Sektoren (Abb. 4.15). Die Schwankungen in der Anzahl der nichtlinearen Kanäle sind durch eine hohe Zahl von Kanälen mit großen Rauschanteil verursacht. Der Anteil der unbrauchbaren Kanäle betrug zum Ende der Strahlzeit 2.2%.

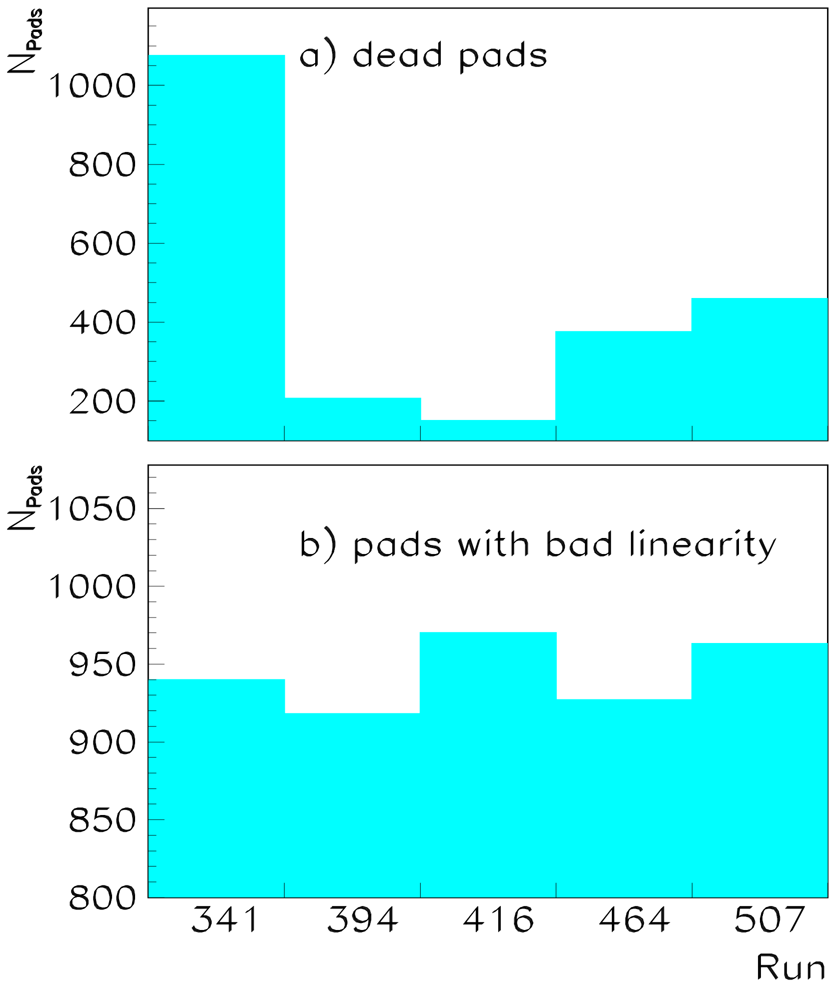


Abbildung 4.18 Anzahl der nicht verwendbaren Kanäle in der MTPCR: Abblidung a) zeigt die Anzahl der Kanäle, die keinerlei Signal aufzeigen (*dead pads*). Nach der Installationsphase (bis *run* 394) ist auch in dieser TPC eine deutlich Zunahme der toten Kanäle zu erkennen. Die Anzahl der Kanäle mit einem schlechten linearen Verhalten (Abbildung b.) ist weitestgehend konstant; die Schwankungen sind durch Kanäle mit großen Rauschen bedingt. Diese hohe Zahl von schlechten Kanälen liegt zum großen Anteil an dem erwähnten Rand-Effekt. Insgesamt beträgt die Anzahl der nicht verwendbaren Kanäle am Ende der Strahlzeit 2.2 %.

4.3 Selbsttest der Kalibration

Um die Funktion und Selbstkonsistenz der Kalibration zu überprüfen, wurden die ermittelten Kalibrationsfaktoren auf die Daten der Kalibrations-*runs* angewendet. Bei einer einwandfreien Funktion der Kalibration erwartet man, daß alle Unterschiede zwischen den Kanälen korrigiert wurden und somit die Analyse der auf der Basis der nun kalibrierten Daten erstellten Korrekturfaktoren eine scharfe Verteilung ergeben. Betrachtet man die ermittelten Ergebnisse (Abb. 4.19), so kann man eine deutliche Verschmälerung der *gain*-Verteilung erkennen; die 16-Kanal-Struktur ist vollständig verschwunden. Im Idealfall würde sich eine scharfe δ-Funktion ergeben, doch durch nicht vermeidbare Fehler in den Approximationen und aufgrund beschränkter Statistik von nur dreißig Ereignissen pro Amplitude läßt sich dies nur schwer erreichen.

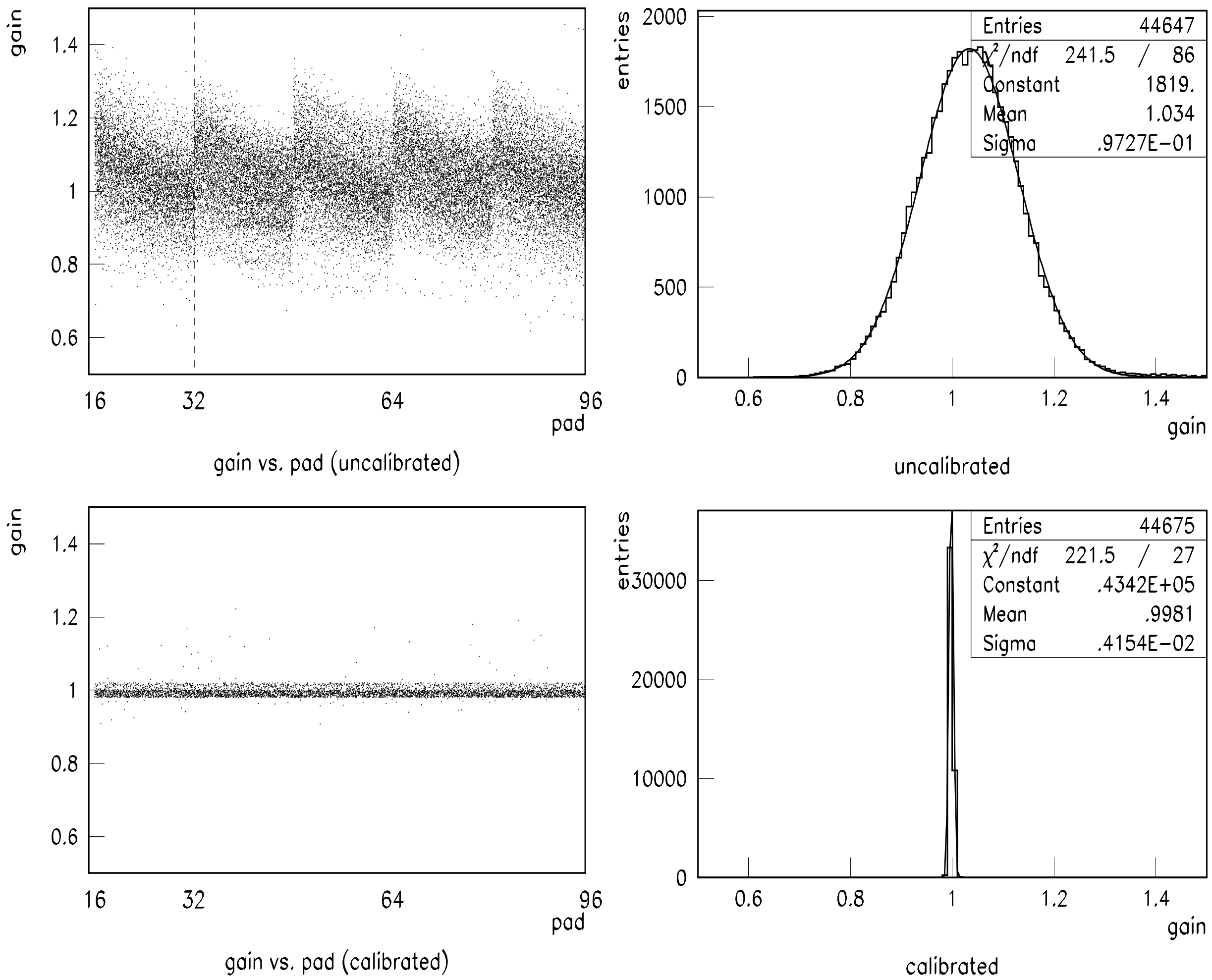


Abbildung 4.19 Selbsttest der Kalibration: Vor der Kalibration sind die Verstärkungsfaktoren in der bekannten 16-Kanal-Struktur mit einer Streuung von 9.4 % verteilt (obere Abbildungen). Nach der Kalibration sind alle Kanäle bis auf kleine Schwankungen aneinander angeglichen (untere Abbildungen). Die Ausreißer sind zum größten Teil Kanäle mit großem Rauschen.

