

Experimentelle Physik

Aufbau eines Streamer-Tube
Detektors mit Pad-Auslese durch
einen integrierten Schaltkreis

Diplomarbeit

von

Klaus Reygers

Westfälische Wilhelms Universität Münster

Institut für Kernphysik

September 1995

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	3
1.1 Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon Plasma	3
1.2 Ultrarelativistische Schwerionenphysik	5
1.2.1 Eigenschaften ultrarelativistischer Schwerionenstöße . . .	5
1.2.2 Signale eines Quark-Gluon Plasmas	9
1.3 Das WA98-Experiment	12
1.3.1 Der Aufbau	12
1.3.2 Der Streamer-Tube Detektor	17
2 Die Streamer-Tubes	21
2.1 Der Aufbau der Streamer-Tubes	21
2.2 Proportional- und Streamermodus	23
3 Vorbereitende Messungen mit den Streamer-Tubes	27
3.1 Messungen im Streamermodus	27
3.2 Übergang vom Streamer- zum Proportionalmodus	29
3.3 Padauslese von Proportionalpulsen	32

4	Datenauslese	35
4.1	Der Auslese-Chip	35
4.2	Weitere Elemente der Auslese	38
5	Teststrahlzeit	41
5.1	Erste Chip-Tests	41
5.1.1	ADC-Konversionskurve	41
5.1.2	Messung von Rauschsignalen	41
5.1.3	X4-Signal	44
5.1.4	Paritätsfehler	46
5.1.5	Auslesegeschwindigkeit	46
5.2	Der experimentelle Aufbau	47
5.3	Auswertung der Messungen	48
5.4	Konsequenzen der Teststrahlzeit	54
6	Simulationen	57
6.1	Modellvorstellung	57
6.2	Ortsrekonstruktion	59
7	Zusammenfassung und Ausblick	67
A	Anhang	69
A.1	Rapidity und Pseudorapidity	69
A.2	Pinbelegung des Auslese-Chips	70
A.3	Das Auslese-Board	70

Einleitung

Bei Experimenten mit Kollisionen schwerer Ionen stehen abhängig von der Strahlenergie unterschiedliche Fragestellungen im Vordergrund. Seit den frühen 70'er Jahren konnten Schwerionenreaktionen mit Laborenergien im Bereich unterhalb von 1 GeV pro Nukleon (im folgenden als AGeV bezeichnet) erzeugt werden. Das Hauptinteresse galt dabei der Untersuchung makroskopischer Eigenschaften von Kernmaterie, wie Kompressibilität, spezifische Wärme und Entropiedichte, die sich durch eine Zustandsgleichung beschreiben lassen sollten. Schon diese Experimente waren nicht nur kernphysikalisch motiviert, sondern standen in direktem Zusammenhang mit astrophysikalischen Forschungen. So ergibt sich aus der Kenntnis der Zustandsgleichung von Kernmaterie eine obere Grenze für die Masse von Neutronensternen. Umgekehrt sind aus den experimentell bestimmten Massen von Neutronensternen ($M = 1 - 2,5 M_{\text{Sonne}}$) Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung möglich.

Seit Mitte der 80'er Jahre konnten am AGS-Beschleuniger in Brookhaven ^{28}Si -Ionen auf 14,4 AGeV und am SPS-Beschleuniger in Genf ^{16}O - bzw. ^{32}S -Ionen auf 200 AGeV beschleunigt werden. Im Mittelpunkt des Interesses stand bei diesen Experimenten die Frage, ob durch Schwerionenstöße bei diesen ultrarelativistischen Energien Kernmaterie soweit komprimiert und erhitzt wird, daß ein theoretisch vorausgesagter neuer Materiezustand, das sog. Quark-Gluon Plasma, entsteht. Die Motivation zur Untersuchung des Quark-Gluon Plasmas ist vor allem darin begründet, daß nach heutiger Vorstellung von der Entwicklung des Universums ein Übergang vom Quark-Gluon Plasma zu gewöhnlicher hadronischer Materie einige Mikrosekunden nach dem Urknall stattgefunden hat.

Seit Herbst 1994 können am SPS-Beschleuniger Bleiionen (^{208}Pb) auf

160 AGeV beschleunigt werden. Reaktionen dieser Projektile mit ruhenden Bleikernen werden unter anderem im Rahmen des WA98-Experiments untersucht.

Diese Arbeit beschreibt Vorbereitungen zum Aufbau eines Streamer-Tube Detektors zur Messung von geladenen Teilchen, der im WA98-Experiment eingesetzt werden soll. Kapitel 1 beschäftigt sich zunächst mit Grundlagen zum Quark-Gluon Plasma und zu ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen. Im Anschluß wird der Aufbau des WA98-Experiments vorgestellt und speziell die Motivation für den Streamer-Tube Detektor dargestellt. Kapitel 2 enthält Informationen zu den Streamer-Tubes und in Kapitel 3 werden erste vorbereitende Messungen beschrieben. Im Mittelpunkt der Datenauslese der Streamer-Tubes steht ein Auslese-Chip, der in Kapitel 4 vorgestellt wird. Der Betrieb der Streamer-Tubes zusammen mit dem Auslese-Chip konnte zum ersten Mal während einer Strahlzeit in Genf getestet werden. Die Ergebnisse dieser Tests sind Inhalt von Kapitel 5. Eigenschaften der Ortsrekonstruktion geladener Teilchen mit den Streamer-Tubes werden in Kapitel 6 mit Hilfe einer Computersimulation untersucht.

1. Grundlagen

1.1 Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon Plasma

Die fundamentalen Bausteine der Materie sind Quarks und Leptonen, Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$. Zwischen diesen elementaren Teilchen sind vier verschiedene Wechselwirkungen bekannt, die durch den Austausch entsprechender Bosonen (ganzzahliger Spin) vermittelt werden. Hadronen sind Teilchen mit einer Quark-Substruktur. Man unterscheidet Baryonen, wie z.B. Proton und Neutron, die aus drei Quarks aufgebaut sind und Mesonen, wie z.B. Pionen, die aus einem Quark-Antiquark Paar bestehen. Der Zusammenhalt von Quarks in Hadronen geschieht über die starke Wechselwirkung. Das zugehörige Austauschboson ist das Gluon.

In Analogie zu elektrischen Ladungen, an die die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung (Photonen) koppeln, wird den Quarks eine Ladung der starken Wechselwirkung, die sog. Farbladung zugeordnet. Die Farbladung kann drei verschiedene Werte annehmen, die i.a. als „rot“, „grün“ und „blau“ bezeichnet werden. Antiquarks tragen entsprechende Antifarben. Die Farbladungen von Quarks in Hadronen heben sich gegenseitig auf, Baryonen und Mesonen sind somit „farbneutral“. Als korrekte Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung wird die Quantenchromodynamik (QCD) angesehen, die die erfolgreiche Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Quantenelektrodynamik (QED), zum Vorbild hat. Ein entscheidender Unterschied besteht aber darin, daß Gluonen selbst Farbladungsträger sind, Photonen dagegen elektrisch neutral sind.

Die starke Wechselwirkung wird durch die Kopplungskonstante α_s charakterisiert, die sich tatsächlich aber nicht als konstant erweist, sondern vom Impulsübertrag q^2 der Wechselwirkung abhängt. Näherungsweise gilt [Per87]:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{B \ln(q^2/\Lambda^2)}$$

$$\text{mit } B = (33 - 2N_f)/12\pi$$

N_f bezeichnet die Anzahl der verschiedenen Quarksorten. Λ ist der freie Skalenparameter der QCD, für den experimentell ein Wert von $\Lambda \approx 100$ MeV gefunden wird.

Im Gegensatz zur Kopplungskonstanten der elektromagnetischen Wechselwirkung wird $\alpha_s(q^2)$ mit zunehmenden Impulsüberträgen (oder abnehmenden Abständen) kleiner. Für sehr große Impulsüberträge geht $\alpha_s(q^2)$ gegen Null und die Quarks verhalten sich wie freie Teilchen, ein Phänomen, das man als *asymptotische Freiheit* bezeichnet.

Mit steigendem Abstand nimmt die starke Wechselwirkung zwischen Quarks zu. Für $q^2 \approx \Lambda^2$ wird $\alpha_s(q^2)$ sehr groß. Diese Tatsache erklärt, daß Quarks nicht als freie Teilchen beobachtet werden, sondern in Hadronen eingeschlossen sind (*Confinement*).

Störungstheoretische Methoden können in der QCD nur für den Fall $\alpha_s \ll 1$ angewendet werden. Zur Berechnung von Prozessen mit großen Kopplungskonstanten werden Gittereichtheorien und von der QCD motivierte, phänomenologische Modelle benutzt. Einige dieser Modellrechnungen lassen erwarten, daß hadronische Materie bei extremer Kompression oder bei sehr hohen Temperaturen in einen Zustand übergeht, in dem der Quark-Einschluß aufgehoben wird und sich Quarks und Gluonen über einen weiten Raumbereich quasi-frei bewegen können. Dieser Materiezustand wird Quark-Gluon Plasma (QGP) genannt. Das zu erwartende Phasendiagramm für diesen Übergang ist in Abb. 1.1 dargestellt. Atomkerne im Grundzustand haben eine ungefähr konstante Baryondichte $\rho_0 \approx 0,17/\text{fm}^3$, was einer Energiedichte von $\epsilon \approx 0,16 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ entspricht. Für einen möglichen Phasenübergang zu einem Quark-Gluon Plasma ergibt sich aus QCD-Gitterrechnungen (für den Fall einer verschwindenden Baryondichte, d.h. gleiche Anzahl von Quarks und Anti-quarks) eine nötige Energiedichte im Bereich von $1 - 3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [Cse94]. Dies entspricht kritischen Temperaturen $T_c = 150 - 200 \text{ MeV}/k$. Bei Temperaturen

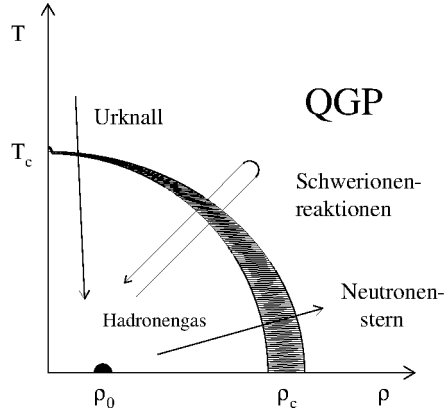


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Phasendiagramms für den Übergang zum Quark-Gluon Plasma. Der Phasenübergang vom QGP zum Hadronengas nach dem Urknall wird bei geringen Baryondichten und hohen Temperaturen angenommen. Umgekehrt könnte im Innern von Neutronensternen ein QGP bei geringen Temperaturen und hohen Baryondichten vorliegen.

$T \approx 0$ läßt sich aus anderen Modellen ein Übergang zu einem Quark-Gluon Plasma ab Baryondichten von $\rho \approx 5 - 10 \rho_0$ abschätzen.

Hochenergetische Kollisionen von Atomkernen stellen die einzige Möglichkeit dar, angeregte hadronische Materie im Bereich eines möglichen Phasenübergangs zum Quark-Gluon Plasma im Labor zu erzeugen.

1.2 Ultrarelativistische Schwerionenphysik

1.2.1 Eigenschaften ultrarelativistischer Schwerionenstöße

Schwerionenstöße mit einer Schwerpunktsenergie ab ca. 10 AGeV werden als ultrarelativistisch bezeichnet. Die De-Broglie Wellenlänge der Ionen ist bei diesen Energien kleiner als der Durchmesser eines Nukleons und der Wellencharakter der Stoßpartner kann deshalb vernachlässigt werden. Daraus folgt zusammen mit der kurzen Reichweite der Wechselwirkung zwischen

Nukleonen und der Tatsache, daß die mittlere freie Weglänge von Hadronen in Kernmaterie mit $\lambda \approx 1,8$ fm kleiner als typische Kerndurchmesser ist, daß viele Eigenschaften ultrarelativistischer Schwerionenstöße durch die Geometrie des Reaktionssystems erklärt werden können. So läßt sich der totale inelastische Wirkungsquerschnitt durch den geometrischen Wirkungsquerschnitt annähern [Ott93]:

$$\sigma_{inel} \approx \sigma_{geom} = \pi r_0^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2$$

A_t und A_p bezeichnen die Massenzahlen von Target- und Projektilkern, $r_0 = 1,2$ fm. Aus der geometrischen Betrachtungsweise folgt eine Unterteilung der Nukleonen von Projektil- und Targetkern in diejenigen, die direkt am Stoß beteiligt sind (*Participants*) und „zuschauende“ Nukleonen (*Spectators*). Dies ist in Abb. 1.2 dargestellt. Durch die Kollision entsteht im Bereich des Überlapps beider Kerne eine Zone hoher Energiedichte, die als Feuerball bezeichnet wird.

Ein großer Teil der kinetischen Energie der Stoßpartner wird zur Produktion sekundärer Teilchen verwendet. Die Anzahl der erzeugten Reaktionsprodukte wird als Multiplizität bezeichnet. Experimentell wird meistens die leichter zugängliche Anzahl der elektrisch geladenen Sekundärteilchen bestimmt. Hochenergetische Schwerionenstöße zeichnen sich gegenüber Stößen einzelner Hadronen durch hohe Multiplizitäten aus. So werden in zentralen Stößen zwischen Bleiionen bei einer Laborenergie von 160 AGeV ca. 2500 Hadronen produziert [Sto95].

Entscheidend für die Erzeugung hoher Energiedichten ist der Grad des gegenseitigen Abstoppens der Kerne. Bei Schwerpunktsenergien im Bereich bis ca. 10 AGeV werden die Reaktionspartner bei zentralen Stößen vollständig abgebremst [Won94]. In diesem Fall könnte ein Quark-Gluon Plasma hoher Baryondichte erzeugt werden. Ab Energien im Schwerpunktsystem von mehr als 100 AGeV liegt ein anderes Verhalten vor. Die Reaktionspartner werden dann nicht vollständig gestoppt, sondern sie durchdringen sich und verlieren nur einen Teil ihrer kinetischen Energie. Auf diese Weise könnte ein Quark-Gluon Plasma verschwindender Baryondichte entstehen. Der Fall vollständigen Abstoppens wird *Fermi-Landau*-Bild genannt, geht man von

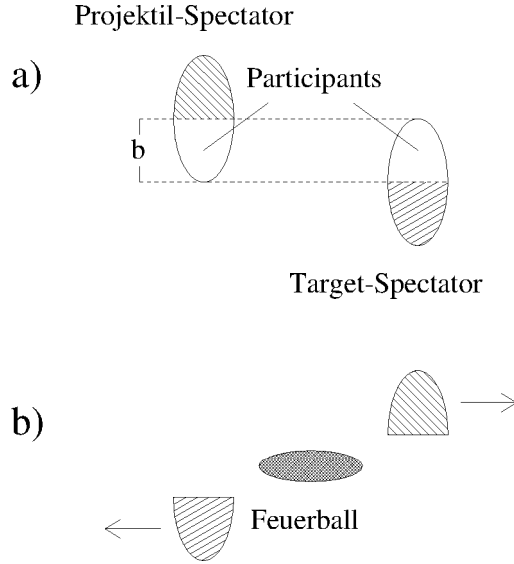


Abbildung 1.2: Geometrisches Participant-Spectator Modell. Im gemeinsamen Schwerpunktsystem erscheinen die Kerne lorentzkontrahiert.

Transparenz der Stoßpartner aus, spricht man vom *Björken-McLerran-Bild*. Abb. 1.3 zeigt die jeweils zu erwartenden Rapiditätsverteilungen der Reaktionsprodukte und der Target- und Projektilfragmente. Die Rapidität ist ein Maß für die Teilchengeschwindigkeit parallel zur Strahlachse (s. Anhang A.1). Charakteristisch für das Björken-McLerran-Bild ist das breite Plateau im Bereich der Schwerpunktsrapidität [Bjo83].

Abb. 1.4 veranschaulicht die Vorstellung über den raum-zeitlichen Verlauf einer Schwerionenreaktion im Bereich sehr hoher Energien (Transparenz der Stoßpartner). Nach einer Vergleichgewichtsphase ergibt sich ein Quark-Gluon Plasma im thermischen Gleichgewicht. Das Quark-Gluon Plasma kühlt sich durch Expansion ab und der Phasenübergang zu einem Hadronengas findet statt. Nach weiterer Abkühlung kommt es zur räumlichen Trennung der einzelnen Hadronen (*freeze-out*). Die Entstehung eines Quark-Gluon Plasmas

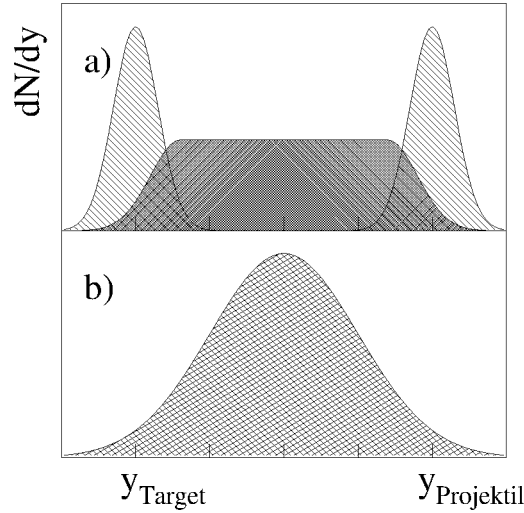


Abbildung 1.3: Rapidityverteilungen nach einer Schwerionenreaktion a) im Bjorken-McLerran- und b) im Fermi-Landau-Bild. Im Bjorken-McLerran-Bild verbleibt ein Teil der Baryonen von Projektil- und Targetkern im Bereich der jeweiligen Ausgangsrapi- dität. Dagegen befinden sich im Bjorken-McLerran-Bild Target- und Projektilfragmente sowie durch die Reaktion erzeugte Teilchen zum größten Teil im Bereich mittlerer Rapi- ditäten.

im thermischen Gleichgewicht wird ca. $2 \text{ fm}/c$ nach dem ersten Kontakt der Kerne angenommen. Die gesamte Zeitskala für die in Abb. 1.4 dargestellte Reaktion beträgt ca. $30 \text{ fm}/c$.

Experimentelle Informationen über die Dynamik einer Schwerionenreaktion ergeben sich aus der Untersuchung der Multiplizität, der Energie $E_{\perp}$ transversal zur Strahlrichtung und der Energie E_f , die unter kleinen Winkeln um die Strahlachse gemessen wird. Diese Meßgrößen werden als globale Variablen bezeichnet. Trifft ein Projektilkern auf einen im Laborsystem ruhenden Targetkern, so kann z.B. die Zentralität des Stoßes aus der Vorwärtsenergie E_f bestimmt werden, da diese entsprechend dem Participant-Spectator Modell vom Stoßparameter abhängt. Auf diese Weise können zentrale Stöße selektiert werden, für die die Wahrscheinlichkeit eines Phasenübergangs zum Quark-Gluon Plasma am größten ist. Den Grad des Abstoppens der Kerne sowie eine

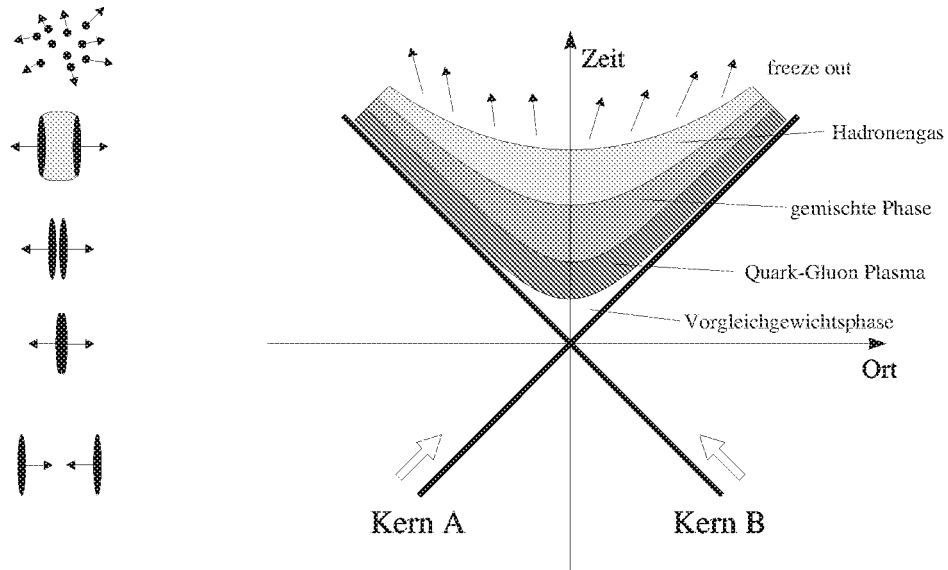


Abbildung 1.4: Raum-zeitliche Entwicklung einer Schwerionenreaktion.

Abschätzung der erreichten Energiedichten erhält man aus der Multiplizität und der transversalen Energie [Sch88].

Das durch die Untersuchung der globalen Variablen gewonnene Verständnis des Reaktionsmechanismus ist eine notwendige Voraussetzung für die Suche nach einem Quark-Gluon Plasma. Mögliche Signale eines Quark-Gluon Plasmas werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

1.2.2 Signale eines Quark-Gluon Plasmas

Die möglichen Signale eines Quark-Gluon Plasmas lassen sich in durch Hadronen übermittelte und elektromagnetische Signale unterteilen. Hadronische Signale wie die Produktion seltsamer Teilchen oder die J/Ψ -Unterdrückung werden durch Wechselwirkungen der Hadronen mit der umgebenden dichten Materie beeinflusst. Sie enthalten vor allem Informationen über die späte Phase einer Schwerionenreaktion. Im Gegensatz dazu verlassen Photonen und Leptonen-Paare das Quark-Gluon Plasma mit sehr großer Wahrscheinlichkeit ungestört, da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen. Durch diese elektromagnetischen Signale ist eine Untersuchung der frühen heißen und dichten Phase des Reaktionssystems möglich. Der experimentelle Zugang zu

diesen Signalen wird jedoch durch den hohen hadronischen Untergrund bzw. durch Zerfälle von Hadronen erschwert.

Im folgenden werden häufig diskutierte Signale aufgelistet [Cse94, Mül94, Sin90, Won94].

- **Verstärkte Produktion seltsamer Teilchen und Anti-Baryonen**

In einem Hadronengas liegt die Energieschwelle für die Erzeugung von Hadronen mit Seltsamkeit bei ca. 700 MeV. Dieser Wert sinkt mit ≈ 300 MeV in einem Quark-Gluon Plasma auf die Ruhemasse eines Paares von Strange–Anti-Strange Quarks ($s\bar{s}$). Die Produktionsschwelle für ein Baryon-Anti-Baryon Paar ändert sich von 2 GeV im Hadronengas auf fast Null im Quark-Gluon Plasma. Durch die Messung von Anti-Baryonen mit Seltsamkeit lassen sich beide Effekte kombinieren [Raf95]. Vergleiche von Kern-Kern Stößen mit Proton-Proton Reaktionen sind über Teilchenzahlverhältnisse wie $\bar{\Lambda}/\Lambda$ oder $\bar{\Xi}/\Xi$ möglich. Dabei stellt man tatsächlich eine erhöhte Produktion seltsamer Anti-Baryonen fest. Dies wird jedoch auch durch Modelle erklärt, die nicht von einem Quark-Gluon Plasma ausgehen, so daß eine eindeutige Interpretation schwierig ist.

- **Unterdrückung des J/Ψ -Mesons**

Paare aus Charm und Anti-Charm Quarks ($c\bar{c}$) werden in der frühen Phase einer Schwerionenkollision gebildet. Das J/Ψ -Meson ist ein gebundener Zustand dieser Quarks. Matsui und Satz haben eine Unterdrückung des J/Ψ -Mesons vorausgesagt, da in einem Quark-Gluon Plasma das anziehende $c\bar{c}$ -Potential durch die umgebenden Farbladungen abgeschirmt wird (*Debye Screening*) [Mat86]. Im Experiment kann das J/Ψ über den Zerfall in Leptonen-Paare ($J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^-$) nachgewiesen werden. Indem man Leptonen aus J/Ψ -Zerfällen auf den Untergrund aus anderen Prozessen normiert, ist ein Vergleich von Schwerionenreaktionen mit $p-p$, $p-A$ -Reaktionen möglich (A steht hier für einen beliebigen Kern). Wie im Fall der Produktion von seltsamen Anti-Baryonen ist die J/Ψ Unterdrückung experimentell bestätigt. Aber auch hier ist eine Erklärung ohne die Annahme eines Quark-Gluon Plasmas möglich, z.B. durch inelastische Stöße des J/Ψ mit umgebenden Hadronen.

- **Erzeugung von Photonen und Leptonen-Paaren**

Als direkte Photonen werden Photonen bezeichnet, die nicht aus dem Zerfall von Hadronen stammen. In einem Quark-Gluon Plasma werden solche Photonen vor allem durch Quark-Compton Streuung $qg \rightarrow q\gamma$ und durch Quark-Antiquark Vernichtung $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ erzeugt. Den größten Teil des Untergrundes bei der Messung direkter Photonen stellen Photonen aus den Zerfällen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ dar. Aus der Messung von Leptonen-Paaren läßt sich die Zeit bis zur Thermalisierung des Quark-Gluon Plasmas ableiten [Mül94]. Als Untergrund müssen dabei Leptonen-Paare aus frühen Nukleon-Nukleon Reaktionen (Drell-Yan Prozesse) berücksichtigt werden.

- **Charakteristische Temperatur-Entropie Kurve**

Mit der Abhängigkeit der Temperatur von der Entropie bzw. Entropiedichte mißt man direkt eine Eigenschaft der Zustandsgleichung von Kernmaterie. Bei dieser von van Hove vorgeschlagenen Methode wird in hochenergetischen Schwerionenreaktionen der mittlere Transversalimpuls $\langle p_\perp \rangle$ als Maß für die Temperatur benutzt und die Entropiedichte aus der Multiplizität bestimmt [Hov82]. Der für einen Phasenübergang 1. Ordnung zu erwartende Kurvenverlauf ist in Abb. 1.5 idealisiert dargestellt. Eine Variation der Entropiedichte kann im Experiment über Kollisionen mit verschiedenen Stoßparametern erreicht werden.

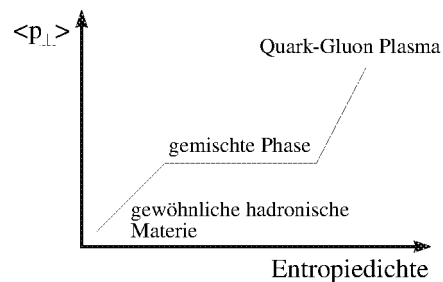


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der Temperatur-Entropie - Kurve für einen Phasenübergang 1. Ordnung.

- **Multiplizitätsfluktuationen**

Bei einem Phasenübergang 1. Ordnung vom Quark-Gluon Plasma

zum Hadronengas kommt es durch frei werdende latente Wärme zu einem Entropieanstieg, der sich durch Teilchenproduktion bemerkbar macht. Erfolgt die Hadronisierung nicht gleichmäßig über das gesamte Volumen des Quark-Gluon Plasmas, sondern zunächst nur in kleinen Raumbereichen, so ergeben sich Fluktuationen der Multiplizität und deren Rapiditätsverteilung, die über das statistisch zu erwartende Maß hinausgehen.

1.3 Das WA98-Experiment

Am Super-Protonen-Synchrotron (SPS) des CERN¹ können Bleiionen (^{208}Pb) seit Herbst 1994 auf eine Energie von ca. 33 TeV (160 AGeV) beschleunigt und auf ruhende Bleikerne geschossen werden. Im Schwerpunktsystem von Projektil- und Targetkern entspricht dies einer Energie von 17 AGeV. Im WA98-Experiment wird auf diese Weise erzeugte heiße, dichte Kernmaterie und speziell ein möglicher Phasenübergang zu einem Quark-Gluon Plasma untersucht [WA-98]. Im Vergleich zu Reaktionen mit ^{16}O - bzw. ^{32}S -Ionen, die von den Vorgängerexperimenten WA80 und WA93 untersucht worden sind, ergibt sich bei Kollisionen von Bleikernen ein größeres Reaktionsvolumen und eine höhere Anzahl an mikroskopischen Freiheitsgraden. Dadurch wird die Erzeugung eines Quark-Gluon Plasmas im thermodynamischen Gleichgewicht wahrscheinlicher und gleichzeitig erhöht sich die Lebensdauer der Plasmaphase. Im folgenden Abschnitt werden einzelne Detektoren des Experiments kurz beschrieben.

1.3.1 Der Aufbau

Abb. 1.6 gibt eine Übersicht über das WA98-Experiment. Eintreffende Bleiionen werden durch **Startzähler** registriert, die zur Zeit in Form von Plastik-Szintillatoren realisiert sind. Um bei der Flugzeitmessung von Reaktionsprodukten eine bessere Zeitauflösung zu erhalten, sollen zukünftig Čerenkov-Zähler eingesetzt werden.

¹Conseil européen pour la recherche nucléaire

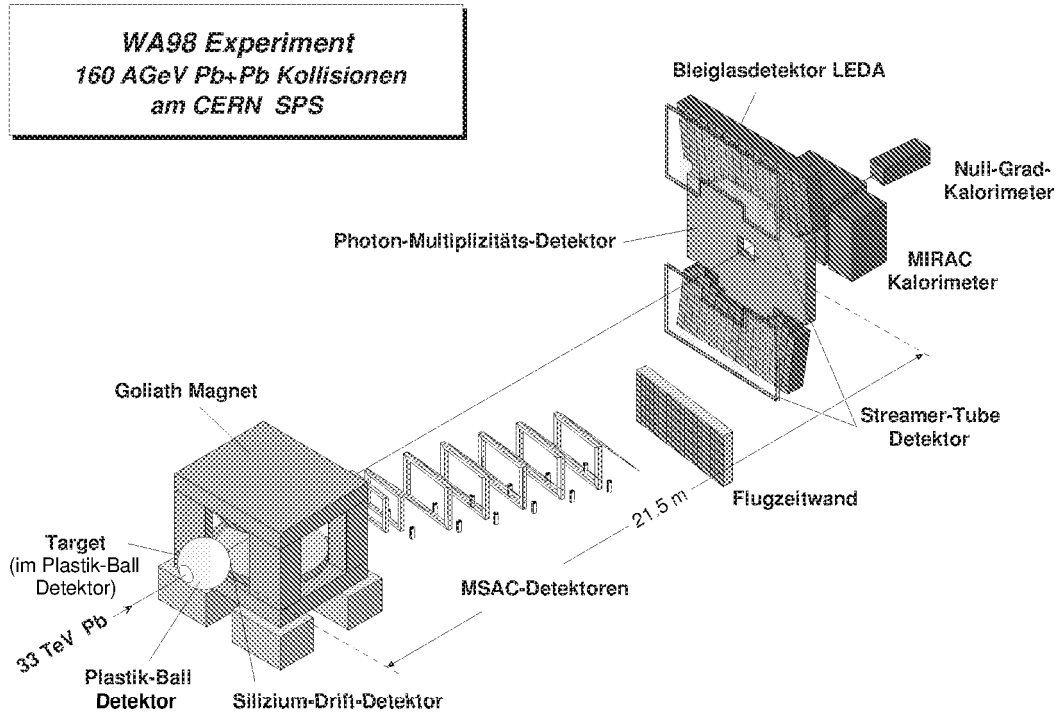


Abbildung 1.6: Räumliche Darstellung des WA98-Experiments, Zeichnung: K.H. Kampert.

Das Blei-Target befindet sich im Innern des **Plastik-Ball-Spektrometers** [Bad82]. Dieser Detektor besteht aus 655 kugelförmig aufgebauten $\Delta E - E$ Modulen, die das Pseudorapiditätsintervall $-1,7 \leq \eta \leq 1,3$ abdecken. Ein Modul besteht aus einer 4 mm dicken CaF_2 -Schicht zur Energieverlustmessung mit einem nachfolgenden 36 cm langen Plastikszintillator zur Energiemessung. Das Signal eines Moduls wird über Photovervielfacher ausgelesen. Durch die $\Delta E - E$ -Messung ist eine Identifizierung von geladenen Pionen, sowie H- und He-Isotopen im Bereich der Targetrapidität möglich.

Zur Messung der Multiplizität geladener Teilchen sind zwei **Silizium-Drift-Detektoren** im Abstand von 8 cm bzw. 35,7 cm zum Target vorgesehen, die so insgesamt den Pseudorapiditätsbereich $1,5 \leq \eta \leq 4,55$ abdecken sollen. Bei einem Teilchendurchgang werden im Halbleitermaterial des kreisförmigen Detektors Elektronen freigesetzt, die durch eine radiale Spannungsdifferenz nach

außen zu einem der 360 Anodenkontakte driften. Aus dieser Winkelinformation ergibt sich zusammen mit der Driftzeit der Ort des Teilchendurchgangs.

Die Impulsmessung geladener Teilchen geschieht mit Hilfe des **GOLIATH**-Magneten und der anschließenden Teilchenbahnbestimmung durch die **MSAC**²-Detektoren [Cha88, Izy91]. Durch das vom GOLIATH-Magneten erzeugte Magnetfeld erhalten einfach geladene Teilchen einen zusätzlichen Transversalimpuls von ca. 0,6 GeV/c. In den hintereinander aufgebauten MSAC-Detektoren wird jeweils der Ort eines Teilchendurchgangs bestimmt, so daß eine Rekonstruktion der Teilchenbahn möglich wird. Die MSAC-Detektoren sind Gasdetektoren mit einer Größe von 1,6 m × 1,2 m, die primär erzeugte Elektronen in mehreren Stufen verstärken. In der letzten Stufe werden durch zusätzlich zum Zählgas vorhandene TEA³-Moleküle UV-Photonen erzeugt. Das UV-Licht wird durch einen Wellenlängenschieber in blaues Licht umgewandelt, das dann über CCD⁴-Kameras ausgelesen werden kann.

Bei einer neu entwickelten Auslesemethode werden die Elektronenlawinen ohne den Umweg über Photonenerzeugung direkt mit Hilfe von an den MSAC-Kammern angebrachten Metallstreifen (Pads) der Größe 1 mm × 1,6 mm nachgewiesen. Dadurch erreicht man eine bessere Trennung nah beieinander liegender Teilchenbahnen sowie eine schnellere Auslese [Lou94]. Je 16 Pads werden durch einen Chip ausgelesen, der die Ladung auf einem Pad in einen 6 Bit Wert digitalisiert und diesen in einem FIFO⁵-Speicher ablegt. Mit einer internen Verstärkung von 2 V/pC werden so Ladungen im Bereich 1 fC – 1 pC verarbeitet. Eine MSAC-Kammer mit Pad-Auslese soll bei der Blei-Strahlzeit im Herbst 1995 eingesetzt werden. In Kapitel 4 wird ein Chip zur Auslese von Streamer-Tubes beschrieben, der auf der Basis des MSAC-Chips entwickelt worden ist.

Hinter den MSAC-Detektoren befindet sich eine **Flugzeitwand**, die zusammen mit der Impulsbestimmung durch die MSAC-Detektoren eine Identifizierung von Pionen, Kaonen und Protonen erlaubt. Die Flugzeitwand besteht aus

²Multi Step Avalanche Chamber

³Tri-Ethyl-Amine

⁴Charge Coupled Device

⁵First In First Out

ca. 2000 Szintillatormodulen mit Auslese durch Photovervielfacher. Die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer liegt so unterhalb von 10 %. Insgesamt wird eine Fläche von $4 \text{ m} \times 3,8 \text{ m}$ im Bereich $0,2 \leq \eta \leq 2,6$ abgedeckt.

Das hadronische Kalorimeter **MIRAC**⁶ [You89, Awe89] erlaubt eine Messung der transversalen Energie der erzeugten Teilchen im Pseudorapiditätsbereich $3,7 \leq \eta \leq 5,5$. Es besteht aus abwechselnden Blei- und Eisenschichten, in denen sich hadronische und elektromagnetische Schauer ausbilden können, sowie Szintillatorschichten, deren Lichtsignale durch Photovervielfacher ausgelesen werden. Das MIRAC-Kalorimeter ist in einzelne Detektorzellen aufgeteilt. Aus der in der i -ten Zelle deponierten Energie E_i und dem zugehörigen Winkel Θ_i ergibt sich die gesamte transversale Energie zu $E_{\perp} = \sum_i E_i \sin \Theta_i$. In der Mitte des MIRAC befindet sich ein Loch, durch das Projekttilfragmente zum **Null-Grad-Kalorimeter** (ZDC⁷) gelangen. Dieser Detektor mißt die Energie der Teilchen, die das Target unter einem Winkel kleiner $0,3^\circ$ verlassen. Die Funktionsweise des ZDC ähnelt der des MIRAC, wobei jedoch ausschließlich Eisenplatten als Absorbermaterial verwendet werden. Beide Detektoren können zur Bestimmung der Zentralität einer Kollision benutzt werden.