Verwendet man zum Selbsttest der Kalibration einen bewußt falschen Datensatz, so bleibt die 16-Kanal-Struktur weiterhin verschwunden, doch nimmt die Breite der Verteilung um bis zu 10 % zu. Dies macht deutlich daß eine tägliche Kalibration der *front-end*-Elektronik zweckmäßig ist.

5 Anwendung der Kalibration

Um die Kalibration der *front-end*-Elektronik zu verwenden, werden bei der Analyse die Kalibrationsfaktoren durch spezielle Programme auf die Daten angewendet. Hier müssen zwei grundsätzliche Kalibrationsstufen unterschieden werden. Die erste Kalibration der Daten erfolgt direkt nach dem Einlesen, hier werden die Unterschiede in der Verstärkung und im *offset* durch das entsprechende Programm (nas_calib_off/nas_raw_in) ausgeglichen. Die zweite Stufe der Kalibration erfolgt nach der Mustererkennung der Signale und Bestimmung der Raumpunkte (*clusterfinding*), hier werden die Unterschiede in der Signallaufzeit korregiert (nas_point_calib).
Um den Einfluß der Kalibration auf die Genauigkeit der Spurrekonstruktion zu testen, wurden verschiedene Observablen untersucht, auf die im Folgenden eingegangen wird. Bei der Betrachtung der Ergebnisse wird das NA49-Koordinatensystem verwendet (Abb. 5.1). Die Drift- und somit Zeitachse ist die y-Koordinate und die x-Koordinate ist die *pad*-Richtung; z ist die *row*-Richtung der Spurendriftkammern.

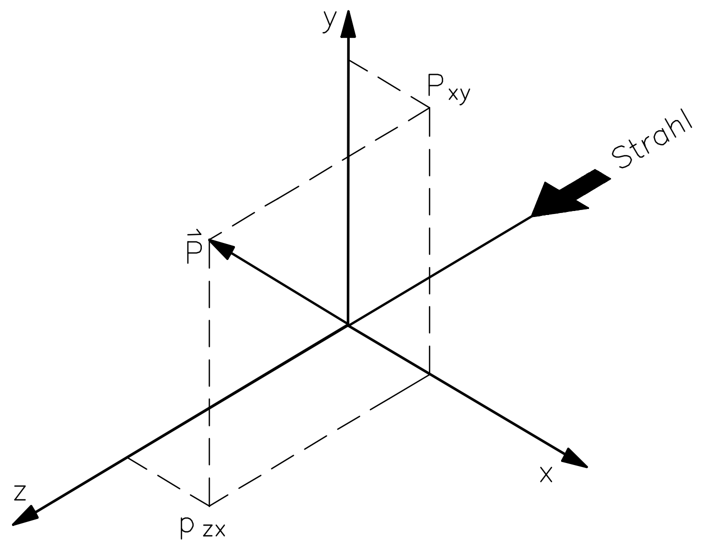


Abbildung 5.1 Das NA49-Koordinatensystem.

5.1 Spurvermessung

Eine gute Methode, den Einfluß der *front-end*-Elektronik Kalibration auf die Genauigkeit der Spurrekonstruktion zu überprüfen, bietet die Analyse von geradlinigen Teilchenspuren. Auch daß im NA49-Experiment installierte Laser-System bietet die Möglichkeit, Laserspuren in Hinblick auf den Einfluß der Kalibration zu untersuchen. Das Lasersystem stellt vier Laserspuren zur Verfügung, bei der Analyse wurde jedoch nur die dritte und beste Spur herangezogen.

5.1.1 Laserspuren

Bei nicht kalibrierten Daten ergab die Untersuchung der Abstände (*residuals*) der gefundenen Raumpunkte, zur durch einen *fit* ermittelten Lasertrajektorie, in x-Richtung eine Streuung von 384 μm (Abb. 5.2.a) und in der y-Richtung 331 μm (Abb. 5.2.b). Nach der Kalibration derselben Ereignisse ergab sich für die Verteilung in der x-Richtung 390 μm (Abb. 5.3.a). In dieser Richtung ist keine starke Änderung zu erwarten, weil hier nur direkt benachbarte Auslesekanäle eine Rolle spielen und deren Unterschied in der Verstärkung ist im allgemeinen nur sehr klein. Betrachtet man die Verteilung in y-Richtung, so beträgt die Variation 297 μm, was einer Verbesserung der Auflösung um 34 μm entspricht (Abb. 5.3.b).

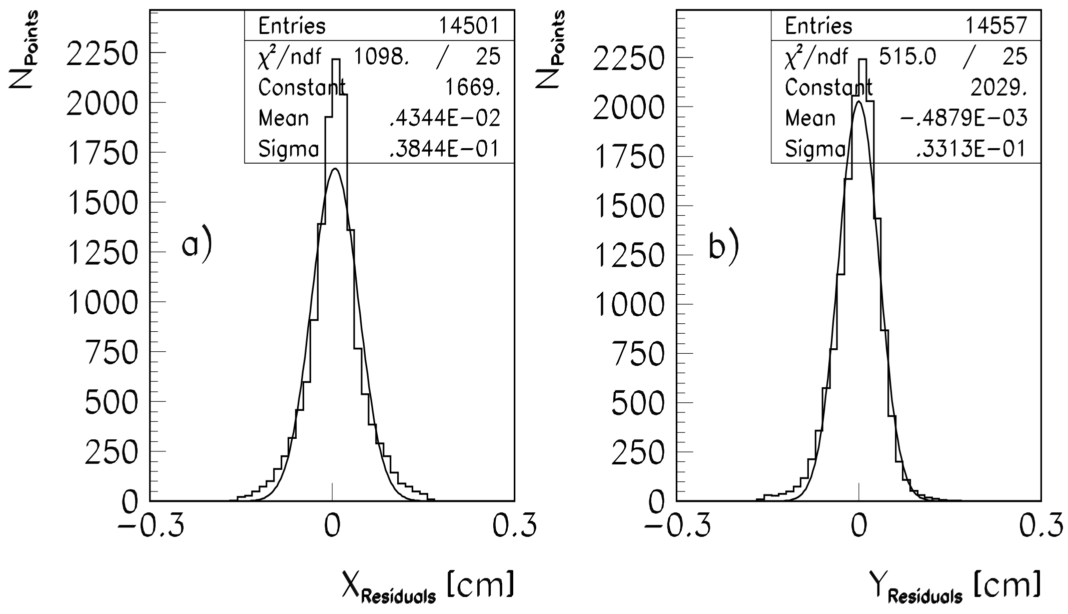


Abbildung 5.2 Darstellung der Abstände (*Residuen*) der Raumpunkte von ermittelten Laserspuren nicht kalibrierter Daten. Die Analyse von 70 Ereignissen ergab für den Laserstrahl Nr.3 in x-Richtung eine Variation von 384 μm, in y-Richtung 331 μm.

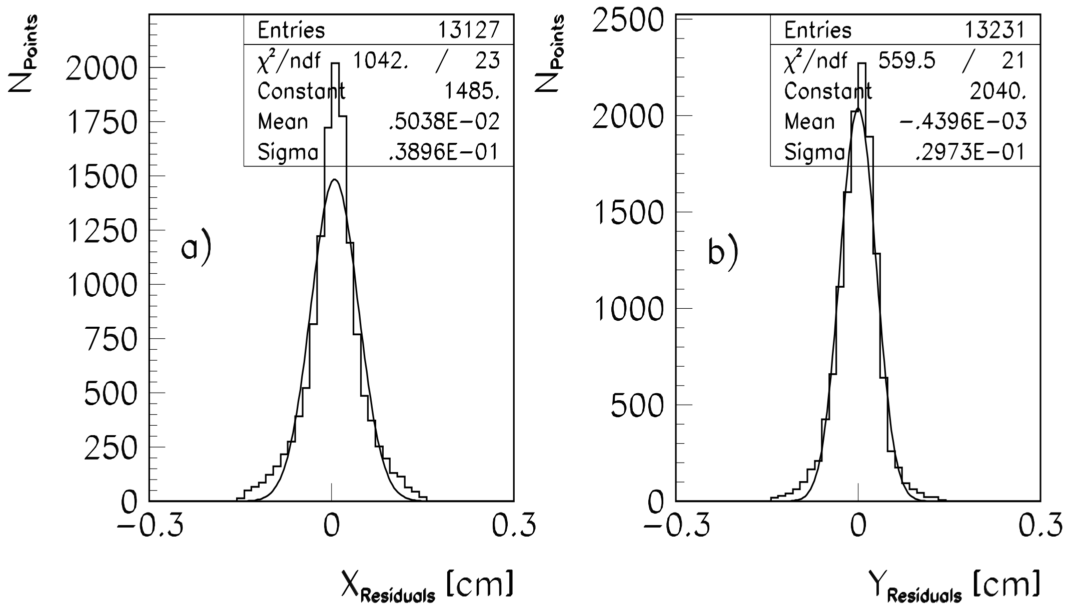


Abbildung 5.3 Darstellung der Residuenverteilung von kalibrierten Laserdaten: nach der Analyse von wiederum 70 Ereignissen ergab sich für die Residuenverteilung des Laserstrahls Nr.3 in x-Richtung eine Variation von 390 μm, in y-Richtung 297 μm. Die Verteilung wird somit in y-Richtung um 34 μm verbessert, die Verteilung in x-Richtung bleibt weitestgehend unberührt.