Die erwartete verstärkte Photonenproduktion eines Quark-Gluon Plasmas kann über das Verhältnis N_{γ}/N_{ch} der erzeugten Photonen zu den erzeugten geladenen Teilchen gemessen werden. Zur Bestimmung von N_{ch} wird der Silizium-Drift-Detektor benutzt. Die Anzahl der in den Winkelbereich $0,5^\circ \leq \theta \leq 6^\circ$ ($2,9 \leq \eta \leq 5,4$) emittierten Photonen wird durch den **Photon-Multiplizitäts-Detektor** (PMD) gemessen. Dieser Detektor besteht aus Bleiplatten mit dahinter angebrachten Szintillatorplättchen. Ankommende Photonen lösen im Blei elektromagnetische Schauer aus, deren Schauerelektronen und -positronen in den Szintillatorplättchen Lichtsignale erzeugen, die über Lichtleiter CCD-Kameras zugeführt werden. Die Dicke der Bleiplatten ist mit 3,8 Strahlungslängen⁸ gerade so gewählt, daß sie groß genug ist, um eine hohe Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen in Elektron-Positron-Paare von nahezu 100 % zu erreichen, andererseits aber noch so gering ist, daß man

⁶Mid-Rapidity Calorimeter

⁷Zero Degree Calorimeter

⁸Als Strahlungslänge wird die Dicke eines Materials bezeichnet, nach der im Mittel die Energie eines durchgehenden Elektrons um einen Faktor $1/e$ abgefallen ist.

die Ausbildung hadronischer Schauer vernachlässigen kann. Mit Hilfe des PMD können Ereignisse mit hohem Photonenüberschuß ausgewählt werden, die dann genauer auf das Auftreten anderer Signale eines Quark-Gluon Plasmas untersucht werden können.

Direkte Photonen sowie Photonen aus Zerfällen neutraler Mesonen können mit dem Bleiglaskalorimeter **LEDA**⁹ im Bereich $6^\circ \leq \theta \leq 11,6^\circ$ ($2,28 \leq \eta \leq 2,96$) gemessen werden. Der Detektor besteht aus 10080 Modulen, die jeweils aus einem Bleiglasblock der Größe $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$ und einem Photovervielfacher zusammengesetzt sind. Hochenergetische Photonen erzeugen im Bleiglas elektromagnetische Schauer. Durch die Photovervielfacher wird das von schnellen Schauerpositronen und -elektronen erzeugte Čerenkov-Licht in elektrische Signale umgewandelt. Jeweils 6×4 Bleiglasmodule sind mechanisch zu Untereinheiten, sog. Supermodulen zusammengefaßt. Dadurch kann der Aufbau des Detektors an zukünftige Experimente angepaßt werden. Jedes Supermodul enthält Leuchtdioden, durch die die Energiekalibration der Bleiglasmodule kontrolliert werden kann. Als Referenz dient dabei jeweils eine Photodiode [Sch94a, Sch94b]. Der Abstand des LEDA vom Target ist mit 21,50 m so gewählt, daß die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer in einem Modul zu vernachlässigen ist.

Bei der Reaktion von Bleikernen erzeugte π^0 - und η -Mesonen zerfallen noch innerhalb der Targetfolie zum größten Teil in zwei Photonen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, Verzweigungsverhältnis 98,8%; $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, Verzweigungsverhältnis 39%). Diese Mesonen können auf statistischer Basis mit Hilfe der invarianten Masse $M = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \Psi)}$ aus den Energien E_1 , E_2 der Zerfallsphotonen und dem Öffnungswinkel Ψ rekonstruiert werden. Zum Nachweis von direkten Photonen muß von der Gesamtzahl aller detektierten Photonen der aus Zerfällen von π^0 , η und anderer Hadronen stammende Teil abgezogen werden.

Um den Fehler bei diesem Verfahren klein zu halten, müssen im Bleiglasdetektor Signale geladener Teilchen von Photonensignalen unterschieden werden können. Geladene und neutrale Pionen sind mit einem Anteil von bis zu 90% die häufigsten Reaktionsprodukte einer hochenergetischen Schwerionenkollision. Positive und negative Pionen zerfallen über die schwache Wechselwirkung. Aufgrund der mittleren Lebensdauer von $2,6 \times 10^{-8} \text{ s}$ können sie

⁹LEadglas Detector Array

den Bleiglasdetektor erreichen. Hadronen durchqueren das Bleiglas entweder minimalionisierend oder sie bilden hadronische Schauer. Die Unterscheidung von Photonen und Hadronen ist bis zu einem bestimmten Grad durch die im Mittel geringere laterale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer möglich [Ber92].

Eine weitere Quelle geladener Teilchen sind Positronen und Elektronen aus der Konversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ von Photonen in der Targetfolie oder im Bereich zwischen Target und Detektor. Da diese Teilchen im Bleiglas elektromagnetische Schauer auslösen, sind sie nicht von Photonen zu unterscheiden. Sie tragen zum Untergrund bei, falls der Öffnungswinkel zwischen ihnen so groß ist, daß sie im Bleiglasdetektor als getrennte Teilchen identifiziert werden.

Eine Motivation des im nächsten Abschnitts beschriebenen Streamer-Tube-Detektors besteht darin, durch Erkennung von geladenen Teilchen die Identifikation von Photonen im Bleiglas zu verbessern.

1.3.2 Der Streamer-Tube Detektor

Für zukünftige Strahlzeiten des WA98-Experiments ist ein Streamer-Tube Detektor zur Messung von geladenen Teilchen vorgesehen. Abb. 1.7 zeigt den geplanten Gesamtaufbau. Der Detektor besteht aus zwei Hälften mit jeweils 86 Streamer-Tubes. Die Streamer-Tubes sind Gasdetektoren. Bei Durchgang eines geladenen Teilchens entsteht eine räumlich begrenzte Entladung, die ein Ladungssignal auf außen an die Streamer-Tubes angebrachten Pads der Größe $42 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ influenziert. Durch die Pads wird eine Fläche von ca. 19 m^2 des Streamer-Tube Detektors ausgelesen. Dadurch wird der dahinter liegende Bleiglasdetektor vollständig abgedeckt. Die Streamer-Tubes werden in einem Winkel von 30° zu der Ebene senkrecht zur Strahlachse aufgestellt. Im Vergleich zu einem Winkel von 0° ergibt sich dadurch eine Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit (s. Kap. 5.3).

Analog zur Padvariante des MSAC-Detektors werden die Ladungen von je 16 Pads durch einen Chip in jeweils einen 6-Bit Wert umgewandelt und in einem FIFO-Speicher abgelegt. Der gesamte Detektor wird durch 49440 Pads ausgelesen, wozu 3090 Chips nötig sind. Bis zu 70 Chips bilden eine Kette,

durch die die digitalisierten Ladungswerte zu einem sog. DSP¹⁰ übertragen werden. In den DSPs werden Ladungswerte unterhalb eines Schwellenwertes verworfen, so daß die Datenmenge reduziert wird. Jeweils drei DSPs sind auf einem DSP-Board untergebracht. Die insgesamt 17 zur Auslese benötigten DSP-Boards stehen über eine Kommunikationsschnittstelle mit der globalen Datenaufnahme des WA98-Experiments in Verbindung.

Der Streamer-Tube Detektor hat zwei Aufgaben im WA98-Experiment.

1. Er ist ein eigenständiger Multiplizitätsdetektor, mit dem z.B. Teilchenzahlfluktuationen als Signal eines Quark-Gluon Plasmas untersucht werden können.
2. Als Veto-Detektor für geladene Teilchen kann der Streamer-Tube Detektor die Identifikation von Photonen im Bleiglaskalorimeter verbessern.

Streamer-Tubes mit Auslese durch Pads sind schon in den Schwerionenexperimenten WA80 und WA93 erfolgreich eingesetzt worden [Alb89, Ber90, Ste91]. Dabei wurden Pads mit Ladungssignalen oberhalb einer Schwelle als ansprechende Pads registriert, wobei keine weiteren Informationen über die Signalthöhen vorlagen. Durch die Digitalisierung der Ladungswerte soll im WA98-Experiment im Vergleich zu den Vorgängerexperimenten eine klarere Unterscheidung echter Treffer vom Rauschuntergrund erreicht werden. Darüber hinaus wird durch die Berechnung des Ladungsschwerpunktes ansprechender Pads eine Verbesserung der Ortsauflösung angestrebt. Im folgenden Kapitel werden Eigenschaften der Streamer-Tubes beschrieben.

¹⁰Digital Signal Processor

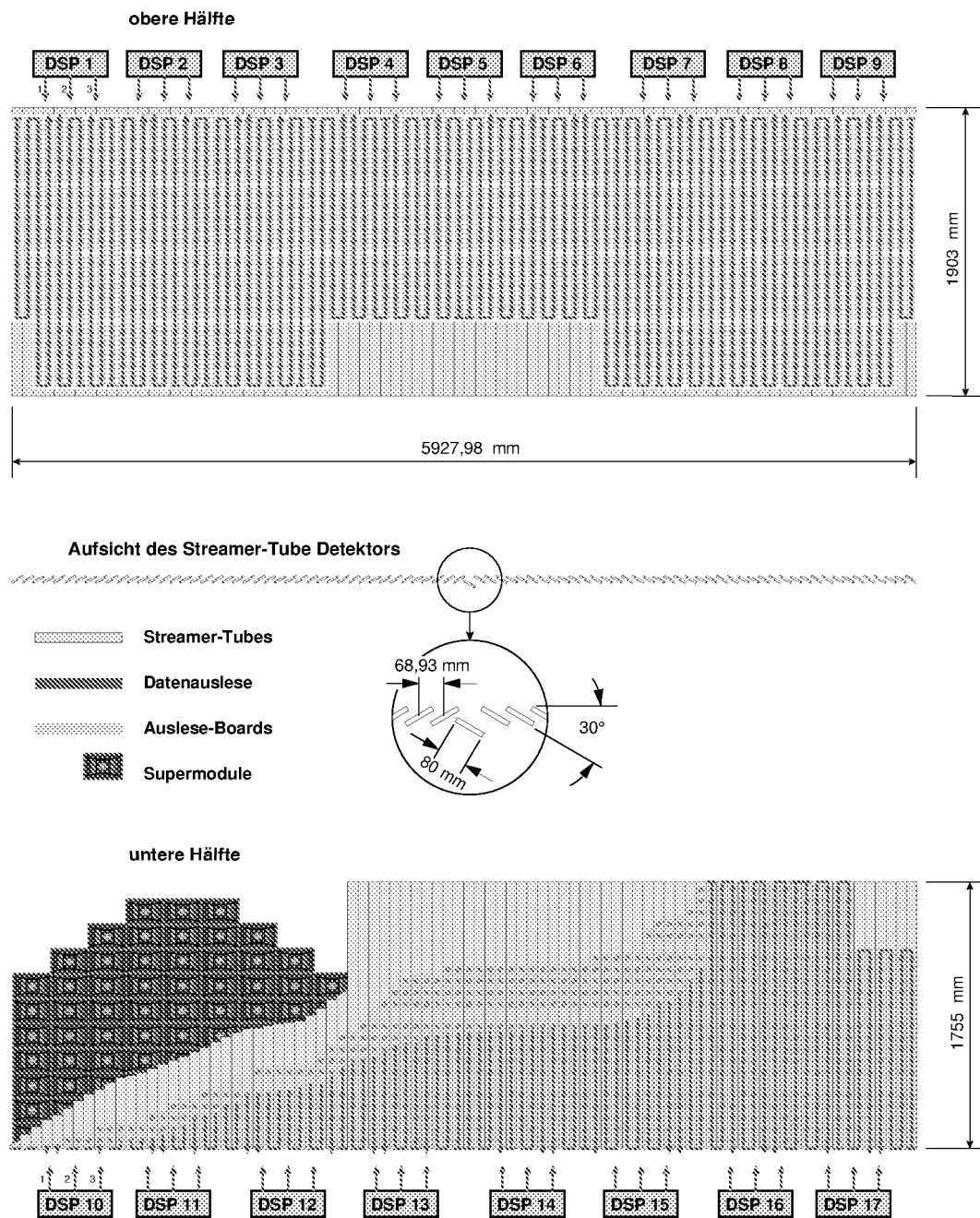


Abbildung 1.7: Aufbau des geplanten Streamer-Tube Detektors. In dieser Darstellung ist zusätzlich zu den Streamer-Tubes der Verlauf der Auslekette zusammen mit den 17 DSP-Boards eingezeichnet. Im unteren Bildabschnitt ist ein Teil des Bleiglasdetektors zu erkennen. Zeichnung: N. Heine.

2. Die Streamer-Tubes

Die Entwicklung von Streamer-Tubes begann 1976 in Italien unter der Leitung von E. Iarocci. Streamer-Tubes werden vor allem zur Ortsbestimmung von geladenen Teilchen benutzt. Zusammen mit Absorbermaterialien wie Blei und Eisen können Streamer-Tubes auch als aktive Medien in elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimetern eingesetzt werden. Die Möglichkeit des modularen Aufbaus, die niedrigen Herstellungskosten durch automatisierte Produktion und die unkomplizierte Handhabung prädestinieren Streamer-Tubes für die Abdeckung großer Raumbereiche. Ein Beispiel für die Anwendung dieses Detektors ist das NUSEX-Experiment im Mont-Blanc Tunnel zum Nachweis des Protonenzerfalls [Bat79]. Dort können geladene Teilchen mit Hilfe von Streamer-Tubes auf einer Gesamtfläche von 3400 m² nachgewiesen werden.

2.1 Der Aufbau der Streamer-Tubes

Abb. 2.1 zeigt eine Aufsicht und den Querschnitt einer Streamer-Tube. Das in acht Kammern aufgeteilte Grundgerüst besteht aus PVC. Die Innenseiten sind mit einer Schicht aus Graphit überzogen. In der Mitte jeder Kammer verläuft ein 100 μ m dicker Draht aus einer Cu-Be-Legierung, der mit Silber überzogen ist. Die acht Kammern werden mit einer Abdeckung aus graphitiertem PVC bedeckt und durch einen PVC-Behälter gasdicht verschlossen. Durch die inaktiven Bereiche zwischen den Kammern ergibt sich bei senkrechtem Teilcheneinfall eine obere Grenze der Nachweiswahrscheinlichkeit von 93 %. Für hochenergetische Photonen, die eine Streamer-Tube durchqueren, ist aufgrund der verwendeten Materialien die Wahrscheinlichkeit für die Konversion in Elektron-Positron-Paare zu vernachlässigen. Dies ist eine Voraussetzung für den Einsatz als Veto-Detektor vor dem Bleiglaskalorimeter. Die Streamer-Tubes werden mit einer positiven Hochspannung am Anodendraht von mehreren kV betrieben. Als Füllgas ist für den Betrieb im WA98-Experiment eine

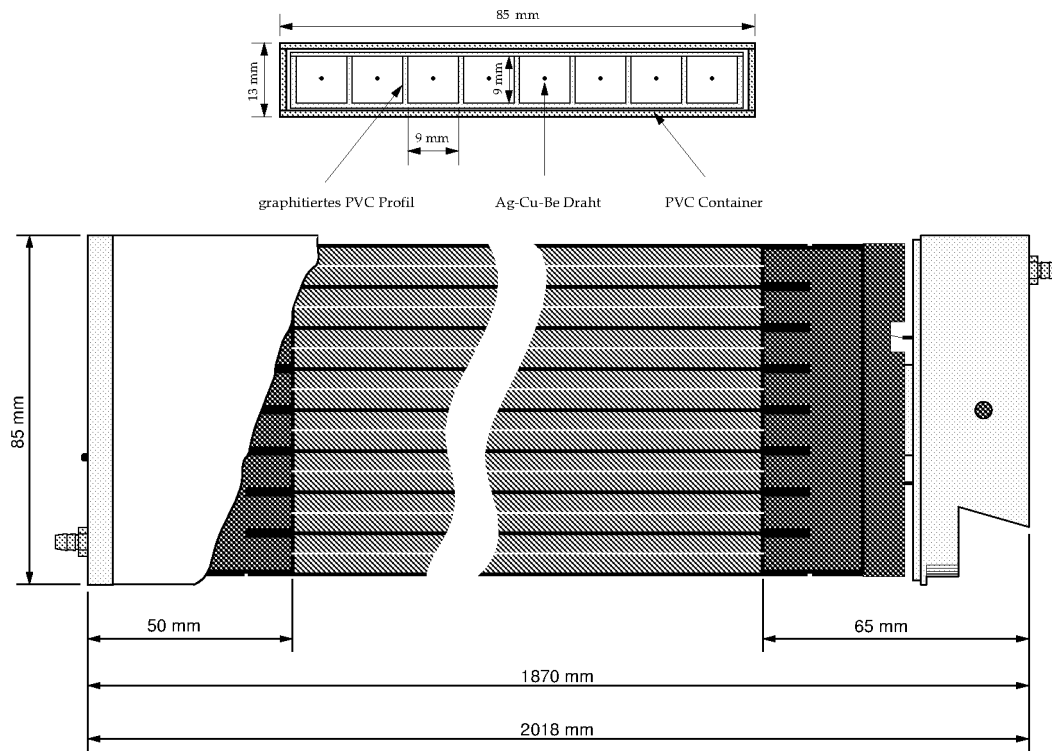


Abbildung 2.1: Aufsicht und Querschnitt einer Streamer-Tube. Im WA98-Experiment werden Streamer-Tubes mit zwei verschiedenen Längen eingesetzt. Zeichnung: N. Heine.

Mischung von Argon als Zählgas und Kohlendioxid als Löschgas geplant. Das Gas durchfließt die Streamer-Tubes bei Atmosphärendruck.

Die Verwendung von Graphit als Kathodenmaterial ist aus zwei Gründen von Bedeutung für die Funktion der Streamer-Tubes. Bei einer Entladung entstehen UV-Photonen, die über den Photoeffekt Elektronen aus der Kathode herauslösen können. Diese Elektronen führen zu unerwünschten Nachpulsen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist aber bei den Streamer-Tubes durch die im Vergleich zu Metallen hohe Austrittsarbeit von Graphit gering. Die zweite wichtige Eigenschaft ist der hohe Oberflächenwiderstand der Graphitschicht. Dadurch wird die Kathode für schnelle elektrische Signale transparent, so daß in den Streamer-Tubes freigesetzte Ladungen durch außen angebrachte Pads nachgewiesen werden können.

Bei einer Entladung sprechen meistens mehrere benachbarte Pads gleichzeitig an. Der Ort des Teilchendurchgangs wird dann über den Ladungsschwerpunkt der ansprechenden Pads ermittelt. Dadurch erreicht man eine Ortsauflösung, die unterhalb der Abmessung der benutzten Pads liegt. Zum Nachweis von Entladungen kann auch das Signal des Anodendrahtes ausgelesen werden, wobei man jedoch keine Ortsinformation erhält.

2.2 Proportional- und Streamermodus

In Abhängigkeit von der Anodenspannung ergeben sich bei einem Streamer-Tube Detektor verschiedene Betriebsarten. Man unterscheidet Proportional- und Streamermodus, die sich experimentell durch die Menge an freigesetzter Ladung charakterisieren lassen.

Im Proportionalmodus lösen primär durch Ionisation erzeugte Elektronen eine zum Anodendraht hin exponentiell ansteigende Ladungslawine aus. Bei höheren Spannungen kommt man in den Streamermodus, bei dem sich vom Anodendraht ausgehende schmale Entladungskanäle in Richtung der Kathode bilden. Die Entstehung solcher Streamer wurde in [Ata82] unter anderem mit Hilfe optischer Aufnahmen untersucht. Danach ergibt sich folgende Vorstellung über den Ablauf der Entladung (s. Abb. 2.2).

Zunächst entsteht wie im Proportionalmodus eine Ladungslawine (Abb. 2.2a). Durch die Raumladung der Elektronen wird die positive Spannung des Anodendrahtes auf einem kurzen Stück ausgeglichen. Nachfolgende Elektronen „kühlen ab“ und rekombinieren mit vorher erzeugten positiven Ionen. Dies führt zur Emission von Photonen, deren Energie sich aus der Bindungsenergie und der kinetischen Energie des jeweiligen Elektrons zusammensetzt (Abb. 2.2b). Einige Photonen erzeugen außerhalb der Raumladungszone durch Ionisation Elektronen, die dann unter Ladungsvervielfachung in Richtung der positiven Ionen driften (Abb. 2.2c). Abb. 2.2d zeigt den so entstehenden Entladungskanal, für den experimentell eine Breite von $150 - 200 \mu\text{m}$ und eine Länge von $1,5\text{-}3 \text{ mm}$ gemessen worden ist.

Wird die Spannung weiter erhöht, so werden einige Elektronen durch UV-Photonen soweit entfernt ($> 500 \mu\text{m}$) von der primären Entladungszone

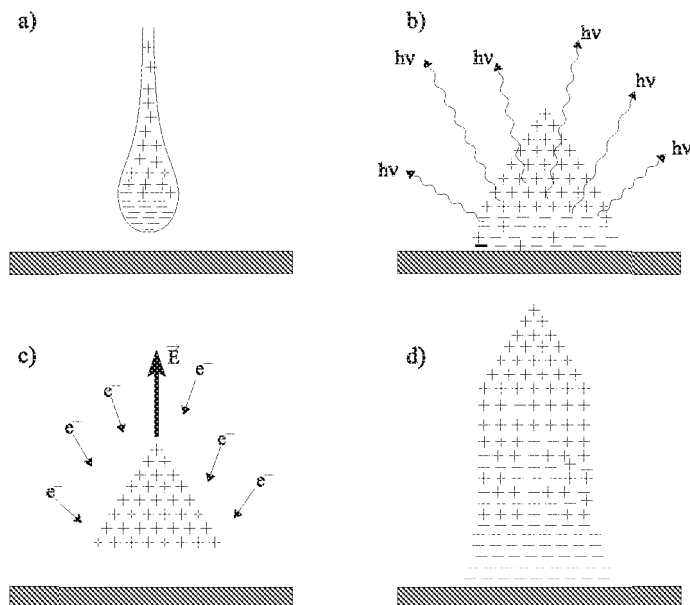


Abbildung 2.2: Entstehung eines Streamers nach [Ata82].

erzeugt, daß sie neue Streamer auslösen können. Man spricht dann vom Multi-Streamermodus. Bei weiterer Spannungserhöhung kommt es zu unkontrollierbaren Dauerentladungen.

Abb. 2.3 zeigt das am Anodendraht gemessene Spannungssignal einer Streamerentladung. Proportionalpulse werden am Oszilloskop erst mit Hilfe eines Vorverstärkers sichtbar. In Abb. 2.4 ist ein Proportionalpuls nach Verstärkung durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (Canberra, Modell 970D) dargestellt. Die Ladungsverstärkung beträgt 450 mV/pC .

Die große Menge an freigesetzter Ladung im Streamermodus führt zu einem hohen Signal/Rausch-Verhältnis und somit zu einer unkomplizierten Auslese von Streamerpulsen über Pads oder den Anodendraht. Die Grenze der Zählrate, bis zu der keine merkliche Verschlechterung der Nachweiswahrscheinlichkeit auftritt, liegt im Streamermodus bei $10^6/(\text{m}^2\text{s})$ [Iar83]. Bei zentralen Kollisionen von Bleikernen im WA98-Experiment können Teilchenraten dieser Größenordnung entstehen. Daher wäre eine Erhöhung der erlaubten Rate sinnvoll.

Die maximal erlaubte Zählrate hängt von dem bei einer Ladungsvervielfachung entstehenden Stromfluß ab [Iar83]. Da bei einer Entladung im Proportio-

nalmodus nur ca. 1/100 der Ladung eines Streamers freigesetzt wird (s. Kap. 3.2), sind in diesem Modus höhere Teilchenraten möglich. Das geringere Signal/Rausch-Verhältnis macht jedoch eine sichere Signalauslese schwieriger als im Streamermodus.

Abbildung 2.3: Streamerpuls am Anodendraht, gemessen an 1 M Ω , bei einer Spannung von 3200 V und einer Gasmischung von 60 % Argon + 40 % CO₂.

Abbildung 2.4: Proportionalpuls am Anodendraht, gemessen nach einem ladungsempfindlichen Vorverstärker mit einer Verstärkung von 450 mV/pC, bei einer Anodenspannung von 2900 V und einer Gasmischung von 60 % Argon + 40 % CO₂.

3. Vorbereitende Messungen mit den Streamer-Tubes

Für das WA98-Experiment wurde ein Betrieb der Streamer-Tubes im Proportionalmodus angestrebt. Um eine geeignete Ladungsverstärkung des Auslese-Chips festzulegen, mußte geklärt werden, welche Ladungsmengen bei einer Entladung im Proportionalmodus auf den Pads influenziert werden. Der generelle Einfluß von Gasmischung und Anodenspannung auf das Verhalten der Streamer-Tubes ist zunächst im Streamermodus untersucht worden. Dabei wurden die Nachweiswahrscheinlichkeit und die bei einer Entladung insgesamt freigesetzte Ladungsmenge bestimmt.

3.1 Messungen im Streamermodus

Zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde ober- und unterhalb einer Streamer-Tube jeweils ein Szintillator angebracht. Der Durchgang eines Teilchens der kosmischen Strahlung wurde über die zeitliche Koinzidenz der Signale von oberem und unterem Szintillator bestimmt. Der entsprechende Puls am Anodendraht ist dann von einem ladungsempfindlichen ADC verarbeitet worden. Es wurde ein LeCroy FERA-ADC (Modell 4300B) benutzt, der Ladungen im Bereich von 0 bis 480 pC mit 0,25 pC/Kanal digitalisiert. In den sich ergebenden ADC-Spektren sind Streamer-Pulse von anderen Signalen (Proportionalpulse und Rauschen) klar zu trennen. Als Nachweiswahrscheinlichkeit im Streamermodus wurde das Verhältnis der Anzahl der Streamerpulse zur Gesamtzahl der Einträge im ADC-Spektrum definiert. Abb. 3.1 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Gasmischungen und Anodenspannungen. Für eine feste Gasmischung stellt der jeweils rechte Meßpunkt in Abb. 3.1 den maximal einstellbaren Spannungswert für einen vernünftigen Betrieb der Streamer-Tubes dar. Eine weitere Spannungserhöhung führt jeweils

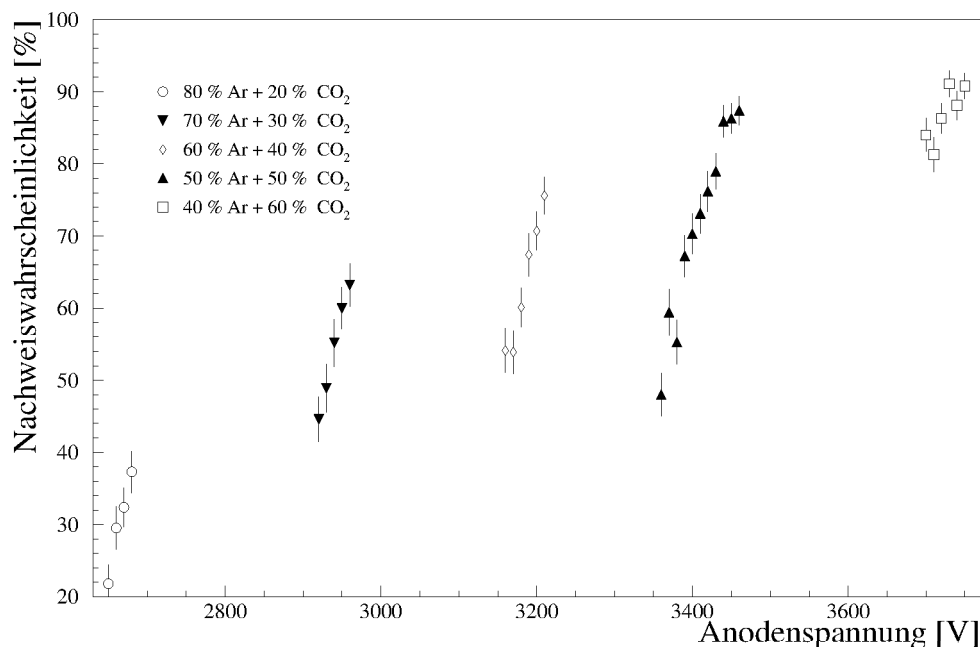


Abbildung 3.1: Nachweiswahrscheinlichkeit im Streamermodus für verschiedene Gasmischungen und Anodenspannungen.

zu Dauerentladungen.

Wie in Kapitel 2 erwähnt, liegt bei senkrechtem Teilcheneinfall die maximal zu erreichende Nachweiswahrscheinlichkeit bei ca. 93 %. In den Messungen wird ein annähernd großer Wert nur für einen hohen CO₂-Anteil und hohe Spannungen erreicht.

Aus den ADC-Spektren lassen sich gleichzeitig die mittleren Ladungsmengen der Streamerpulse bei Drahtauslese bestimmen. Da man sich mit den gewählten Spannungen jeweils kurz vor dem Bereich der Dauerentladungen befindet, werden auch Mehrfachstreamer produziert, so daß die Ladungswerte in Abb. 3.2 nicht als Ladungen einzelner Streamer interpretiert werden können.

Anders als in Kapitel 2.1 beschrieben besitzen die hier und in Kapitel 3.2 benutzten Streamer-Tubes keine Abdeckung der einzelnen Kammern aus

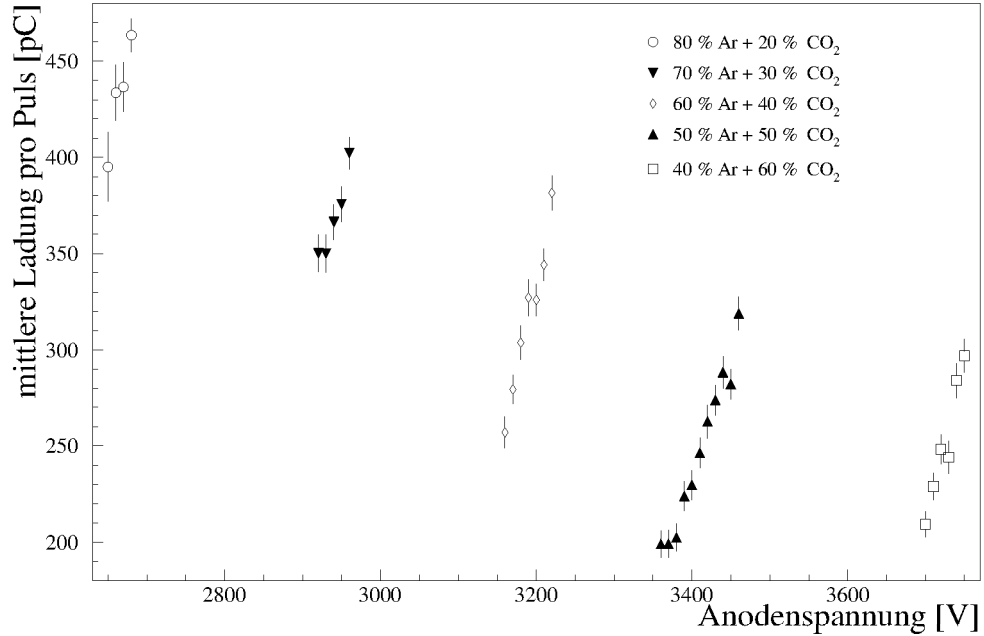


Abbildung 3.2: Freigesetzte Ladungsmengen im Streamermodus für verschiedene Gasmischungen und Anodenspannungen.

graphitiertem PVC, so daß die Kathode im Querschnitt aus nur drei Flächen besteht. Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit und der freigesetzten Ladungsmengen von der Anodenspannung und der Gasmischung wird dadurch jedoch nicht wesentlich beeinflusst. Die Graphitschicht kann allerdings zu einer Verbreiterung der auf außen an die Streamer-Tubes angebrachten Pads influenzierten Ladungsverteilungen führen.

3.2 Übergang vom Streamer- zum Proportionalmodus

Zur Untersuchung des Übergangs von Streamer- zu Proportionalpulsen wurde zunächst der gleiche Aufbau wie in Kapitel 3.1 verwendet. Für eine feste

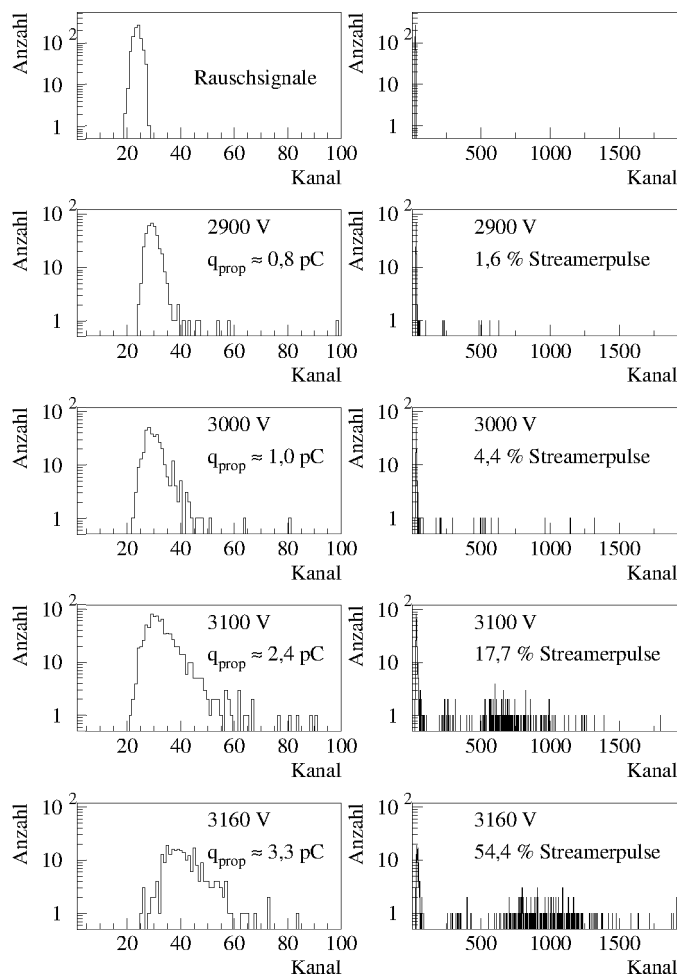


Abbildung 3.3: Übergang von Streamer- zu Proportionalpulsen. Die linken Spektren stellen die ersten 100 Kanäle des jeweils rechten Spektrums dar. Ein Kanal entspricht 0,25 pC. Die Einträge der linken Spektren setzen sich aus Proportional- und Rauschsignalen zusammen. Durch Vergleich mit reinen Rauschsignalen läßt sich jeweils die mittlere Ladung q_{prop} der Proportionalpulse abschätzen.

Gasmischung 60 % Ar + 40 % CO₂ sind dazu ADC-Spektren für Anodenspannungen im Bereich von 2900 – 3200 V gemessen worden. Abb. 3.3 zeigt einige dieser Spektren. Die vergrößerte Darstellung der jeweils ersten 100 Kanäle zeigt, daß die Proportionalpulse nicht vom Rauschen getrennt werden können.

Aus der Verbreiterung der sich aus Rauschsignalen und Proportionalpulsen zusammensetzenden Verteilungen im Vergleich zu reinen Verteilungen der Rauschsignale kann aber eine erste Abschätzung der mittleren Ladungsmenge von Proportionalentladungen gewonnen werden (s. Abb. 3.3). Die Spektren in Abb. 3.3 machen deutlich, daß in einem weiten Spannungsbereich sowohl Proportionalpulse als auch Streamerpulse auftreten. Die Wahrscheinlichkeit für Streamerpulse vergrößert sich dabei mit steigender Anodenspannung.

In einem nächsten Schritt wurde zur besseren Auflösung der Proportionalpulse die Auslese des Drahtsignals verändert. Statt des FERA-ADC ist eine Kette aus einem Vorverstärker (Canberra, Modell 970D), einem Spektroskopieverstärker (Ortec, Modell 452) und einem spannungssensitiven ADC (Silena, Modell 4418/V) benutzt worden. Aufgrund des variablen Verstärkungsfaktors des Spektroskopieverstärkers konnten die Ladungsmengen von Streamer- und Proportionalpulsen in getrennten Messungen bestimmt werden. Proportionalpulse waren dabei klar vom Rauschen zu unterscheiden. Abb. 3.4 zeigt die gemessenen Ladungswerte. Man erkennt den Spannungsbereich, in dem

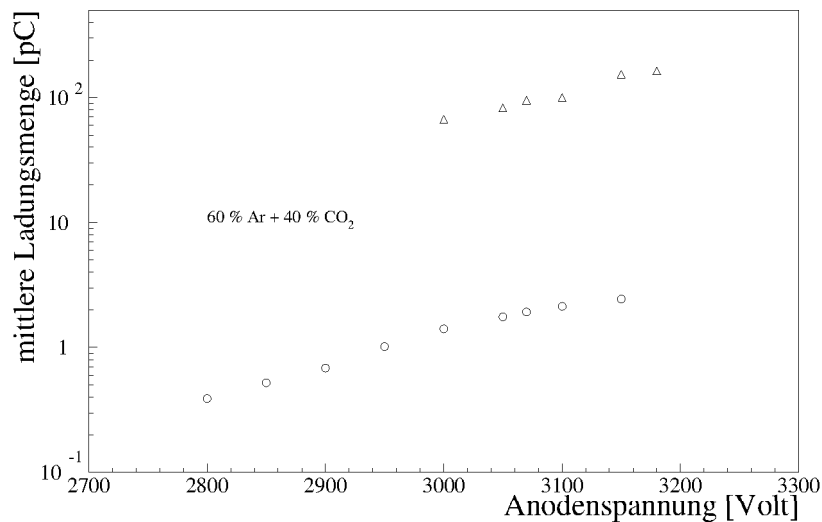


Abbildung 3.4: Ladungsmengen von Proportional- und Streamerpulsen. Vgl. hierzu in [Bau84] beschriebene Messungen bei einer Gasmischung von 60 % Argon + 40 % Isobutan.

sowohl Streamer- als auch Proportionalpulse gemessen werden. Pulse mittlerer Ladungsmengen treten dabei nicht auf.