5.1.2 Teilchenspuren

Schaltet man bei der Datenaufzeichnung das Magnetfeld der beiden Analysiermagneten aus und betreibt das Experiment in der sogenannten *field-off*-Konfiguration, so sind die Spuren der geladenen Teilchen geradlinig. Diese Spuren ermöglichen ebenfalls eine Überprüfung des Auflösungsvermögens der Spurendriftkammern mit und ohne Kalibration der Elektronik. Betrachtet man die x-Verteilung der Abstände, so ergibt sich die Variation bei nicht kalibrierten Daten zu 378 μm (Abb. 5.4.a); in y beträgt die Variation 300 μm (Abb. 5.4.b). Nach der Kalibration der Daten beträgt die Variation in der x-Koordinate 373 μm (Abb. 5.5.a) und in der y-Richtung 293 μm (Abb. 5.5.b). Die Verbesserung der Auflösung bträgt hier nur 5 μm in der x-Richtung und 7 μm in der y-Richtung.

Der Einfluß der Kalibration auf das Auflösungsvermögen der Spurrekonstruktion ist in diesem Stadium der Datenanalyse gering. Dadurch, daß systematische Effekte wie eine mechanische Verformungen der TPC noch nicht als Korrektur in die Analyse der Daten eingeflossen sind, wird sich der Einfluß der Elektronik-Kalibration auf die Genauigkeit der Spurrekonstruktion noch deutlich vergrößern.

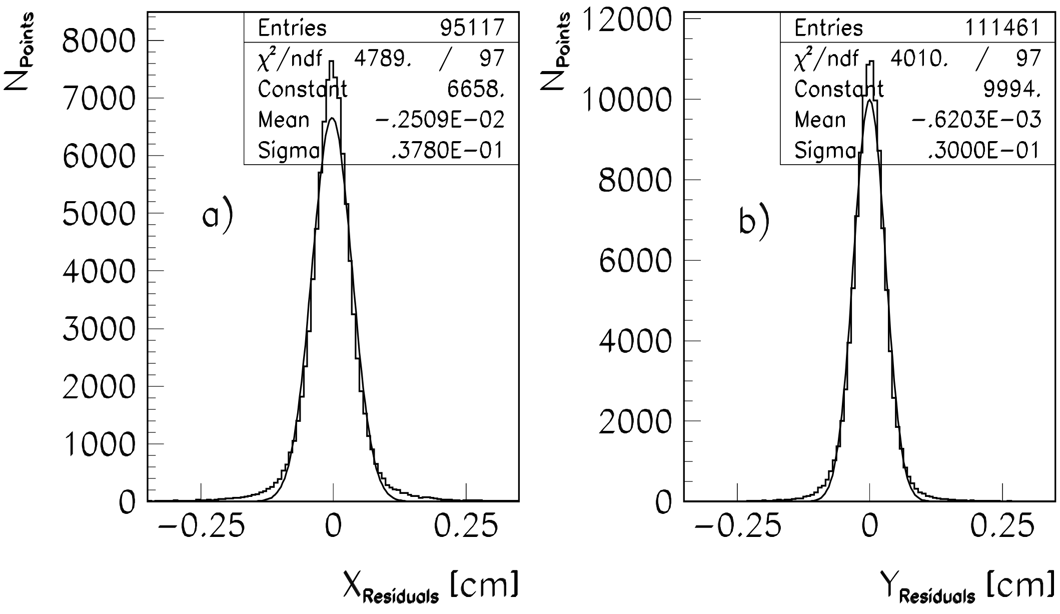


Abbildung 5.4 Darstellung der Residuenverteilung von nicht kalibrierten *field-off*-Daten: die Variation der Abstände (*residuals*) der Raumpunkte von den ermittelten Teilchentrajektorien betragen in x-Richtung 378 μm, in y-Richtung 300 μm.

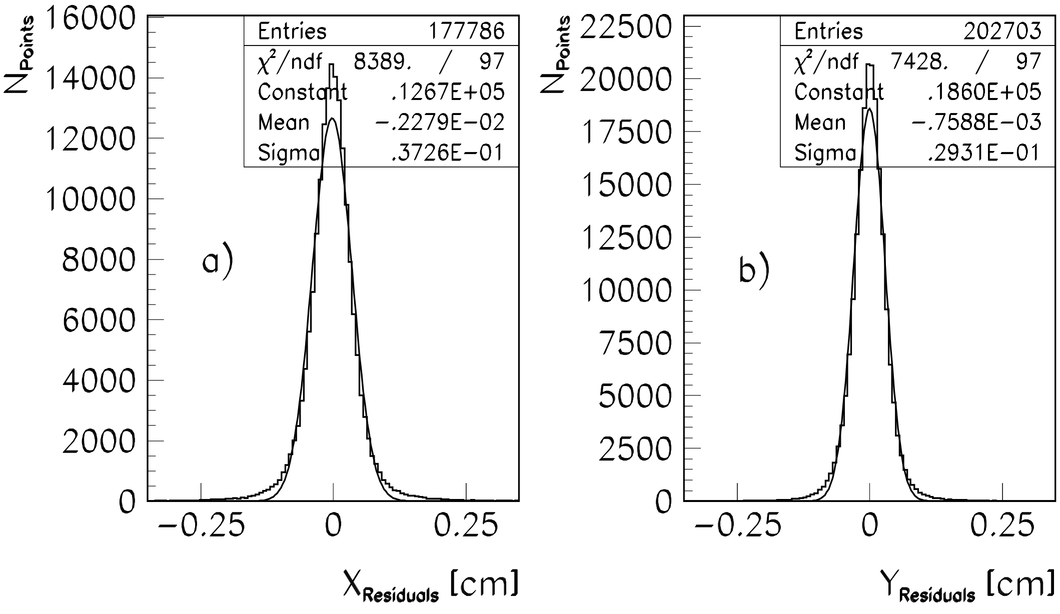


Abbildung 5.5 Darstellung der Residuenverteilung von kalibrierten *field-off*-Daten: die Abstände (*residuals*) der Raumpunkte von den ermittelten Teilchentrajektorien betragen nach der Kalibration in x-Richtung 373 μm, in y-Richtung 293 μm. Die Verbesserung beträgt in x-Richtung 5 μm und in y-Richtung 7 μm.

5.2 Anwendung der Kalibration auf Kryptondaten

Zur Messung der Gleichförmigkeit der Gasverstärkung der Spurendriftkammern wurde in das Gassystem der TPCs eine ^{83}Rb-Quelle eingebaut. Diese Quelle kann über ein Ventilsystem mit den Spurendriftkammern verbunden werden. Aus dem ^{83}Rb Zerfall entsteht ^{83m}Kr. Das Krypton hat die Eigenschaft, daß bei seinem Zerfall ein charakteristisches Spektrum mit einer Summenlinie bei 41.55 keV und zwei *escape*-Linien bei 32.16 keV und 9.39 keV entstehen. Aus deren Messung läßt sich ein Schluß auf die Gasverstärkung ziehen. Wegen der homogenen Verteilung des radioaktiven Gases innerhalb der TPC kann zudem noch die Gleichförmigkeit der Gasverstärkung innerhalb des Detektors überprüft werden. Abbildung 5.6 zeigt ein typisches Spektrum, wie man es nach der Analyse erhält.