3.3 Padauslese von Proportionalpulsen

Für Tests der Padauslese von Proportionalpulsen standen zum ersten Mal die in Kapitel 2.1 beschriebenen und für das WA98-Experiment vorgesehenen Streamer-Tubes zur Verfügung. Bei den in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen wurden $4\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ große Pads auf einer Streamer-Tube befestigt. Zur Abschirmung von elektrischen Störsignalen befand sich oberhalb der Pads eine leitende Ebene, die mit der Masse der Ausleseelektronik verbunden war. Die Signale eines Pads wurden mit der schon im letzten Abschnitt beschriebenen Auslese über Vorverstärker, Spektroskopieverstärker und ADC verarbeitet. Im Vergleich zur Drahtauslese von Proportionalpulsen mußte dazu lediglich der Spektroskopieverstärker auf die positive Polarität der Padsignale umgestellt werden. Zwei Szintillatoren wurden gerade so angeordnet, daß die gemessenen Proportionalentladungen immer unterhalb eines Pads stattfanden. In getrennten Messungen wurden Ladungsmengen auf diesem zentralen Pad und einem direkt benachbarten Pad bestimmt. Dadurch ergab sich ein erster Eindruck der lateralen Ladungsverteilung, die bei einer Proportionalentladung auf den Pads entsteht.

Bei anfänglichen Messungen konnten aufgrund hoher Rauschsignale keine Proportionalpulse identifiziert werden. Durch Abschirmung der Streamer-Tubes mit Aluminiumfolie und Herstellung eines elektrischen Kontaktes zwischen dieser Abschirmung und der Masse der Ausleseelektronik wurde das Rauschen jedoch stark reduziert.

Wie bei den vorherigen Messungen ist auch hier kosmische Strahlung als Strahlungsquelle verwendet worden. Abb. 3.5 zeigt die bei einer Gasmischung von 60 % Ar + 40 % CO₂ und einer Anodenspannung von 2550 V auf dem zentralen und dem angrenzenden Pad gemessenen Ladungsmengen. In einer weiteren Messung wurde die Padauslese durch einen Pulser ausgelöst und so eine große Anzahl von Rauschsignalen registriert. Diese Signale lagen im ADC-Spektrum unterhalb von 2 fC und ließen sich so von den Proportionalpulsen

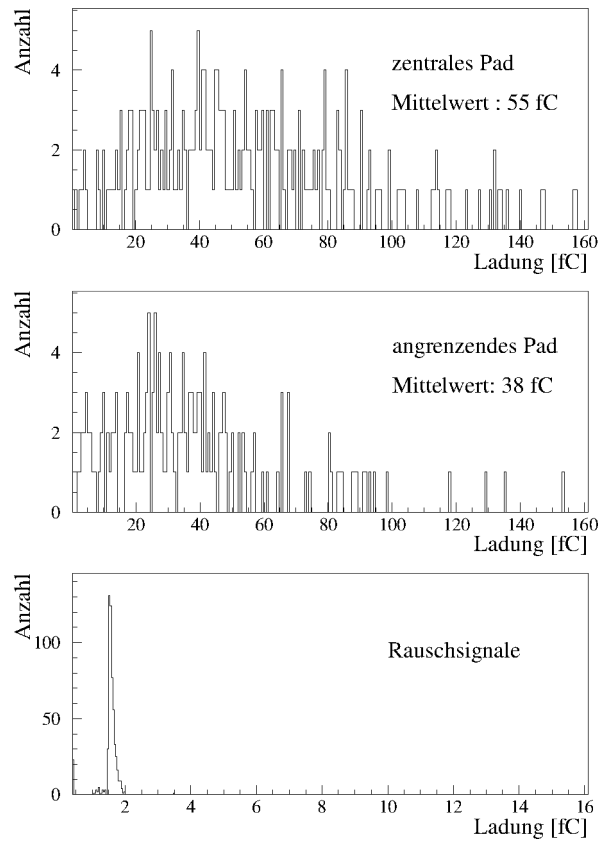


Abbildung 3.5: Gemessene Ladungsmengen der Padsignale im Proportionalmodus für ein Pad, das sich direkt über dem Ort einer Entladung befindet und ein angrenzendes Pad (Anodenspannung: 2550 V, Gasmischung: 60 % Argon + 40 % CO_2). Das untere Diagramm zeigt das Ergebnis einer Messung von Rauschsignalen auf den Pads.

unterscheiden.

Zur Festlegung der Verstärkung des Auslese-Chips sind die Messungen der Padsignale von Proportionalpulsen für mehrere Streamer-Tubes gleicher Bauart wiederholt worden. Dabei ergaben sich für die verschiedenen Streamer-Tubes bei einer Anodenspannung von 2600 V und einer Gasmischung von 60 % Ar + 40 % CO_2 auf dem zentralen Pad Ladungsmengen im Bereich von ca. 40-160 fC (s. Tabelle 3.1). Anhand dieser Ergebnisse wurde die Verstärkung

Tube	Ladung auf zentralem Pad [fC]	Ladung auf an- grenzendem Pad [fC]	Nachweiswahr- scheinlichkeit [%]
A	91 ± 11	56 ± 6	$96,9 \pm 2,1$
B	165 ± 30	57 ± 12	$90,3 \pm 3,8$
C	47 ± 4	22 ± 2	$96,7 \pm 1,8$
D	42 ± 4	33 ± 4	$92,9 \pm 2,4$

Tabelle 3.1: Mittlere Ladungsmengen und Nachweiswahrscheinlichkeiten bei Pad-Auslese von Proportionalpulsen für verschiedene Streamer-Tubes gleicher Bauart. Es wurde jeweils eine Gasmischung von 60 % Argon + 40 % CO₂ und eine Anodenspannung von 2600 V eingestellt.

des Auslese-Chips auf 2 V/pC festgelegt.

Aus den gleichen Messungen wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für das zentrale Pad (definiert als das Verhältnis der Anzahl der Einträge im ADC-Spektrum oberhalb der Rauschschwelle zur Gesamtzahl der Einträge) bestimmt. Die Ergebnisse sind zusätzlich zu den Padladungen in Tabelle 3.1 eingetragen. Aufgrund der Anordnung der Szintillatoren wurden nicht nur senkrechte Teilchendurchgänge selektiert. Die durch die Geometrie der Streamer-Tube bedingte Grenze der Nachweiswahrscheinlichkeit lag deshalb bei den hier beschriebenen Messungen oberhalb des für ausschließlich senkrechten Teilcheneinfall maximal erreichbaren Wertes von 93 % (vgl. hierzu Kap. 5.3).

4. Datenauslese

4.1 Der Auslese-Chip

Der Chip zur Auslese der Streamer-Tubes (MSACII) wurde in einer Zusammenarbeit der Universität Lund (Schweden), der Firma Sicon (Schweden) und der Universität Münster entwickelt. Als Grundlage diente der schon existierende Chip für die Padauslese des MSAC-Detektors.

Die Funktionsweise des MSACII-Chips ist in Abb. 4.1 schematisch dargestellt. Der Chip besitzt 16 Analogeingänge, die jeweils mit einem Pad verbunden sind.

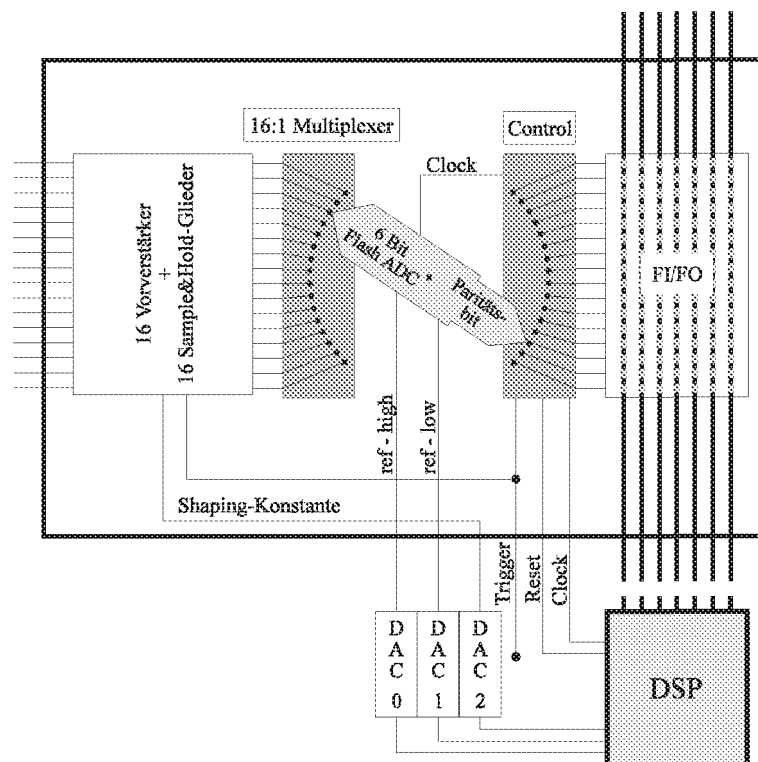


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des MSACII-Chips.

Zu jedem der 16 Eingangskanäle gehört ein ladungsempfindlicher Vorverstärker

und ein Sample&Hold-Glied. Der Vorverstärker wandelt das Ladungssignal eines Pads in ein schnell ansteigendes Spannungssignal um (s. Abb. 4.2). Nach

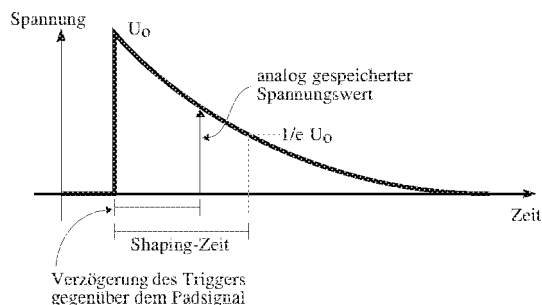
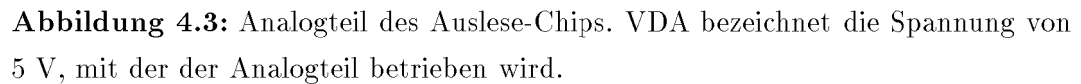


Abbildung 4.2: Spannungssignal nach dem ladungsempfindlichen Vorverstärker.

Ablauf der sog. Shaping-Zeit ist das Spannungssignal auf das $1/e$ -fache des Maximalwertes abgefallen. Auf dem DSP-Board befindet sich ein Digital/Analog-Wandler über dessen Spannungswert die Shaping-Zeit eingestellt werden kann. In festem zeitlichen Abstand zu den Entladungen in den Streamer-Tubes wird durch ein extern vom Experiment zugeführtes Triggersignal die Verbindung zu dem Sample&Hold-Glied geschlossen und so der momentane Wert des Spannungssignals analog gespeichert. Ein 16 : 1 Multiplexer führt die insgesamt 16 analogen Spannungswerte nacheinander, gesteuert durch ein extern im DSP erzeugtes Clock-Signal, einem weiteren Verstärker und schließlich einem Flash-ADC zu. Der ADC wandelt den jeweiligen Spannungswert in einen 6 Bit Wert um. Zusätzlich wird zur Kontrolle von Fehlern bei der Datenübertragung ein Paritätsbit erzeugt. Die insgesamt 7 Bits werden dann im FIFO-Speicher abgelegt. Die minimale Zeit für die Abarbeitung eines Kanals beträgt $2 \mu\text{s}$. Nachdem alle 16 Kanäle digitalisiert worden sind, wird der FIFO-Speicher in einen Auslesemodus gesetzt. Die Daten der Chips einer Auslekette werden von einem Chip zum nächsten übertragen und gelangen so zum DSP. Nach Erhalt eines Reset-Signals ist der Chip dann für die erneute Speicherung analoger Spannungswerte in den Sample&Hold-Gliedern bereit [Sun94].

Abb. 4.3 zeigt eine detailliertere Darstellung des analogen Teils des Auslese-Chips. Der dynamische Bereich des mit dem Pad verbundenen ladungsempfindlichen Vorverstärkers liegt bei $1 \text{ fC} - 1 \text{ pC}$ und die Verstärkung beträgt $0,5 \text{ V/pC}$. Die Entladungszeit kann über den regelbaren Widerstand eingestellt werden. Der zweite Verstärker vor dem ADC verstärkt die von den



Der dynamische Bereich des ADC kann durch zwei Referenzspannungen (Ref-high und Ref-low) variiert werden, die durch zwei weitere Digital/Analog-Wandler des DSP-Boards kontrolliert werden. Die Digitalisierung der analogen Signale zwischen den beiden Referenzspannungen erfolgt nicht linear sondern über die in Abb. 4.4 dargestellte Konversionskurve. Die Form der Kurve mit dem zunächst linearen Anstieg und dem nachfolgenden wurzelförmigen Teil sorgt für eine hohe Empfindlichkeit gegenüber kleinen Signalen und erlaubt gleichzeitig die Abdeckung eines großen dynamischen Bereiches.

Der Chip besitzt getrennte Eingänge für die Spannungsversorgung von Analog- und Digitalteil mit jeweils 5 V. Die Leistungsaufnahme des Analogteils beträgt 10 mW pro Chip. Der Digitalteil dissipiert Energie ausschließlich während der Analog/Digital-Wandlung und der Datenauslese. Die Leistungsaufnahme des

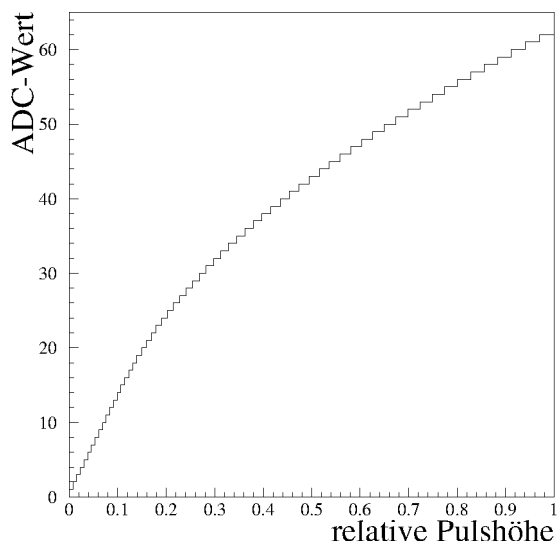


Abbildung 4.4: Konversionskurve der Analog/Digital-Wandlung.

Digitalteils beträgt dann ca. 5 mW pro Chip. Die Elektronik des Chips ist auf einer Fläche von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ untergebracht. Der gesamte Schaltkreis befindet sich in einem 44-Pin Plastikgehäuse, das als SMD¹-Baustein direkt auf das im nächsten Abschnitt vorgestellte Auslese-Board gelötet wird.

4.2 Weitere Elemente der Auslese

Zur Padauslese der Streamer-Tubes ist eine Platine entwickelt worden, auf deren einen Seite jeweils 5 Chips angebracht werden und auf deren anderen Seite sich die zugehörigen Pads befinden (s. Abb. A.2 in Anhang A.3). Das Auslese-Board hat eine Größe von $450 \times 80 \text{ mm}^2$ und deckt somit die Breite einer Streamer-Tube ab. Insgesamt besteht das Board aus vier Schichten. Eine Masse-Abschirmung für die Pads sowie Leitungen zur Spannungsversorgung der Chips stellen dabei die zwei versteckten Schichten dar. Die Boards werden durch Steckkontakte miteinander verbunden und bilden so die schon erwähnten Ausleseketten. Über die Leitungen der Boards werden Clock-, Trigger- und

¹Surface Mounted Device

Modus	Gespeichert wird	falls
0	Padwert – Schwellenwert	1. Padwert – Schwellenwert > 0 2. Parität stimmt
1	Padwert	Parität stimmt
2	Padwert – Schwellenwert	Padwert – Schwellenwert > 0
3	Schwellenwert	—

Tabelle 4.1: Die verschiedenen Auslesemodi des DSP.

Reset-Signale, statische Spannungswerte für die ADCs und zur Kontrolle der Shaping-Zeit, sowie die Spannungsversorgung für Digital- und Analogteil zu allen Chips einer Kette geführt. Zur Übertragung der Chipdaten wird durch jeweils sieben Leitungen der digitale Eingang eines Chips mit dem entsprechenden Ausgang des nächsten verbunden. Da eine Ausleseketten bis zu 6 m lang wird, müssen Trigger-, Clock- und Reset-Signal aufgefrischt werden. Dazu wird nach jedem vierten Board ein sog. Schmitt-Trigger in die Ausleseketten eingefügt.

Die Auslese der Daten einer Kette von Chips wird durch einen DSP gesteuert [Fra95]. Abb. 4.5 zeigt das von einem DSP ausgehende Clock-Signal. Auf 16 langsame Pulse, die die Konversion der einzelnen Chipkanäle steuern, folgen schnelle Signale zur Auslese der FIFO-Speicher. Die Konversionszeit kann durch den DSP im Bereich von $2\ \mu\text{s}$ – $20\ \mu\text{s}$ eingestellt werden. Die ADC-Werte

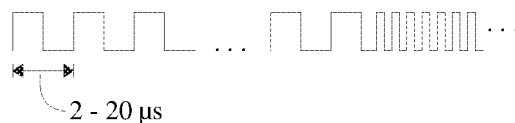


Abbildung 4.5: Das vom DSP erzeugte Clock-Signal.

der einzelnen Pads werden im DSP mit einer Adresse versehen und in einem Speicher abgelegt. Dabei können abhängig von einem wählbaren Auslesemodus Daten mit Paritätsfehlern oder ADC-Werte unterhalb bestimmter Schwellen aussortiert werden (s. Tabelle 4.1). Durch das Setzen von Schwellenwerten werden Rauschsignale der Pads unterdrückt und so die anfallenden Datenmengen reduziert. Die Schwellenwerte werden dabei für jedes Pad einzeln aus einem

Speicher geladen.

Auf einem DSP-Board befinden sich neben drei DSPs auch drei 11 Bit Digital/Analog-Wandler, die die Referenzspannungen für die ADCs und die Spannung zur Kontrolle der Shaping-Zeit erzeugen. Es lassen sich Spannungen zwischen 0 und 5 V mit einer Genauigkeit von $\pm 2,5$ mV einstellen. Die Digital/Analog-Wandler werden durch einen der drei DSPs eines DSP-Boards kontrolliert.

Die von den einzelnen DSPs gespeicherten Werte werden von einem sog. Master-DSP ausgelesen. Die endgültige Sicherung der Daten auf einem Massenspeicher erfolgt über ein VME²-System. Für Tests der Auslese kann jedoch auch ein gewöhnlicher PC verwendet werden. Das Master-DSP stellt somit eine Schnittstelle dar, durch die Daten und Befehle zwischen den DSPs und einem VME-System bzw. PC ausgetauscht werden können.

²Verto Memory Eurocard

5. Teststrahlzeit

Vor einer Entscheidung über die Massenproduktion aller Chips wurden im Rahmen einer Strahlzeit am CERN fünf Prototypen getestet. Das Hauptinteresse galt dabei der Frage, ob eine Pad-Auslese von Proportionalpulsen mit dem MSACII-Chip möglich ist. Da die Chip-Prototypen erst kurz vor dem Termin der Teststrahlzeit zur Verfügung standen, wurden zunächst einige Grundfunktionen der Chips überprüft.

5.1 Erste Chip-Tests

5.1.1 ADC-Konversionskurve

Bei ersten Messungen mit den Chip-Prototypen wurde festgestellt, daß Rauschsignale der Pads bei hohen ADC-Werten lagen. Daraufhin ist die Konversionscharakteristik des ADC genauer untersucht worden. Dazu wurden Spannungspulse variabler Höhe über einen Kondensator auf ein einzelnes Pad gekoppelt. Abb. 5.1 zeigt das Ergebnis der Messung zusammen mit der für den Chip spezifizierten Konversionskurve. Das eigentliche Problem der offensichtlich falschen Konversionscharakteristik der Chip-Prototypen lag darin, daß für kleine Padsignale nur eine sehr grobe Auflösung vorhanden war, große Padsignale dagegen über einen weiten Bereich von ADC-Werten verteilt wurden.

5.1.2 Messung von Rauschsignalen

Voraussetzung für die Messung von Proportionalpulsen ist eine schmale Verteilung der Rauschsignale im ADC-Spektrum. Die Breite dieser Verteilung hängt natürlich von den gewählten ADC-Referenzspannungen ab. Liegt kein Padsignal vor, so sollte am ADC bzw. am X4-Ausgang des Chip eine Spannung

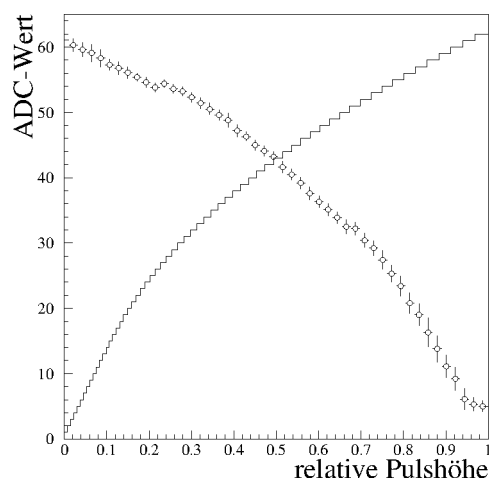


Abbildung 5.1: Gemessene und spezifizierte Konversionscharakteristik.

von $2/3 V_{DA} = 3,3 \text{ V}$ anliegen. Aufgrund eines Reparaturingriffs, der die fünf Chip-Prototypen erst funktionsfähig gemacht hat, lag dieser Spannungswert bei den Prototypen bei $2,8 \text{ V}$. Um Rauschsignale zu messen, wurde $\text{Ref-high} = 3,3 \text{ V}$ und $\text{Ref-low} = 0 \text{ V}$ gewählt. Die am ADC und am X4-Ausgang anliegende Grundspannung ist in Abb. 5.2 zusammen mit den Referenzspannungen schematisch dargestellt. Während der vom Clock-Signal gesteuerten Digitalisierung ändert sich diese Spannung entsprechend der Verstärkung von 2 V/pC proportional zu den Ladungswerten der einzelnen Pads auf Werte zwischen der Grundspannung und 0 V .

Aus den Ergebnissen der vorbereitenden Messungen (Rauschsignale $< 2 \text{ fC}$) war zu erwarten, daß für die gewählten Referenzspannungen die Rauschsignale innerhalb von 1-2 ADC-Kanälen liegen würden.

Für die Messungen wurde ein Auslese-Board mit den fünf Chips an einer Streamer-Tube befestigt, um so realistische Bedingungen zu schaffen. Der Aufbau wurde durch einen Aluminium-Behälter abgeschirmt, wobei ein elektrischer Kontakt zwischen der Aluminiumabschirmung und der Masseschicht des Auslese-Boards hergestellt worden ist.

Abb. 5.3 zeigt das Ergebnis der Rauschmessung für alle Pads eines Chips. Auffällig ist dabei, daß die ersten acht Pads eine breitere Verteilung der

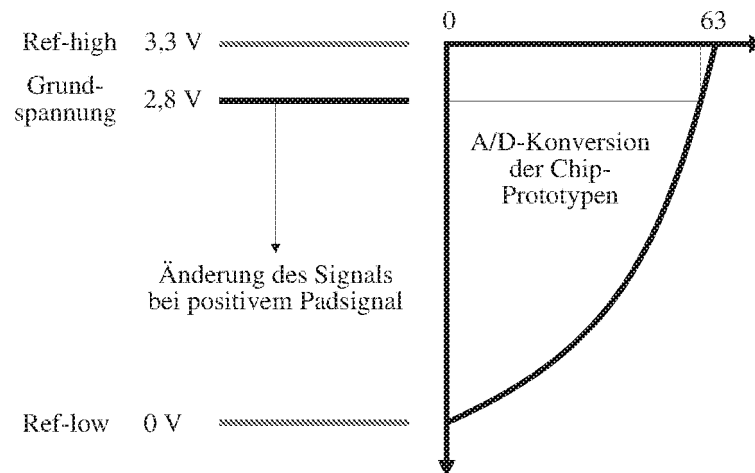


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Referenzspannungen und der am ADC bzw. am X4-Ausgang anliegenden Grundspannung. Ausgehend von der Grundspannung ändert sich der Spannungswert entsprechend der Höhe des Ladungssignals eines Pads und wird im Bereich zwischen Ref-high und Ref-low digitalisiert.

Rauschsignale aufweisen als die restlichen acht Pads. Nimmt man für Proportionalpulse eine auf einem Pad influenzierte Ladungsmenge von ca. 50 fC an, so lägen diese Pulse bei obigen Referenzspannungen 2 bis 3 Kanäle getrennt von den Rauschsignalen. Die Breite der Verteilungen in Abb. 5.3 macht somit eine Trennung von Proportionalpulsen und Rauschen mit den Prototypen des MSACII-Chips unmöglich.

Im weiteren Verlauf der Tests wurden intensiv mögliche Ursachen für die stark verrauschten Padsignale gesucht. Alle Masseverbindungen zwischen den Spannungsversorgungen, der Ausleseelektronik und dem Auslese-Board wurden so kurz wie möglich gehalten. Zusätzlich wurden die Versorgungsspannungen durch Kondensatoren geglättet. Insgesamt konnten aber keine wesentlichen Verbesserungen erzielt werden, so daß Chip-interne Rauschquellen vermutet wurden.

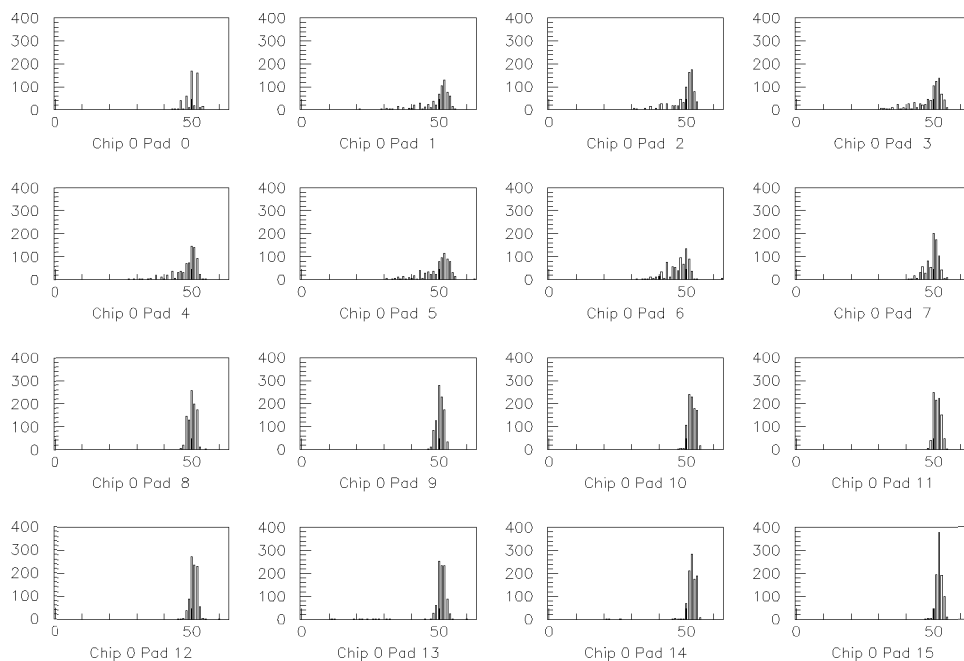


Abbildung 5.3: Verteilung der ADC-Werte bei der Messung von Rauschsignalen für alle Pads eines Chips.

5.1.3 X4-Signal

Das starke Rauschen der Padsignale wird auch bei der Untersuchung des X4-Signals mit einem Oszilloskop sichtbar. Um die Fluktuationen zu verdeutlichen, sind in Abb. 5.4 zwei nacheinander gemessene Signale des X4-Ausgangs dargestellt. Oberhalb des X4-Signals ist das vom DSP erzeugte Clock-Signal zu erkennen. Erwartet wurde, daß die X4-Spannung während eines Clock-Zyklus konstant bleibt. Digitalisiert wird jeweils der Wert des X4-Signals an der fallenden Flanke des Clock-Signals. Die gestrichelte Markierungslinie ist in Abb. 5.4 so eingestellt, daß sie zusammen mit der Grundlinie der X4-Spannung einen für Proportionalpulse sinnvollen Meßbereich von 0 bis 150 fC eingrenzt.

Die Höhe der Rauschsignale am X4-Ausgang macht noch einmal deutlich, daß eine Messung von Proportionalpulsen mit den Prototypen des MSACII-Chips nicht möglich ist. Im übrigen ist der in Abb. 5.3 festgestellte Unterschied

Abbildung 5.4: Rauschsignale am X4-Ausgangs des Chips.

zwischen den ersten und zweiten acht Pads auch am X4-Signal erkennbar. (Pad 15 in Abb. 5.3 entspricht dem Wert des X4-Signals zur Zeit des linken Clock-Signals, Pad 0 dem Wert des X4-Signals zur Zeit des rechten Clock-Signals.)

Der Unterschied zwischen den ersten und zweiten acht Chipkanälen deutet auf einen Fehler der Chip-Prototypen hin.

5.1.4 Paritätsfehler

Bei der Auslese der Daten wurde eine große Anzahl von Paritätsfehlern festgestellt. Die Fehlerrate hing dabei von den gewählten Referenzspannungen des ADC ab. Bei der Einstellung Ref-low = 0 V und Ref-high = 3,3 V traten bei 4 bis 5 % aller ADC-Werte Paritätsfehler auf. Für Ref-low = 2,5 V und Ref-high = 3,3 V ergab sich eine Fehlerrate von 12 bis 13 %. Das Auftreten von Paritätsfehlern ist bereits von den Chips zur Auslese der MSAC-Detektoren bekannt. Die Paritätsfehler entstehen zum großen Teil schon durch die fehlerhafte Generierung des Paritätsbit im Auslese-Chip und werden nicht durch die Übertragung der Daten zum DSP erzeugt. Bei der Auslese der Daten im WA98-Experiment wird daher auf eine Überprüfung von Paritätsfehlern durch den DSP verzichtet.

5.1.5 Auslesegeschwindigkeit

Die Übertragungsgeschwindigkeit der Chipdaten zum DSP wird durch den DSP vorgegeben und stellt somit keine Eigenschaft des Auslese-Chips dar. Sie wird hier angegeben, da sie eine wichtige Größe für den Betrieb des Streamer-Tube Detektors darstellt.

Durch statische Spannungen konnte an den digitalen Datenleitungen am Ende des Auslese-Boards ein logisches Bitmuster eingestellt werden. Auf diese Weise wurde für die Datenauslese eine vollständige Kette von 70 Chips simuliert. Der DSP ist in einem Modus betrieben worden, in dem Daten mit falscher Parität nicht abgespeichert wurden (vgl. Tabelle 4.1 auf Seite 39).

Für ein Bitmuster mit korrekter Parität ergab sich eine Ausleserate der ADC-Werte von 0,8 MHz. Bei falscher Parität wurde ein Wert von 3,5 MHz gemessen. Der Unterschied in der Auslesegeschwindigkeit ergibt sich aus der Zeit, die der DSP für das Abspeichern von Daten mit korrekter Parität benötigt.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß Proportionalpulse aufgrund des Rauschens der Padsignale mit den Prototypen des MSACII-Chips nicht gemessen werden konnten. Der Grund für die hohen Rauschsignale konnte während der Strahlzeit nicht geklärt werden. Weitere Messungen mit dem Teststrahl wurden deshalb im Streamermodus durchgeführt. Da die Chips zur Verstärkung von Proportionalpulsen ausgelegt waren, mußte die Influenzwirkung der Streamerentladungen abgeschwächt werden. Dazu wurde durch nicht leitendes Material ein Abstand von ca. 3 mm zwischen dem Auslese-Board und der Streamer-Tube eingestellt. Der Aufbau des Experiments wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

5.2 Der experimentelle Aufbau

Abb. 5.5 zeigt den für die Messungen am CERN benutzten Aufbau der Streamer-Tubes und das Auslese-Board mit den fünf Chip-Prototypen. Vom Betrachter aus hinter der Streamer-Tube, an der das Auslese-Board befestigt ist, befindet sich ein Szintillator, mit dem der Durchgang geladener Teilchen durch diese Streamer-Tube festgestellt werden konnte. Der Strahl kommt in Abb. 5.5 aus dem Bildhintergrund.

In einem Beschleunigungszyklus von 14,4 s werden Protonen im SPS auf eine Energie von 450 GeV beschleunigt und dann Experimenten an verschiedenen Orten zugeführt. Für die hier beschriebenen Messungen wurden Reaktionsprodukte von Reaktionen der Protonen mit einem primären Target auf ein Kupfer-Target geschossen. Bei diesen sekundären Reaktionen entstehende geladene Pionen mit einer Energie von 8 GeV sind dabei selektiert und auf die Streamer-Tubes gelenkt worden. Während der 3-4 Sekunden des Auftreffens der Pionen auf die Streamer-Tubes wurden jeweils ca. 20-30 Ereignisse registriert. Die horizontale Streuung der Pionen entsprach ungefähr der Breite einer Streamer-Tube. Vertikal war der Strahl in einem Bereich von ca. 2 cm lokalisiert.

Den verschiedenen Komponenten des Auslesesystems müssen bei einem Teilchendurchgang Startsignale zur Verarbeitung der Daten zugeführt werden. Abb. 5.6 zeigt eine vereinfachte Darstellung des Auslesesystems und die zeitliche Abfolge der einzelnen Startsignale. Solange das Master-DSP noch mit

Abbildung 5.5: Experimenteller Aufbau der Testmessungen.

der Übertragung von Daten beschäftigt ist, werden durch eine Antikoinzidenzschaltung ankommende physikalische Triggersignale ignoriert.

5.3 Auswertung der Messungen

Bei den Messungen im Streamermodus wurde die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Anodenspannung und vom Winkel der Streamer-*Tube* zum Teilchenstrahl bestimmt. Gleichzeitig ist die Anzahl der bei einem Teilchendurchgang ansprechenden Pads analysiert worden, um festzustellen,

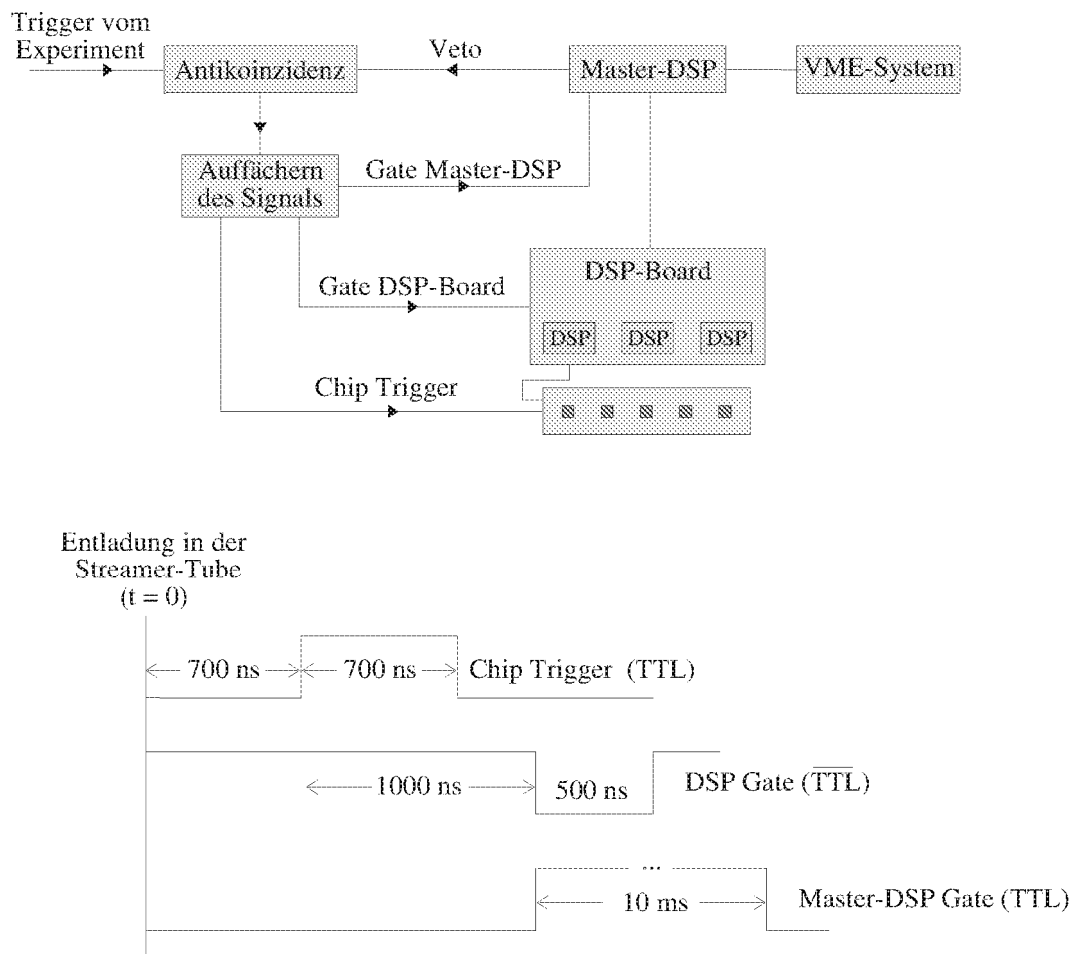


Abbildung 5.6: Schematischer Aufbau des Auslese-Systems und zeitliche Abfolge der TTL (Transistor-Transistor Logic) Signale zum Start der Auslese.

ob durch den Abstand von 3 mm zwischen Auslese-Board und Streamer-Tube die Streamersignale hinreichend abgeschwächt werden.