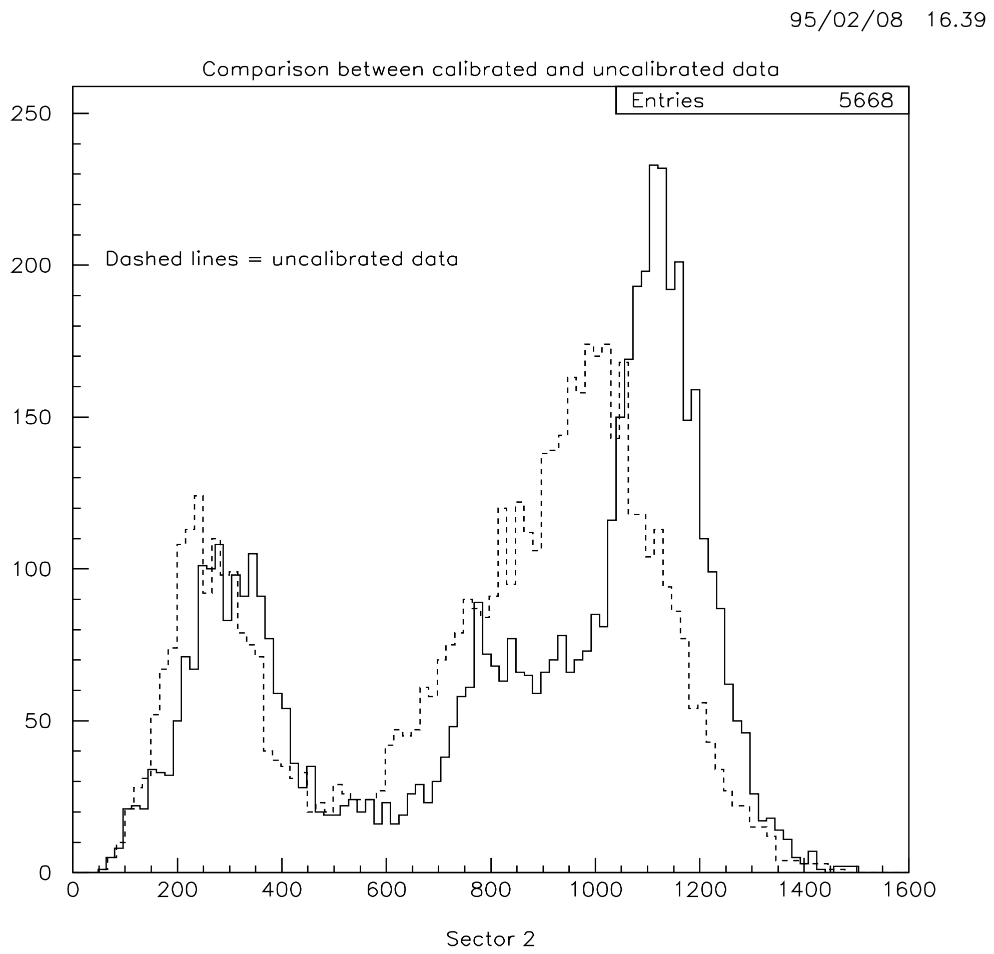


Abbildung 5.6 Anwendung der Kalibration auf Kryptondaten: Sehr deutlich wird der Einfluß der Elektronik-Kalibration, wenn man sich die Analyse der Kryptondaten betrachtet. Benutzt man zur Analyse nicht kalibrierte Daten, so sind die *peaks* nicht zu trennen (gestrichelte Linen). Nach der Kalibration sind die für das Krypton typischen drei *peaks* besser getrennt. Insbesondere der 41 KeV Summen-*peak* wird deutlich schärfer [Fer].

Untersucht man das Spektrum ohne Kalibration (gestrichelte Linie), so sind die drei zu erwartenden *peaks* schlecht zu trennen. Nach der Kalibration (durchgezogene Linie) wird das Spektrum deutlich besser, es lassen sich nun drei *peaks* erkennen; insbesondere der Summen-*peak* des Zerfalls wird schärfer. Dies zeigt, daß die Kalibration besonders sensitiv auf die Genauigkeit der Ladungsbestimmung ist. Das sich bei der Analyse der Daten keine natürliche Linienbreite ergibt, liegt an Einflüssen wie Elektronenabsorbtion und an Verschmierungen durch die Diffusion.

5.3 Ladungsmessungen

Ein weiteres Maß für die Gasverstärkung der Spurendriftkammern erhält man durch die Untersuchung der Raumpunkte von Teilchenspuren. Nach der Analyse einer Vielzahl von Ereignissen kann man anhand der Verteilung des maximalen ADC-Wertes der *cluster* eine Aussage über die lokale Gasverstärkung treffen. Zu diesem Zweck wurde für jeden Sektor der Mittelwert des maximalen ADC-Wertes der *cluster* innerhalb einer *row* bestimmt (Abb. 5.7). Wie zu erkennen ist, ist die Gasverstärkung nicht absolut gleichförmig innerhalb der Sektoren (hier VTPC2). Die Linie in Abbildung 5.7 markiert den sektoriellen Mittelwert des maximalen ADC-Wertes der *cluster*. Vor der Kalibration (schwarze Kreise) sind deutliche Strukturen zu erkennen, nach der Kalibration sind die Strukturen etwas geglättet. Wie auch bei dem Kryptondaten zeigt sich hier ein großer Einfluß der Kalibration auf die Genauigkeit der Ladungsbestimmung.

Untersucht man die Ladung der Raumpunkte direkt, so zeigen sich auch hier die Einwirkungen der Kalibration. Betrachtet man die Daten der nicht kalibrierten Raumpunkte, so beträgt der Mittelwert des maximalen ADC-Wertes der *cluster* 73 ADC-Werte (Abb. 5.8.a) und die mittlere Ladung (*charge*) 414 ADC-Werte pro *cluster* (Abb. 5.8.b). Die Zahl der an den *clustern* beteiligten *pads* ist in Abbildung 5.8.c zu sehen. Sehr hoch ist der Anteil der unerwünschten 1- und 2-*pad cluster*. Betrachtet man dieselben Darstellungen mit kalibrierten Daten (Abb. 5.9), so ist der Wert des maximalen ADC-Wertes um 5% und der Mittelwert der Ladung um 3.2% zu höheren Werten verschoben. Es zeigt sich kein Einfluß der Kalibration auf die Anzahl der am *cluster* beteiligten *pads*.

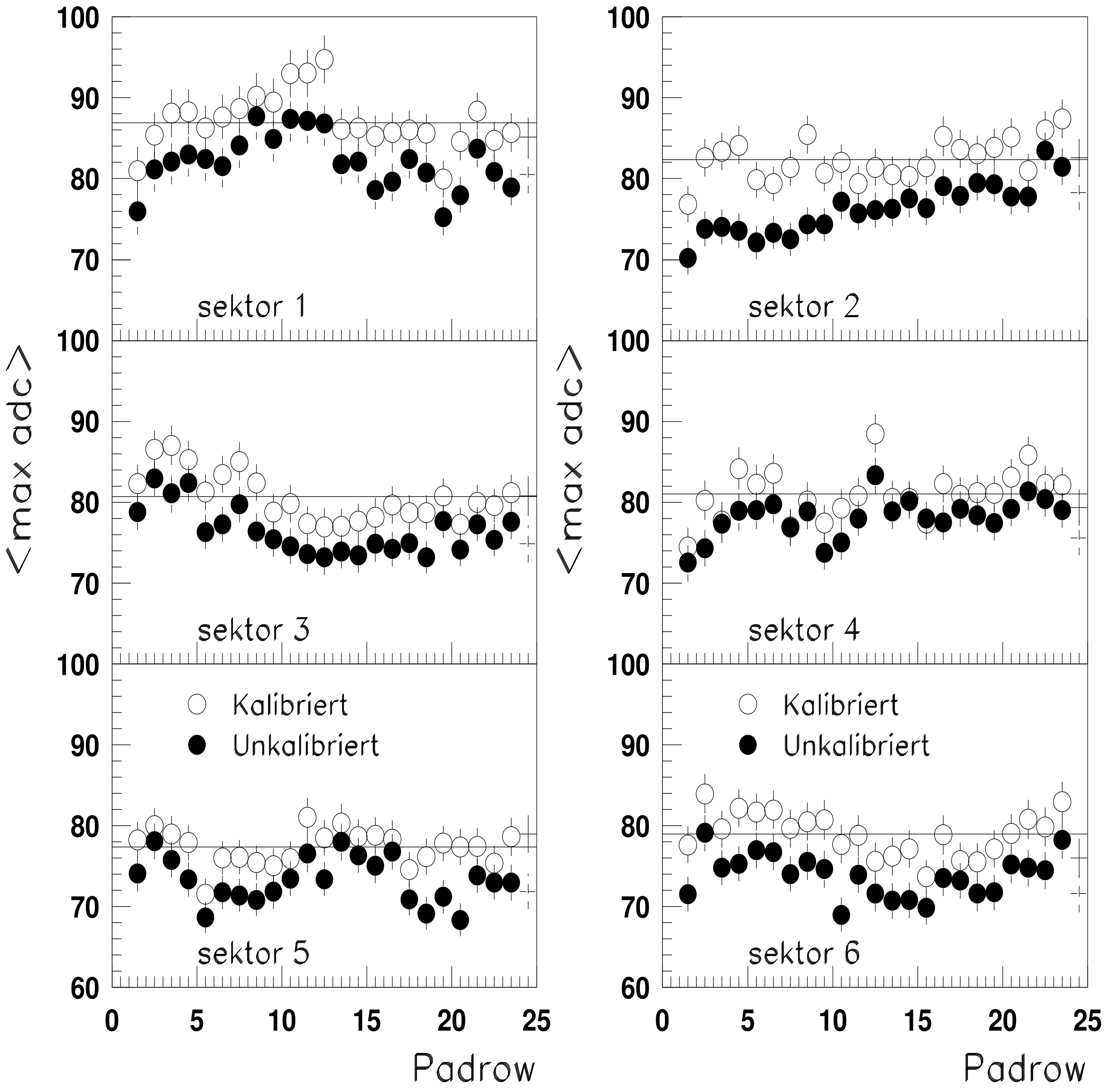


Abbildung 5.7 Gasverstärkung in der VTPC2: Bestimmt man den maximalen ADC-Wert der *cluster* innerhalb der einzelnen Sektoren für jede *row* separat, so kann man deutliche Strukturen in der Verteilung erkennen (schwarze Kreise). Nach der Kalibration der Daten sind diese Strukturen etwas geglättet und schwanken weniger um den Mittelwert des maximalen ADC-Wertes der *cluster* innerhalb der Sektoren (weiße Kreise) [Gün2].