Für ein Triggerereignis sind die ADC-Werte aller Pads gespeichert worden, wobei jedoch Daten mit Paritätsfehlern unterdrückt wurden. Aufgrund der falschen Konversionskurve lagen die Rauschsignale bei hohen und Signale von Streamerentladungen bei niedrigen ADC-Werten. Zur Untersuchung der Pad-Daten mußte ein Schwellenwert gefunden werden, der eine Unterscheidung von Rauschsignalen und Streamersignalen möglich macht. Um diese Schwelle zu bestimmen, wurden 10 000 Rauschsignale gemessen. Für jedes Pad wurde

für die Rauschsignale vom jeweiligen Mittelwert der ADC-Werte die dreifache Standardabweichung abgezogen. Von den sich ergebenden Werten wurde der kleinste Wert ausgewählt und die nächst kleinere ganze Zahl als Schwelle bestimmt, unterhalb der Padsignale als reale Signale identifiziert werden. Auf diese Weise ist als Schwellenwert der ADC-Wert 54 bestimmt worden. Als Nachweiswahrscheinlichkeit wurde das Verhältnis der Anzahl der Triggerereignisse, bei denen mindestens ein Padwert unterhalb des Schwellenwertes lag, zur Gesamtzahl der Triggerereignisse definiert.

Die folgenden Messungen sind mit einer Gasmischung von 45 % Argon und 55 % CO₂ durchgeführt worden. Unkontrollierbare Dauerentladungen traten dabei ab einer Anodenspannung von 3240 V auf. Zur Überprüfung des oben bestimmten Schwellenwertes ist das Verhältnis der Ereignisse mit mindestens einem ansprechenden Pad zu allen Ereignissen für verschiedene Schwellenwerte bestimmt worden. Das Ergebnis ist für eine Meßreihe in Abb. 5.7 dargestellt. Die Wahl der Schwelle bei einem ADC-Wert von 54 wird hierdurch bestätigt.

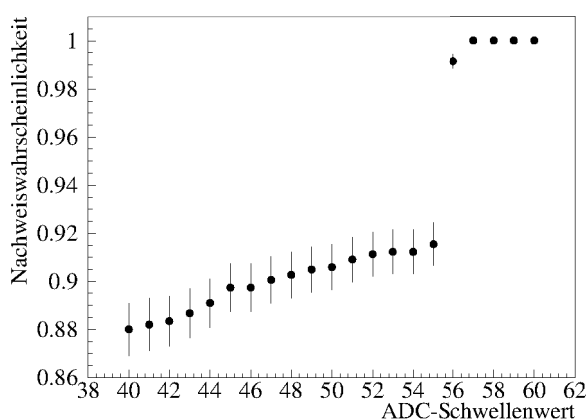


Abbildung 5.7: Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Schwellenwertes für eine Meßreihe mit einer Anodenspannung von 3225 V und einem Winkel von 30° zwischen der Streamer-Tube und der Ebene senkrecht zu den einfallenden Teilchen. Man erkennt einen Sprung in der Nachweiswahrscheinlichkeit, der durch die Fehlidentifizierung von Rauschsignalen als wirkliche Signale bei zu hoch gewählten Schwellenwerten entsteht.

Zur Messung der Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der An-

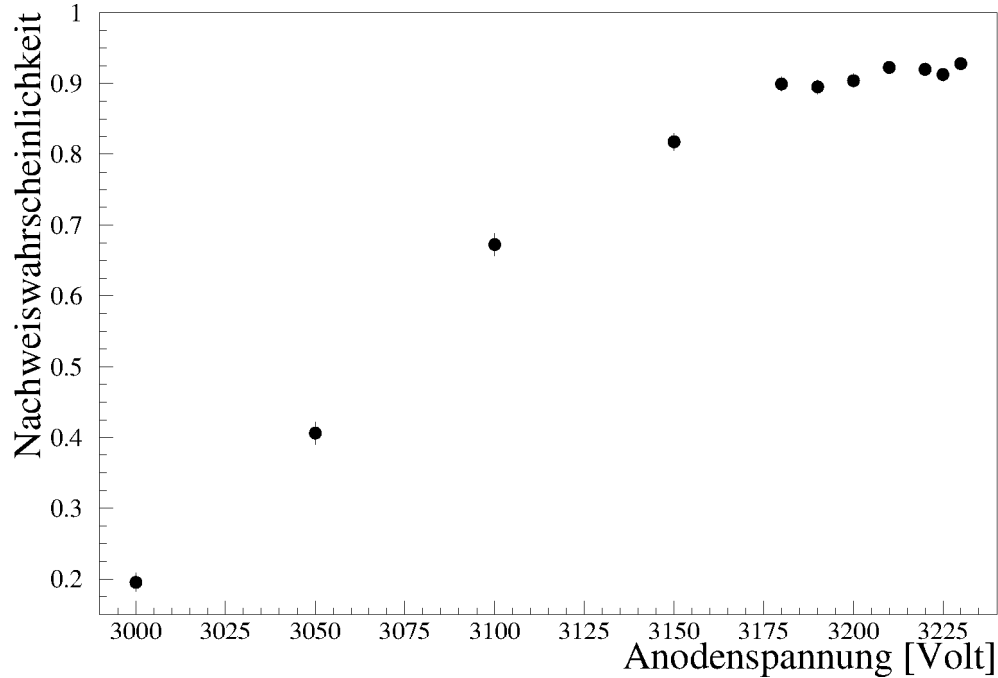


Abbildung 5.8: Spannungsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit bei 45 % Argon + 55 % CO₂ und einem Winkel von 30° zwischen Streamer-Tube und der Ebene senkrecht zur Strahlachse.

odenspannung ist ein fester Winkel von 30° zwischen der Streamer-Tube und der Ebene senkrecht zur Strahlachse eingestellt worden, so wie es auch für den Einsatz der Streamer-Tubes im WA98-Experiment vorgesehen ist. Für jede gewählte Anodenspannung wurden 1000 Ereignisse gemessen. Ab Anodenspannungen von 3180 V ergibt sich dabei ein Plateau mit Nachweiswahrscheinlichkeiten von ca. 90 % (s. Abb. 5.8).

Mit steigendem Einfallswinkel wird die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen geringer, die Streamer-Tube vollständig im Bereich der inaktiven Zwischenräume zu passieren oder eine Strecke im Gas zurückzulegen, die nicht ausreicht, um eine Streamerentladung auszulösen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Einfallswinkels ist für Anodenspannungen von 3225 V und 3200 V gemessen worden und in Abb. 5.9 dargestellt. Pro Meßpunkt sind auch hier jeweils 1000 Ereignisse registriert worden. Für beide Spannungen ändert

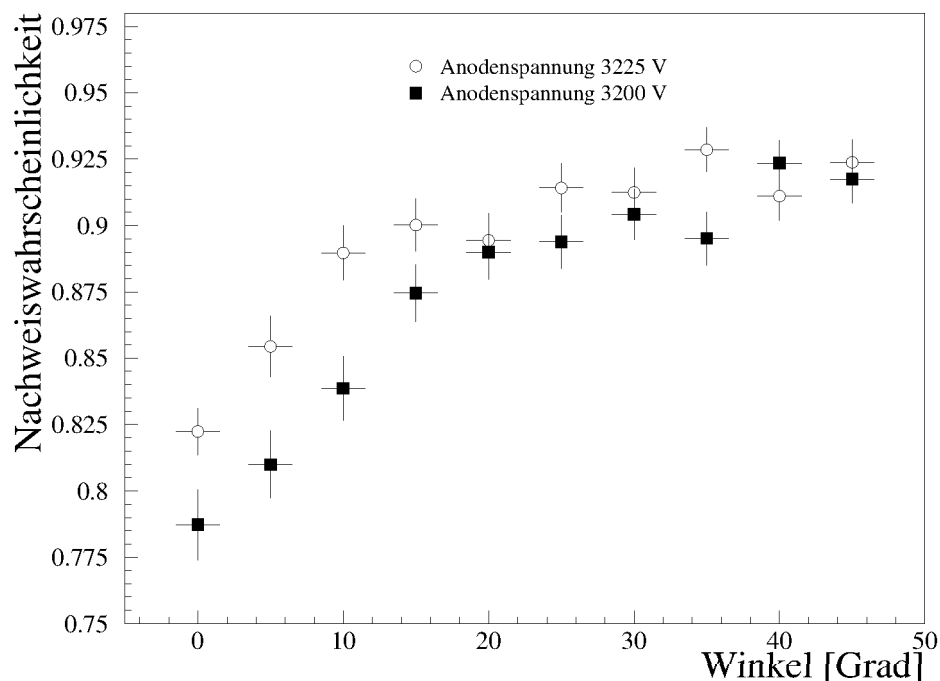


Abbildung 5.9: Winkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit bei 45 % Argon + 55 % CO₂ und Anodenspannungen von 3200 V und 3225 V.

sich die Nachweiswahrscheinlichkeit nach einem starken Anstieg nur noch geringfügig. In [Ste91] wird für die Erzeugung einer Streamerentladung eine nötige mittlere Weglänge von 3 mm angegeben. Ab Winkeln von 17° wird diese Strecke bei der in Kapitel 2.1 beschriebenen Geometrie der Streamer-Tubes von allen einfallenden Teilchen in mindestens einer Unterkammer überschritten.

Aufgrund der vorgesehenen Anordnung der Streamer-Tubes im WA98-Experiment (s. Abb. 1.7 auf Seite 19) verringert sich in horizontaler Richtung nach außen hin der Winkel zwischen einer Streamer-Tube und der Ebene senkrecht zu einfallenden Teilchen von 30° in der Mitte des Detektors auf einen Wert von ca. 22° am Rand. Anhand von Abb. 5.9 wird deutlich, daß sich trotzdem eine weitgehend konstante Nachweiswahrscheinlichkeit über die gesamte Detektorfläche ergibt.

Bei der Auswertung der Daten wurden zusammenhängende Pads mit ADC-

Werten unterhalb des Schwellenwertes von 54 zu Gruppen (sog. *Cluster*) zusammengefaßt. Für den späteren Betrieb der Streamer-Tubes im WA98-Experiment ist es wichtig, daß die bei einem Teilchendurchgang entstehenden Cluster nicht aus einer zu großen Anzahl von Pads bestehen, damit nah beieinander liegende Teilchen noch getrennt nachgewiesen werden können. Abb. 5.10 zeigt die Verteilung der Cluster-Größen für eine Meßreihe mit einer Anodenspannung von 3150 V und einem Winkel zwischen Streamer-Tube und der Ebene senkrecht zur Strahlachse von 30° . Dabei kommen Cluster mit mehr als 50 Pads sehr häufig vor. Diese Anzahl ansprechender Pads ist für den verlangten getrennten Nachweis nah beieinander liegender Teilchen zu groß. Eine typische Verteilung der ADC-Werte auf dem Auslese-Board nach

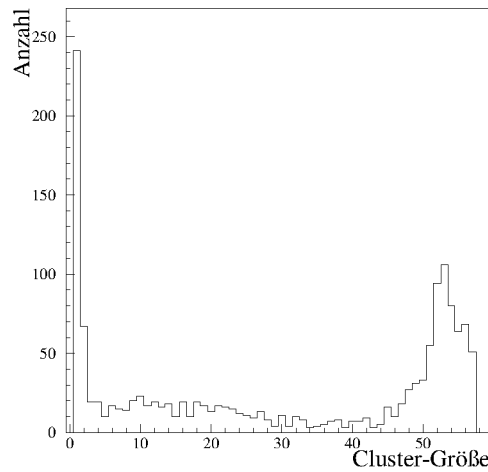


Abbildung 5.10: Verteilung der auftretenden Cluster-Größen für eine Meßreihe mit einer Anodenspannung von 3150 V und einem Winkel zwischen Streamer-Tube und der Ebene senkrecht zur Strahlachse von 30° .

einer Streamerentladung ist für ein Ereignis der obigen Meßreihe in Abb. 5.11 schematisch dargestellt. Die Rechtecke deuten die Position des jeweiligen Pads an. Kleine Rechtecke entsprechen niedrigen ADC-Werten und somit hohen Ladungssignalen. Für die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen im Streamermodus standen nur vier Chips zur Verfügung, so daß in Abb. 5.11 nur 64 Pads eingezeichnet sind. Weiterhin lieferten sieben Chipkanäle des letzten Chips (rechts in Abb. 5.11) nur konstante Werte. Insgesamt waren somit 57

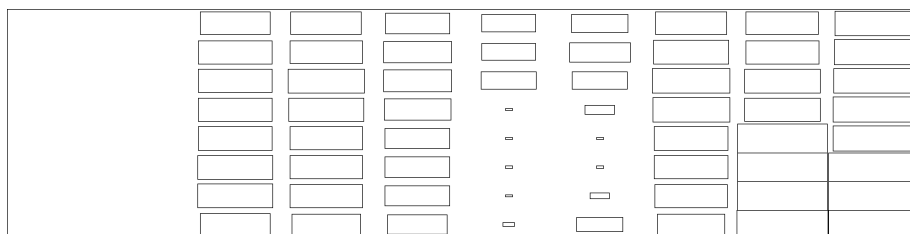


Abbildung 5.11: Beispiel für die Verteilung der ADC-Werte auf dem Auslese-Board.

Pads zum Nachweis von Entladungen aktiv.

Die Untersuchung der ADC-Werte zeigt, daß bei Streamerentladungen die Ladungssignale sehr vieler Pads außerhalb des dynamischen Bereiches des Auslese-Chips liegen. Aufgrund dieser Tatsache und im Hinblick auf die große Anzahl ansprechender Pads wird klar, daß die auf den Pads gemessenen Ladungssignale von Streamerentladungen durch den Abstand von 3 mm zwischen Streamer-Tube und Auslese-Board nicht ausreichend abgeschwächt werden.

5.4 Konsequenzen der Teststrahlzeit

Bei weiteren Untersuchungen des MSACII-Chips, die an der Universität Lund und bei der Firma Sicon unter Teilnahme von Vertretern des Instituts für Kernphysik der Universität Münster durchgeführt wurden, konnte gezeigt werden, daß die hohen Rauschsignale bei der Messung der Padladungen zum größten Teil durch den Chip selbst erzeugt werden. Für den Einsatz im WA98-Experiment ist somit ein Betrieb der Streamer-Tubes im Proportionalmodus mit Pad-Auslese durch die MSACII-Chips nicht möglich.

Für einen Betrieb im Streamermodus müssen die Ladungssignale auf den

Pads und der dynamische Bereich des Chips aufeinander abgestimmt werden. Die Influenzwirkung von Streamer-Signalen könnte durch eine Erhöhung des Abstandes zwischen Streamer-Tube und Auslese-Board auf mehr als 3 mm weiter vermindert werden. Dadurch wird jedoch die Bestimmung des Ortes eines Teilchendurchgangs ungenauer. Eine ausreichende Reduzierung der Ladungsverstärkung des MSACII-Chips war aus Kostengründen nicht möglich.

Als Lösung für die Verwendung der Streamer-Tubes im WA98-Experiment wurde letztendlich eine Abschwächung der Ladungssignale auf den Pads durch Ableiten eines Teils der Ladung über einen Widerstand zur Masse des Auslese-Boards gewählt. Um die Spannungsverhältnisse des Chips nicht zu ändern, muß zwischen einem Pad und dem zugehörigen analogen Chip-Eingang ein Kondensator eingefügt werden (s. Abb. 5.12). Die Widerstände und

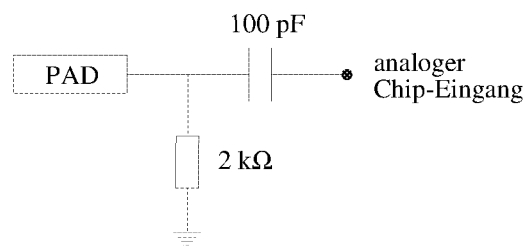


Abbildung 5.12: Abschwächung der Ladungssignale durch einen Widerstand zwischen den Pads und der Masse des Auslese-Boards.

Kondensatoren werden als SMD-Bauteile auf dem Auslese-Board realisiert. Als Kompromiß zwischen einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit auch für kleine Streamer-Signale und einer nicht zu großen Anzahl bei einer Entladung ansprechender Pads wurde für den Widerstand ein Wert von 2 k Ω und für den Kondensator eine Kapazität von 100 pF festgelegt.

Die Konversionscharakteristik des ADC ist für die endgültige Version des MSACII-Chips so geändert worden, daß sie der ursprünglichen Spezifikation entspricht. Die am ADC bzw. am X4-Ausgang anliegende Grundspannung wird nicht wie zunächst geplant bei 3,3 V sondern bei 2,5 V liegen.

6. Simulationen

Das Ziel dieses Kapitels ist eine Untersuchung der Padauslese der Streamer-Tubes in bezug auf die Rekonstruktion des Ortes eines Teilchendurchgangs. Aus der Simulation läßt sich die mit den Streamer-Tubes erreichbare Ortsauflösung abschätzen.

6.1 Modellvorstellung

Der Simulation liegt folgende Vorstellung über die Entstehung des Ladungssignals auf den Pads zugrunde [Bat80]. Sowohl im Streamer- als auch im Proportionalmodus werden Elektronen und positive Ionen freigesetzt. Die Elektronen besitzen im Vergleich zu den positiven Ionen eine hohe Beweglichkeit $\mu = v/E$ (v : mittlere Driftgeschwindigkeit, E : Betrag der elektrischen Feldstärke). Kurz nach der Ladungsvervielfachung sind die Elektronen über den Anodendraht abgeflossen und es verbleibt die zunächst eng begrenzte Raumladung der positiven Ionen. Diese Raumladung influenziert auf den leitenden Pads eine Flächenladungsdichte entgegengesetzten Vorzeichens.