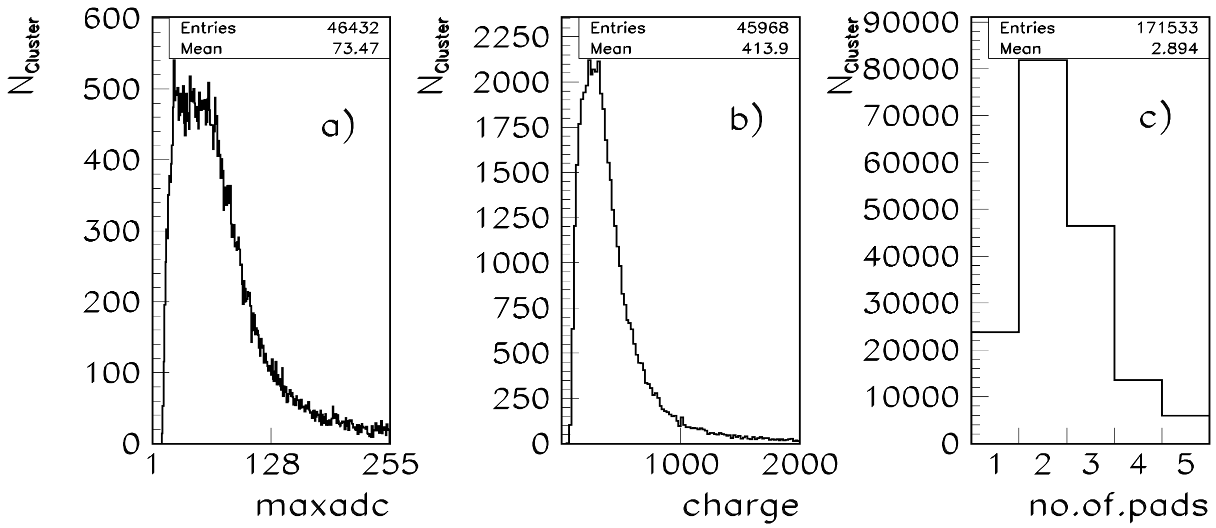


Abbildung 5.8 *Cluster*-Analyse nicht kalibrierter Daten: untersucht man die Raumpunkte der gefundenen *cluster* auf ihren maximalen ADC-Wert, so liegt der Mittelwert der Verteilung bei 73 ADC-Werten (Abbildung a.) Der Mittelwert der im *cluster* enthaltenen Ladung (*charge*) beträgt 414 aufsummierte ADC-Werte (Abbildung b.). Bestimmt man die Anzahl der an dem *cluster* beteiligten *pads*, so ist eine zu hohe Anzahl von 1- und 2-*pad clustern* auffällig (Abbildung c.).

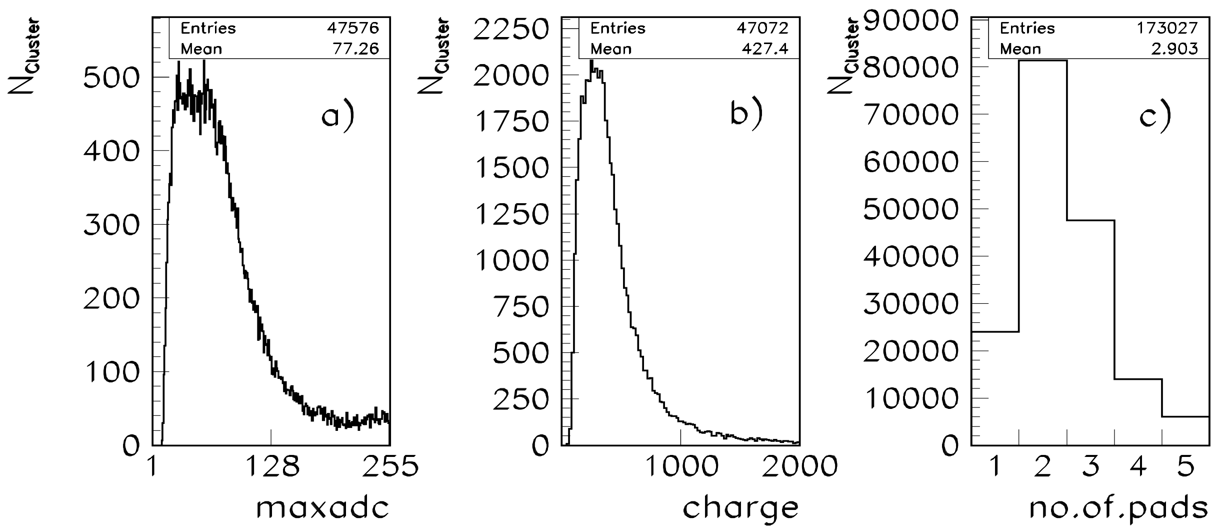


Abbildung 5.9 *Cluster*-Analyse kalibrierter Daten: nach der Kalibration verschiebt sich der Mittelwert des maximalen ADC-Wertes auf 77-Werte (Abbildung a.), auch die Ladung (*charge*) wird zu höheren Werten auf 427 aufsummierte ADC-Werte verschoben (Abbildung b.). Die Anzahl der am *cluster* beteiligten *pads* bleibt ohne größere Veränderung (Abbildung c.).

6 Diskussion der Ergebnisse

Zielsetzung dieser Arbeit war es, ein Kalibrationssystem zu entwickeln, das die design- und herstellungsbedingten Unterschiede zwischen den Auslesekanälen der *front-end*-Elektronik ermittelt und durch deren Korrektur das Auflösungsvermögen und die Genauigkeit der Ladungsbestimmung von Spurendriftkammern erhöht. Die vorgestellten Ergebnisse der Kalibration haben gezeigt, daß es für eine Bestimmung von Teilchentrajektorien mit hoher Präzision von besser als 300 μm und der genauen Ladungsbestimmung zur späteren Untersuchungen der spezifischen Ionisation unumgänglich ist, eine Kalibration der *front-end*-Elektronik vorzunehmen.

6.1 Vermessung von Teilchentrajektorien

Die Genauigkeit der Trajektorienrekonstruktion hat einen Einfluß auf die Impulsbestimmung der Teilchen. Die Meßgenauigkeit der Einzelpunktbestimmung σ der auf einer Spur befindlichen Raumpunkte hat dabei eine direkte Wirkung auf die Impulsauflösung:

$$\frac{dp}{p} \sim \sigma. \tag{6.1}$$

Zur Erstellung von Transversalimpuls- und Rapiditätsspektren ist es deshalb von großer Wichtigkeit, die Ortsauflösung zu optimieren, um so die Impulsauflösung zu erhöhen. Die Kalibration der *front-end*-Elektronik spielt hierbei eine wesentliche Rolle.

Ein Spektrum von großem Interesse ist die Rapiditätsverteilung. Die kinematische Variable Rapidität ist ein Maß für die Geschwindigkeit der Partikel entlang der Strahlachse. In Abbildung 6.1 ist die Rapiditätsdichteverteilung von negativ geladenen Hadronen dargestellt. Die Datenpunkte der zweiten Vertex-TPC (Kreise) stimmen innerhalb des Fehlers mit den Daten, die mit der rechten Haupt-TPC aufgenommen wurden (Quadrate), überein. Die Datenpunkte unterhalb *midrapidity* ($y = 2.9$) wurden aufgrund der Symmetrie des Stoßsystems durch Spiegelung ermittelt. Im Vergleich zu den $S + S$ Daten (Stern-Symbole) des Vorgängerexperimentes NA35 ist ein deutliches Anwachsen der

Rapiditätsdichteverteilung negativ geladener Hadronen zu erkennen; die Multiplizität negativ geladener Hadronen in einem zentralen $Pb + Pb$-Stoß erreicht ca. 800. Diese Daten wurden nach entsprechender Kalibration der *front-end*-Elektronik gewonnen.

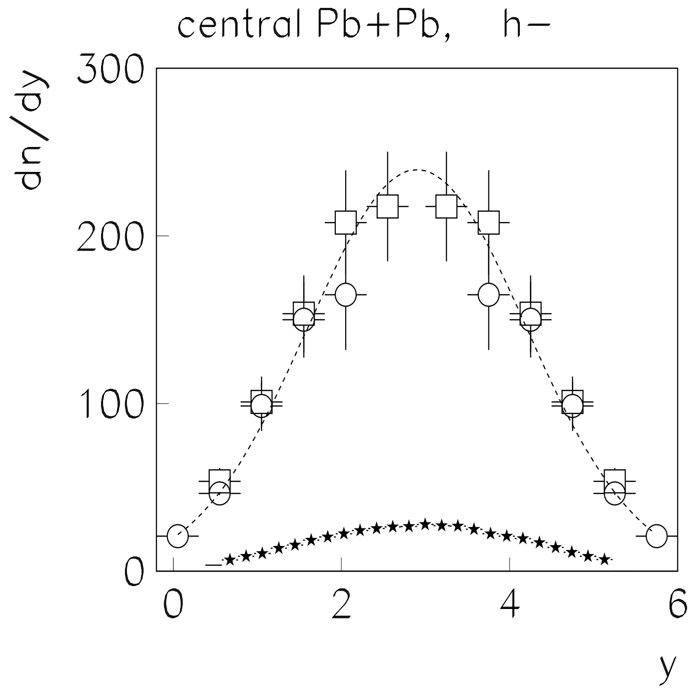


Abbildung 6.1 Rapiditätsdichteverteilung negativ geladener Hadronen in zentralen $Pb + Pb$ Kollisionen bei 158 GeV/Nukleon. Zum Vergleich sind die $S + S$-Daten des Experimentes NA35 dargestellt (Stern-Symbole) [Gaź].

Eine weitere wichtige Rolle spielt die Genauigkeit der Positionsbestimmung bei der Suche nach bestimmten Zerfallstopologien. Von besonderem Interesse sind hierbei die neutralen Baryonen mit *strangeness* ± 1. Diese neutralen Teilchen hinterlassen bis zu dem Zeitpunkt ihres schwachen Zerfalls keine Spur im Detektor. Im Falle des Λ zerfällt das Teilchen in zwei geladene Hadronen $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, die dann im Detektor Spuren in einer zerfallstypischen Topologie (V^0) hinterlassen. Bei der Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas erwartet man eine schnelle und häufige Produktion dieser Teilchen, was sie zu einer wichtigen Observablen macht. Weil ein Großteil dieser kurzlebigen Teilchen schon zwischen dem *target* und dem Detektor zerfällt, erreichen nur solche Sekundärteilchen die Spurendriftkammer, die von Zerfällen schneller Λ-Teilchen ($y \geq 3$) stammen und einen kleinen Öffnungswinkel haben. Um nun den Zerfallsvertex des Teilchens (z.B. Λ) zu berechnen, müssen die beiden Spuren auf diesen Sekundärvertex zurück extrapoliert werden. Eine Ungenauigkeit in der Raumpunktbestimmung wirkt sich hierbei entscheidend auf die Genauigkeit der Extrapolation aus. Gelingt es, den Zerfallsvertex zu bestimmen, kann aus den vermessenen Spuren der V^0-Topologie die invariante Masse des hypothetischen Λ-Teilchens berechnet werden. Erste Messungen der invarianten Masse unter einer Λ-Hypothese für zentrale $Pb + Pb$ Kollisionen bei 158 $GeV/Nukleon$

sind in Abbildung 6.2 zu sehen. Die Literaturangabe für die Masse des Λ beträgt 1115.60 ($\pm$5) MeV/c^2 [Per].

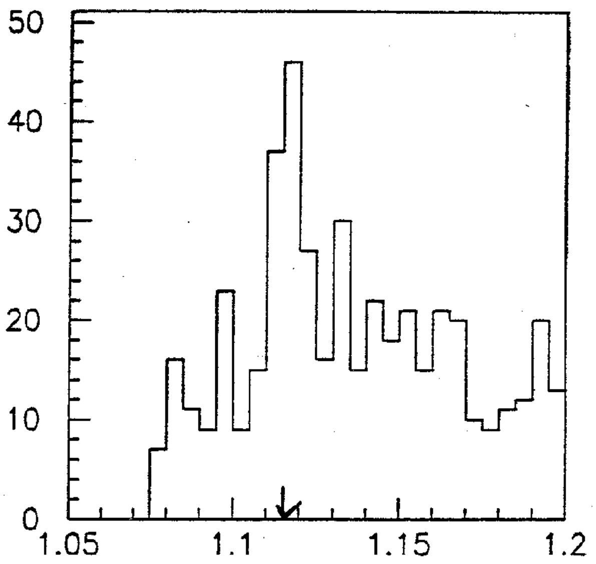


Abbildung 6.2 Verteilungen der invarianten Masse [GeV/c^2] bei zentralen Pb+Pb Stößen bei 158 GeV/Nukleon [Cai].

Ein möglichst gutes Auflösungsvermögen der Spurendriftkammern ist besonders dann von nöten, wenn im Bereich hoher Spurdichten eine Rekonstruktion benachbarter Teilchentrajektorien wichtig wird. Diese Zweispur-Auflösung, also das Vermögen, zwei dicht benachbarte Spuren noch eindeutig zu trennen, beträgt im momentanen Stadium der Auswertung in der rechten Haupt-TPC etwas mehr als 1 cm (Abb. 6.3).

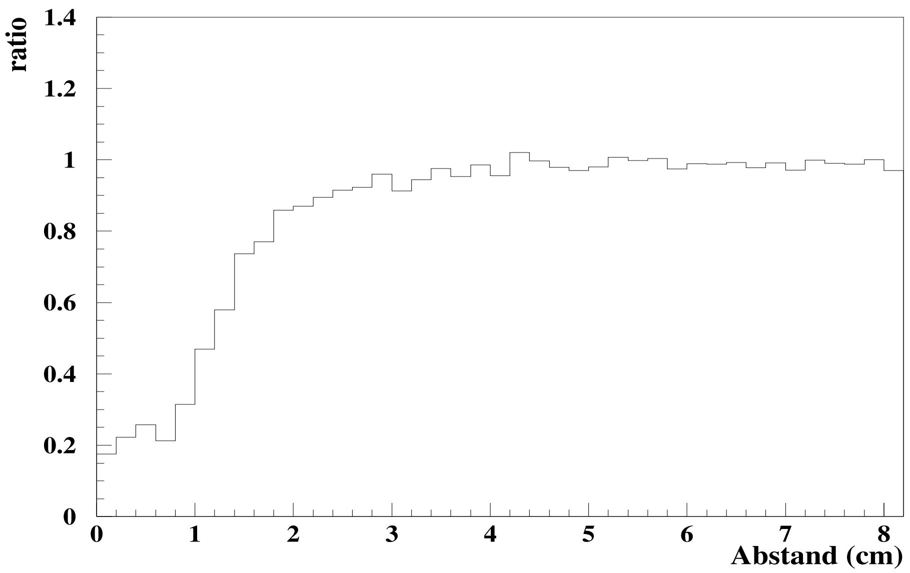


Abbildung 6.3 Zweispurauflösung in der rechten Haupt-TPC [Alb2].

Die Optimierung dieses Trennungsvermögens wird insbesondere bei der Untersuchung der Bose-Einstein-Korrelation zweier Pionen zur Untersuchung der raumzeitlichen Entwicklung des Reaktionssystems notwendig. Da korrelierte Pionenpaare, die bei *midrapidity* liegen, einen typischen Öffnungswinkel von weniger als ein Grad haben, liegen die Trajektorien der Teilchen in der Spurendriftkammer dicht beieinander, so daß eine räumliche Trennung der beiden Spuren nur bei höchster Güte des Auflösungsvermögens möglich ist.
Die Grundlage zur Untersuchung von Zwei-Pion-Korrelationen, insbesondere für den Hanbury-Brown und Twiss-Effekt (**HBT**), bildet die Tatsache, daß es sich bei den beobachteten Teilchen um identische Bosonen mit ganzzahligen Spin handelt, was bedeutet, daß für sie das Pauli-Verbot nicht gilt und sich mehr als ein Pion in einer Phasenraumzelle befinden kann. Aufgrund ihrer symmetrischen Wellenfunktion sind die Bosonen quantenmechanisch ununterscheidbar. Die Korrelationsfunktion C_2 der beiden Teilchen mit den Impulsen p_1 und p_2 definiert sich nun als Quotient der Wahrscheinlichkeit, zwei Teilchen gleichzeitig zu beobachten, und der Wahrscheinlichkeit der Einzelbeobachtung:

$$C_2 \equiv \frac{W(p_1, p_2)}{W(p_1) \cdot W(p_2)}. \tag{6.2}$$

Die Bose-Einstein-Korrelationen bezeichnet also die erhöhte Wahrscheinlichkeit, identische Bosonen mit geringem Impulsunterschied im Phasenraum zu finden. Aufgrund der Ununterscheidbarkeit der Teilchen und der daraus folgenden Bose-Einstein-Statistik addieren sich die Amplituden der Wellenfunktionen, so daß sich für Teilchen mit verschwindender Impulsdifferenz Δp die zweifache Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt. Je größer die Emissionsquelle der Teilchen ist, desto kleiner muß der Abstand der Teilchen im Impulsraum sein. Durch die Messung der Korrelationsfunktion als Funktion der Impulsdifferenz zweier Teilchen kann man somit Aussagen über die raumzeitliche Struktur der Quelle treffen. Als Observablen für die Analyse der Zweiteilchenkorrelationen werden neben der invarianten Impulsdifferenz:

$$Q_{inv} = \Delta p_1 - \Delta p_2 = \sqrt{(p_{x1} - p_{x2})^2 + (p_{y1} - p_{y2})^2 + (p_{z1} - p_{z2})^2 - (E_1 - E_2)^2} \tag{6.3}$$

auch die drei Komponenten der Impulsdifferenz $\vec{Q}$ wegen der vorhergesagten Zylindersymmetrie der Reaktionszone (Bjorkenszenario) verwendet. Q_{long} mißt die Impulsdifferenz in longitudinaler Richtung, Q_{tout} die Differenz in $\vec{p}_t$ und Q_{tside} die Impulsdifferenz senkrecht zu p_l und p_t; p_l ist hierbei der Longitudinalimpuls des Teilchenpaares, p_t der Transversalimpuls [Rol]. Wie in Gleichung 6.3 zu sehen ist, ist es wichtig, Pionenpaare mit kleinem Impulsunterschied und somit kleinem räumlichen Abstand in der TPC zu messen. Dies macht deutlich, wie wichtig die Kalibration der *front-end*-Elektronik ist, um so eine möglichst gute Zweispurauflösung zu erreichen. Erste Bestimmungen der

Radiusparameter der Quelle bei zentralen $Pb + Pb$ Stößen des NA49-Experiments sind in Abbildung 6.4 dargestellt.

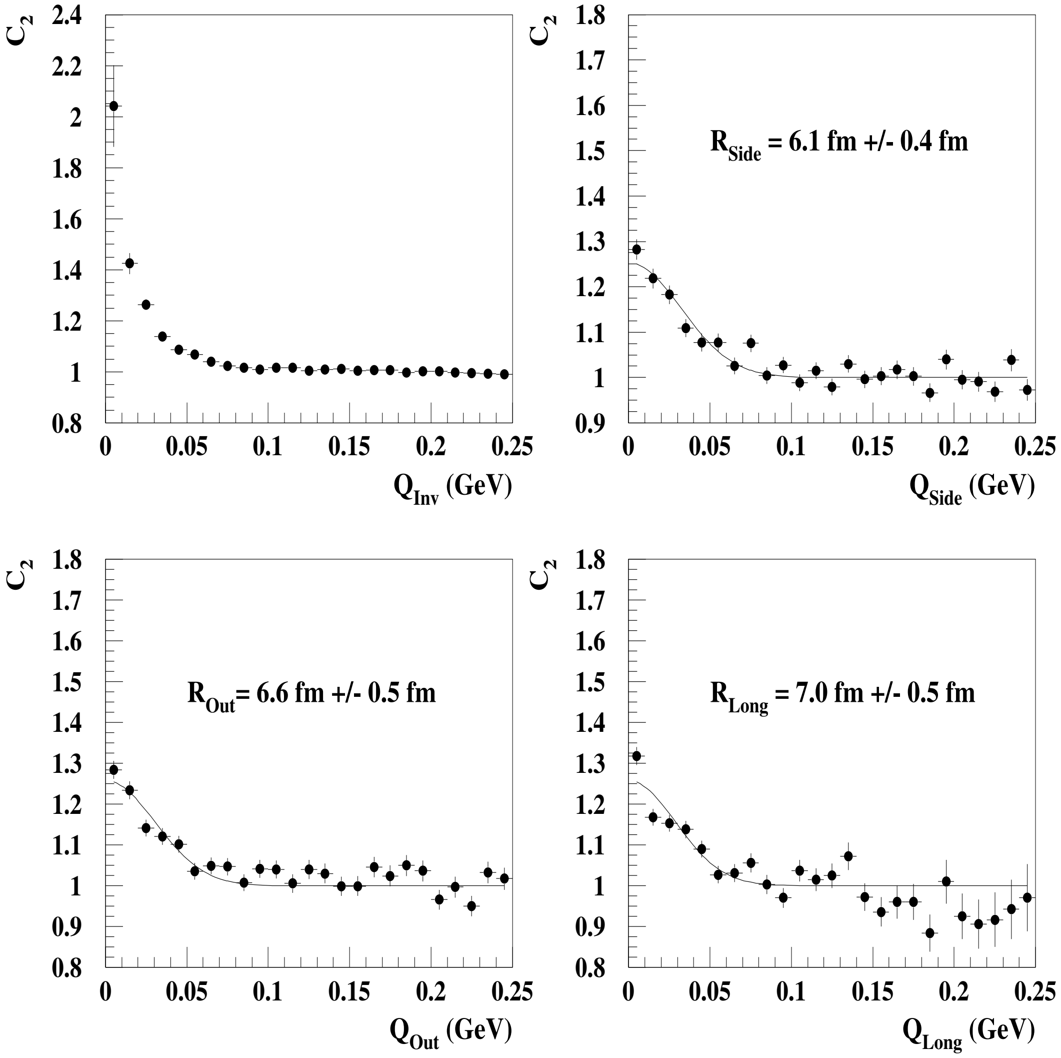


Abbildung 6.4 Korrelationsfunktionen bei zentralen Pb+Pb Stößen [Alb2].

6.2 Messung der spezifischen Ionisation

Die Genauigkeit der Ladungsbestimmung hat einen entscheidenden Einfluß auf die Identifizierung geladener Teilchen durch Messung der spezifischen Ionisation. Wie im Kapitel 2.1.1 geschildert, ist die Bestimmung der Ladung der Raumpunkte die wesentliche Größe bei der Teilchenidentifikation. Wie in den Kapiteln 5.2 und 5.3 dargestellt, hat die Kalibration der *front-end*-Elektronik einen großen Einfluß auf die Güte der Ladungsbestimmung. Die relative dE/dx Auflösung bei dem Vorgängerexperiment NA35 betrug 6 % (Abb. 6.5), bei NA49 wird eine relative dE/dx Auflösung von 4 % angestrebt. Dieses hohe Auflösungsvermögen, wie es zur Identifizierung jedes einzelnen Teilchens notwendig ist, läßt sich nur bei Berücksichtigung aller Kalibrationsfaktoren, insbesondere der Elektronik-Kalibration, erreichen.

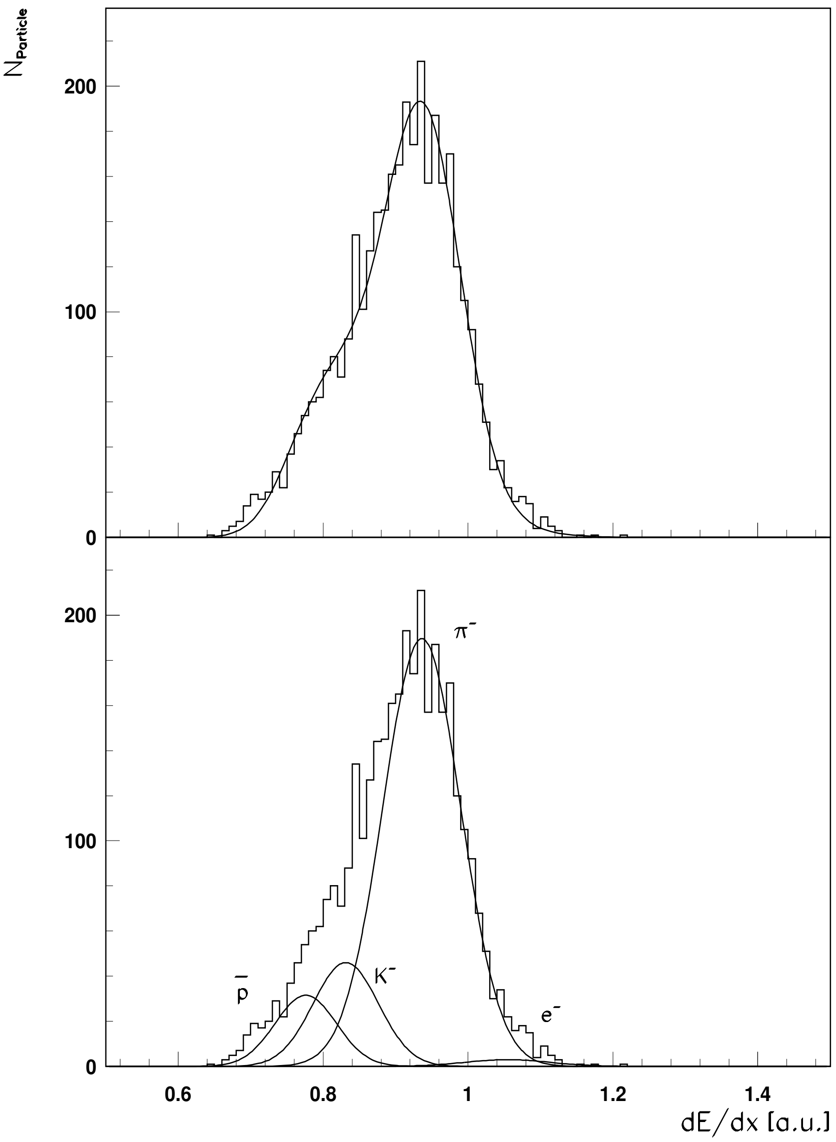


Abbildung 6.5 dE/dx-Spektrum negativer Teilchen in dem Transversalimpulsinterval von 0.8 bis 1.2 GeV/c und im Rapiditätsbereich von 3-4 ($\bar{p}$-Masse angenommen) [Gün3].

6.3 Ausblick

Das Kalibrationssystem hat während des letzten *runs* im Herbst 1995 seine Funktionalität bewiesen und gezeigt, daß es zur systematischen Vermessung und Kontrolle der elektronischen Auslesekette und somit zum Verständnis der Detektoren beitragen kann. Die betrachteten Ergebnisse haben gezeigt, daß die Kalibration der *front-end*-Elektronik

einen Beitrag zu der Verbesserung des Auflösungsvermögens und der genauen Ladungsmessung von Spurendriftkammern leistet.
Der verwendete Pulser ist durch seine herkömmliche Konstruktion in seiner Funktionalität eingeschränkt, ein parallel zu dieser Arbeit entwickelter Kalibrationspulser auf der Basis von FPGAs vom Typ Xilinx konnte in dem Zeitraum dieser Arbeit nicht mehr fertiggestellt werden. Durch seine höhere Flexibilität ist es möglich, eine Vielzahl von speziellen Problemen eingehender zu untersuchen. Dazu gehört die genaue Betrachtung des linearen Verhaltens des ladungsempfindlichen Vorverstärkers als auch die Möglichkeit, für jedes *pad* die Zahl der Ladung zu bestimmen, ab welcher eine Sättigung des Kanals einsetzt; dies könnte beim *cluster finding* von großer Hilfe sein, um gesättigte Kanäle besser zu erkennen und so die Güte der Spurrekonstruktion weiter zu verbessern.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Alb1] T. Alber, et al., *A Study of Argon, Neon and Helium Based Gas Mixtures for Improving the Spatial Resolution in Time Projection Chambers*, submitted to Nuc. Inst. and Meth. (1994).

[Alb2] T. Alber, NA49 Collaboration, *Proc. 11th Int. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 1995)*, Monterey, California, USA (1995).

[Atw] W. Atwood et al., *Performance of the ALEPH TPC*, Nucl. Inst. and Meth. A306 (1991) 446-558.

[Bar] P.J. Barale, et al., *Integrated Preamplifier-Shaper for STAR and NA49*, Internal Report, Lawrence Berkeley Laboratory (1994).

[Cai] H. Caines, private Mitteilung.

[Fer] I. Ferguson, private Mitteilung.

[Gaź] M. Gaździcki, NA49 Collaboration, *Proc. 11th Int. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 1995)*, Monterey, California, USA (1995).

[Gün1] J. Günther, Diplomarbeit, J.W.Goethe-Universität Frankfurt (1993).

[Gün2] J. Günther, private Mitteilung.

[Gün3] J. Günther, NA49 Collaboration, *Proc. 11th Int. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 1995)*, Monterey, California, USA (1995).

[HW] W.E. Hearn and M.E. Wright, *A Fully Integrated 16 Channel Digitally Trimmed Pulse Shaping Amplifier*, Internal Report, Lawrence Berkeley Laboratory (1993).

[HIS] W. Greiner und H. Stöcker, Hrsg., *The Nuclear Equation of State A - The HISS TPC*, Plenum Press, New York (1987).

[Hök] S. Hökelekli, Diplomarbeit, Fachhochschule Frankfurt am Main (1994).

[Jar] R.C Jared, G. Sinnis, M. Takashima, *The TPC Calibration System*, ALEPH 86-10 Internal Report (1986).

[Kl] Stuart A. Kleinfelder, *Development of a Switched Capacitor Based Mulit-Channel Transient Waveform Recording Integrated Circuit*, IEEE Trans.Nuc.Sci. 35,151 (1988).

[Kle] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (1987).

[Krö] M. Kröcker, Diplomarbeit, J.W.Goethe-Universität Frankfurt (1995).

[Küh2] A. Kühmichel and the NA49 Kollaboration, *New developments in high precision, high particle desity tracking with Time Projection Chambers*, submitted to Nucl. Inst. and Meth. (1995).

[Küh] A. Kühmichel, private Mitteilung.

[Lan] L. Landau, *On the Energie Loss of fast Particles by Ionization*, Journal of Physics U.S.S.R. Vol.VIII (1944).

[Liv] M. S. Livingston a. H. A. Bethe, Rev. of Modern Phys. 9 (1937).

[Mar] S. Margetis, Dissertationsarbeit, J.W.Goethe-Universität Frankfurt (1991).

[Mil] O.B. Milgrome, S.A.Kleinfelder, *A Monolithic CMOS 16 Channel, 12 Bit, 10 Microsecond Analog to Digital Converter Integrated Circuit*, Internal Report, Lawrence Berkeley Laboratory (1993).

[Moc] A. Mock, Diplomarbeit, Technische Universität München (1994).

[NA35] The NA35 Collaboration, *Large Acceptance Hadron Detector for an Investigation of Pb-induced Reactions at the CERN SPS*, CERN/SPSLC 91-31 (1991).

[NA35ad] The NA35 Collaboration, *ADDENDUM to CERN/SPSLC 91-31* (1991).

[Per] D.H. Perkins, *Intoduction to high energy physics*, Addison-Wesley (1987).

[Raf] J. Rafelski et al., *Strangeness Conservation in hot Fireballs*, PAR/LPTHE/92-27, TPR-92-28 (1992).

[Rau] W. Rauch, *The NA49 Data Acquisition System*, IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol.41, Num.1, (1994).

[Ren] B. Renk, *Meßdatenerfassung in der Kern- und Teilchenphysik*, Teubner (1993).

[Rol] G. Roland, Dissertationsarbeit, J.W.Goethe-Universität Frankfurt (1992).

[Röh] D. Röhrich, Habilitationsschrift, J.W.Goethe-Universität Frankfurt (1994).

[Rüs] G.W. Rüschmann, private Mitteilung.

[Sau] F. Sauli, *Prinziples of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN Report 77-09 (1977).

[Sch] S. Schönfelder, Diplomarbeit, Technische Universität München (1993).

Danksagung

In erster Linie möchte ich Herrn Prof. Stock dafür danken, daß er in seiner Vorlesung mein Interesse an der ultrarelativistischen Schwerionenphysik geweckt hat und mir in seiner Gruppe eine so interessante und vielfältige Diplomarbeit ermöglichte. Desweiteren möchte ich Herrn Prof. Ströbele für die Unterstützung dieser Arbeit danken. Dann schließe ich mich meinen Vorgängern an und will zugeben, daß es auch mir nicht gelungen ist, Herrn Priv. Doz. Röhrich eine Frage zu stellen, auf die er nicht doch eine Antwort (oder einen Zweizeiler) gefunden hätte. Aber besonderen Dank gebührt ihm für die unermüdliche Betreuung meiner Arbeit und den Hilfestellungen, wenn es mal wieder irgenwo geklemmt hat; insbesondere bei meiner Rechtschreibung. In allen Detektor- und Pulser-Angelegenheiten hatte Herr Dr. Renfordt immer ein offenes Ohr für meine Fragen und half mir oft auf den richtigen Weg, auch ihm möchte ich hiermit herzlich danken. Herrn Dr. Kühmichel möchte ich für seine Unterstützung in allen Kalibrations-Angelegenheiten und dem Korrekturlesen danken. Herrn Dr. Rauch möchte ich für die Einarbeitung in das Datenerfassungssystem danken und Mr. Fred Bieser war immer spontan mit seiner Hilfe, wenn es Fragen zur Hardware gab. Herrn Dr. Fischer möchte ich für die anregenden Fragen und weiterführenden Ideen danken. Dann möchte ich mich bei Herrn G .Rüschmann und allen anderen aus der Elektronikabteilung für die kooperative Zusammenarbeit bei der Entwicklung des Kalibrationssystems danken. C. Freudenberger bin ich zu besonderen Dank verpflichet für die Anfertigung vieler Abbildungen dieser Arbeit. W. Amend, dem guten Geist der Gruppe, möchte ich für die Hilfe in allen technischen Dingen herzlich danken. Den Doktoranden J. Günther, C. Bormann und D. Brinkmann gebührt mein Dank für das gute Arbeitsklima und das stete Hochsetzen meiner Diskquota. Meinen hoffentlich bald diplomierten Mitdiplomanden danke ich für die gute Zusammenarbeit und dafür, daß die Zeit am CERN immer abwechslungsreich war.

Es ist schwierig, wirklich allen Leuten zu danken, die es verdienen; falls sich deshalb jemand vergessen fühlen sollte, so sei mir bitte verziehen.