Setzt man die bei einer Ladungsvervielfachung insgesamt freigesetzte Ladung als bekannt voraus, so läßt sich unter folgenden stark vereinfachenden Annahmen die Flächenladungsverteilung berechnen:

- Die Raumladung der positiven Ionen wird als punktförmig betrachtet.
- Die Padebene wird als unendlich ausgedehnter, idealer Leiter angesehen.
- Die positive Raumladung entsteht so schnell, daß die schlecht leitenden Wände der Streamer-Tube und die graphitierte Abdeckung für das Ladungssignal transparent sind.

Bezeichnet h den Abstand einer Punktladung q von einer leitenden, geerdeten Ebene, so ergibt sich aus der Elektrostatik für die Flächenladungsdichte σ (s.

z.B. [Nol90]):

$$\sigma(x, y) = -\frac{q}{2\pi} \frac{h}{(x^2 + y^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (1)$$

Der Nullpunkt des Koordinatensystems ist dabei durch die Projektion des Ladungspunktes auf die Ebene gegeben. Dieser Ansatz wird auch in [Bau84] zur Berechnung der durch Entladungen in Streamer-Tubes auf äußeren Pads influenzierten Ladungsmengen benutzt.

In einem neuen Koordinatensystem sei die Padposition mit $(x_{1,Pad}, y_{1,Pad})$ (linke untere Ecke) und $(x_{2,Pad}, y_{2,Pad})$ (rechte obere Ecke) beschrieben. In Abhängigkeit von der Position (x_q, y_q) der Punktladung läßt sich die auf einem Pad influenzierte Ladung berechnen.

Mit

$$\begin{aligned} x_1 &= x_{1,Pad} - x_q, & x_2 &= x_{2,Pad} - x_q \\ y_1 &= y_{1,Pad} - y_q, & y_2 &= y_{2,Pad} - y_q \end{aligned}$$

folgt

$$\begin{aligned} Q_{infl} &= -\frac{q}{2\pi} \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_1}^{y_2} dy \frac{h}{(x^2 + y^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \\ &= -\frac{q}{2\pi} \sum_{i,j=1}^2 (-1)^{i+j} \arctan \left(\frac{x_i y_j}{h(x_i^2 + y_j^2 + h^2)^{\frac{1}{2}}} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

Findet eine Ladungsvervielfachung unterhalb des Mittelpunktes eines Pads statt, so ergibt sich bei einer Padgröße von $42 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ und $h = 5 \text{ mm}$:

$$\frac{Q_{infl}}{q} \approx -0,376$$

Für die benachbarten Pads erhält man entsprechend (bei einem Zwischenraum von 3 mm zwischen den Pads, vgl. Abb. A.2)

$$\begin{aligned} \frac{Q_{infl,l}}{q} &\approx -0,085 && \text{für das an der längeren Seite angrenzende Pad und} \\ \frac{Q_{infl,k}}{q} &\approx -0,004 && \text{für das an der kürzeren Seite angrenzende Pad.} \end{aligned}$$

6.2 Ortsrekonstruktion

Die Bestimmung des Ortes eines Teilchendurchgangs mit dem Streamer-Tube Detektor geschieht über die Berechnung des Ladungsschwerpunktes der ansprechenden Pads:

$$x_s = \frac{\sum_i Q_i x_i}{\sum_i Q_i} \quad \text{bzw.} \quad y_s = \frac{\sum_i Q_i y_i}{\sum_i Q_i} \quad (3)$$

Q_i ist dabei die auf dem i -ten ansprechenden Pad gemessene Ladung, x_i und y_i bezeichnen die Koordinaten des jeweiligen Padmittelpunktes.

In der Simulation wird der Ort eines Teilchendurchgangs durch Zufallszahlen im Bereich einer Streamer-Tube festgelegt. In Richtung entlang der Anodendrähte werden die möglichen Teilchenorte auf die Länge eines Pads eingeschränkt. Die Anzahl der Pads in dieser Richtung ist so gewählt, daß keine Randeﬀekte auftreten.

Der Winkel zwischen der Streamer-Tube und der Ebene senkrecht zu den einfallenden Teilchen beträgt jeweils 30° (s. Abb. 6.1). Aufgrund dieses Winkels kann ein Teilchen in zwei benachbarten Streamer-Tubes jeweils eine Streamerentladung auslösen.

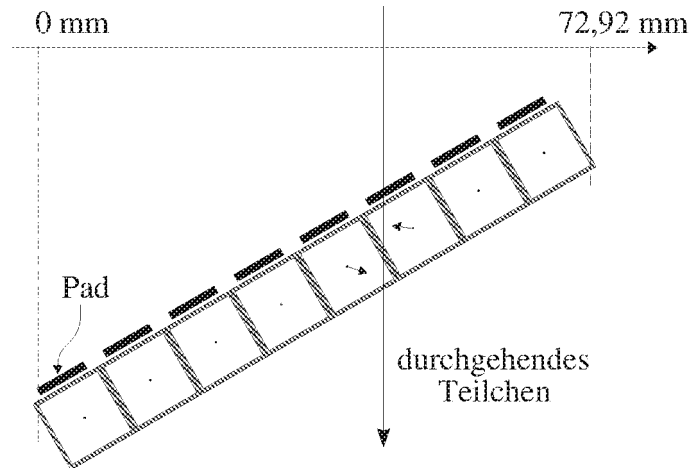


Abbildung 6.1: Geometrie der Simulation. Die von den Anodendrähten ausgehenden Pfeile deuten Streamerentladungen an.

Entsprechend den Pads des Auslese-Boards (s. Abb. A.2) werden Pads der Größe $42\text{ mm} \times 7\text{ mm}$ mit einem Zwischenraum von 3 mm in beiden Richtungen zwischen angrenzenden Pads simuliert.

Nach Kapitel 2.2 weist eine Streamerentladung in Richtung der primären Ladungsvervielfachung. Der Ort der durch Ionisation erzeugten Elektronen, die die primäre Ladungsvervielfachung auslösen, wird wiederum durch Zufallszahlen entlang der Wegstrecke eines Teilchens in der jeweiligen Kammer der Streamer-Tube festgelegt. Der Ladungsmittelpunkt der bei einer Streamerentladung freigesetzten positiven Ionen wird dann 2 mm entfernt vom Anodendraht in Richtung der primären Elektronen angenommen. Als Ort der Ionen entlang des Anodendrahtes wird die entsprechende Koordinate des einfallenden Teilchens verwendet.

Für die bei den Entladungen freigesetzten Ladungsmengen wird eine Landau-Verteilung angenommen [Leo87]. Dies folgt aus der Annahme einer Proportionalität zwischen dem Energieverlust von geladenen Teilchen im Gas der Streamer-Tubes und der freigesetzten Ladungsmenge q und der Tatsache, daß die Streuung des Energieverlustes von geladenen Teilchen in dünnen Schichten (d.h. Schichten, in denen der mittlere Energieverlust klein gegenüber dem in einem Stoß maximal möglichen Energieübertrag ist) durch eine solche Verteilung beschrieben wird.

Die Landau-Verteilung ist durch den Mittelwert und den wahrscheinlichsten Wert der Verteilung eindeutig festgelegt. Das Verhältnis dieser Parameter wurde für die Simulation aus einer Messung von Ladungssignalen am Anodendraht im Proportionalmodus bestimmt. Die bei einer Entladung freigesetzte Ladungsmenge wird in der Simulation zusätzlich entsprechend der Weglänge eines Teilchens in der jeweiligen Kammer gewichtet.

Die mit Gleichung (2) berechneten Ladungswerte der Pads werden über die in Kapitel 4.1 beschriebene Konversionscharakteristik in ADC-Werte zwischen 0 und 63 umgewandelt. Zur Anpassung des dynamischen Bereichs der Analog/Digital-Wandlung relativ zur angenommenen Landau-Verteilung konnten erste Messungen mit neuen Chip-Prototypen (korrekte Konversionskurve) verwendet werden. Dabei wurden von Streamerentladungen erzeugte und durch einen Widerstand von $2\text{ k}\Omega$ abgeschwächte Ladungssignale ge-

messen (vgl. Abb. 5.12). Die Grenzen des dynamischen Bereichs wurden für die Simulation so gewählt, daß ein experimentell für ein Pad bestimmtes Spektrum von ADC-Werten reproduziert wurde. Speziell durch die untere Grenze des dynamischen Bereichs wird die Höhe der gemessenen Rauschsignale im Verhältnis zur oberen Grenze des dynamischen Bereichs berücksichtigt.

Durch die Variation der freigesetzten Ladungsmengen ergeben sich für einen festen Ort der angenommenen Punktladung unterschiedliche berechnete Ladungsschwerpunkte. Dies ist ein Effekt der Diskretisierung durch die Analog/Digital-Wandlung und speziell der unteren Schwelle des dynamischen Bereichs, die überschritten werden muß, damit sich mindestens ein ADC-Wert von Eins ergibt. Wird der Schwerpunkt direkt mit den aus Gleichung (2) erhaltenen Ladungsmengen berechnet, ist das Ergebnis unabhängig von der freigesetzten Ladungsmenge q , da diese in Gleichung (3) herausfällt.

Abb. 6.2 zeigt für die Richtung quer zu der Streamer-Tube (s. Abb. 6.1) den berechneten Schwerpunkt in Abhängigkeit vom wahren Ort des Teilchendurchgangs für 2000 simulierte Ereignisse. Man erkennt eine systematische Abweichung zwischen diesen Größen. Um diese Abweichung zu korrigieren, ist an die umgekehrte Abhängigkeit der wahren Orte von den berechneten Schwerpunkten eine Funktion der Form

$$x_w = A \sin \frac{x_s - x_0}{B} + C \tan \frac{x_s - x_0}{D} + x_0 \quad (4)$$

nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt worden ($x_0 = 72,92/2 \text{ mm} = 36,46 \text{ mm}$, vgl. Abb. 6.1). Der erste Term beschreibt die annähernd periodische Struktur der Abweichung und durch den zweiten Term wird die Abweichung von der Winkelhalbierenden $x_w = x_s$ berücksichtigt. Die verbleibenden Fehler bei der Ortsrekonstruktion nach Anwendung von Gleichung (4) auf die berechneten Schwerpunkte sind in Abb. 6.2 in Form eines Histogramms dargestellt.

Für die Richtung der längeren Padseite (entlang der Anodendrähte) ergibt sich im Vergleich zur Richtung quer zur Streamer-Tube eine größere systematische Abweichung des berechneten Schwerpunktes vom wahren Teilchenort. Der Zusammenhang zwischen diesen Größen läßt sich unter der Annahme einer konstanten freigesetzten Ladungsmenge q gut durch

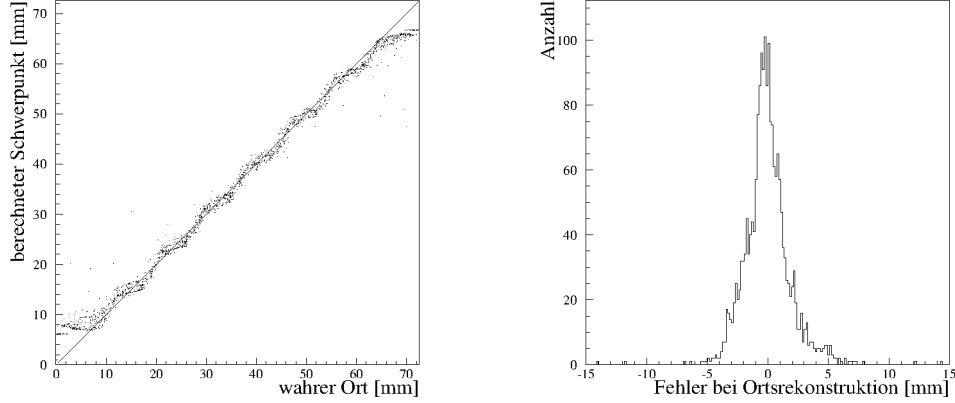


Abbildung 6.2: Berechneter Schwerpunkt in Abhängigkeit vom wahren Teilchenort für die Richtung quer zur Streamer-Tube. Die verbleibenden Fehler nach der Ortsrekonstruktion sind als Histogramm dargestellt.

$$y_s = A \sinh\left(\frac{y_w}{B}\right) \quad (5)$$

parametrisieren (s. Abb 6.3).

In Abb. 6.4 ist für den Bereich eines Pads entlang der Anodendrähte der berechnete Schwerpunkt gegen den wahren Teilchenort wieder für den Fall einer Landau-Verteilung der freigesetzten Ladungsmengen aufgetragen. Der Nullpunkt des Koordinatensystems entspricht dabei dem Padmittelpunkt. Um eine Abschätzung der Ortsauflösung zu erhalten, werden die Parameter von Gleichung (5) an die simulierten Werte nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt. Die systematischen Abweichungen der berechneten Schwerpunkte von den wahren Teilchenorten werden dann durch die Umkehrfunktion

$$y_w = B \operatorname{arsinh}\left(\frac{y_s}{A}\right) \quad (6)$$

korrigiert. Die Differenzen der so berechneten Orte und der zugehörigen wahren Orte sind in Abb. 6.4 als Histogramm dargestellt.

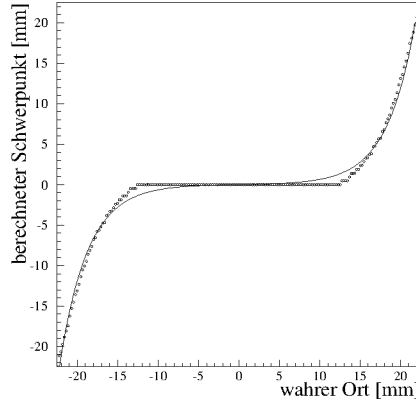


Abbildung 6.3: Zusammenhang zwischen berechnetem Schwerpunkt und wahrem Einfallsort für eine konstante freigesetzte Ladungsmenge q in Richtung entlang der Anodendrähte. Als Wert für die Ladung q wurde der Mittelwert der Landau-Verteilung gewählt. Die durchgezogene Linie zeigt die durch Gleichung (5) beschriebene Funktion nach Anpassung der Parameter an die simulierten Werte.

In der Simulation ergibt sich ein steilerer Abfall der auf den Pads gemessenen lateralen Ladungsverteilungen als bei Messungen mit den neuen Chip-Prototypen beobachtet wird. Gleichung (1) ist somit keine gute Beschreibung der realen Ladungsverteilung. Dies kann durch den Einfluß der Abdeckung der Streamer-Tube-Kammern mit graphitiertem PVC erklärt werden (s. Kapitel 2.1), der entgegen der gemachten Annahme nicht vernachlässigt werden darf.

Nach [Iar83] führt ein Kathodenmaterial mit einem Oberflächenwiderstand unterhalb des für volle Signaltransparenz minimal erlaubten Wertes zu einer Verbreiterung der Ladungsverteilung auf außerhalb der Streamer-Tube angebrachten Elektroden (z.B. Pads) bei konstant bleibendem totalen Ladungsintegral. Zur Verbesserung der Simulation kann der Einfluß der Kathode durch einen Skalierungsfaktor a für die Ladungsverteilung berücksichtigt werden:

$$\sigma_a(x, y) = -\frac{q}{2\pi a^2} \frac{h}{((x/a)^2 + (y/a)^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (7)$$

Die folgenden Abbildungen zeigen analog zu Abb. 6.2 bzw. Abb. 6.4 für das Beispiel eines Skalierungsfaktors $a = 3$ die berechneten Schwerpunkte in

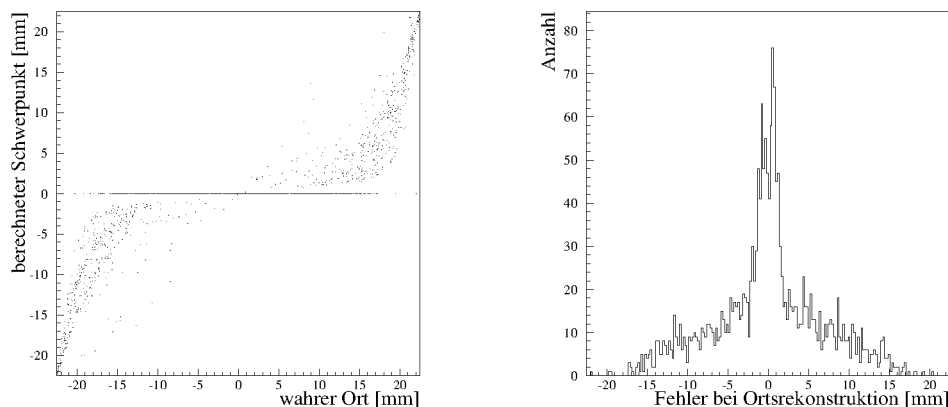


Abbildung 6.4: Berechneter Schwerpunkt in Abhängigkeit vom wahren Teilchenort für die Richtung entlang der Anodendrähte. Der berechnete Schwerpunkt 0 ergibt sich, wenn die freigesetzte Ladungsmenge q so klein ist, daß alle ansprechenden Pads die gleiche Koordinate in Richtung entlang der Anodendrähte besitzen.

Abhängigkeit vom wahren Teilchenort sowie die entsprechenden Histogramme mit den Fehlern bei der Ortsrekonstruktion. Der dynamische Bereich der Analog/Digital-Wandlung wurde dabei an die veränderte Ladungsverteilung wiederum durch Vergleich von einem simulierten mit dem experimentell für ein Pad bestimmten ADC-Spektrum angepaßt. Für einen Skalierungsfaktor $a = 3$ ergibt sich eine mittlere Anzahl von ca. 12 ansprechenden Pads. Zu einer genaueren Simulation der Ortsauflösung muß der Parameter a so gewählt werden, daß die Anzahl der im Mittel ansprechenden Pads mit einem experimentell bestimmten Wert übereinstimmt. Da diese Größe noch nicht gemessen worden ist, sind die Ergebnisse der Simulation für verschiedene Skalierungsfaktoren in Tabelle 6.1 dargestellt.

Insgesamt ergibt sich bei einer breiter werdenden Ladungsverteilung durch die höhere Anzahl ansprechender Pads eine steigende Ortsauflösung in Richtung entlang der Anodendrähte. Im Gegensatz dazu führt für die Richtung quer zu der Streamer-Tube eine steigende Anzahl ansprechender Pads zu einer erhöhten Streuung der berechneten Schwerpunkte an den Rändern der

Streamer-Tube, wodurch sich die Ortsauflösung verschlechtert.

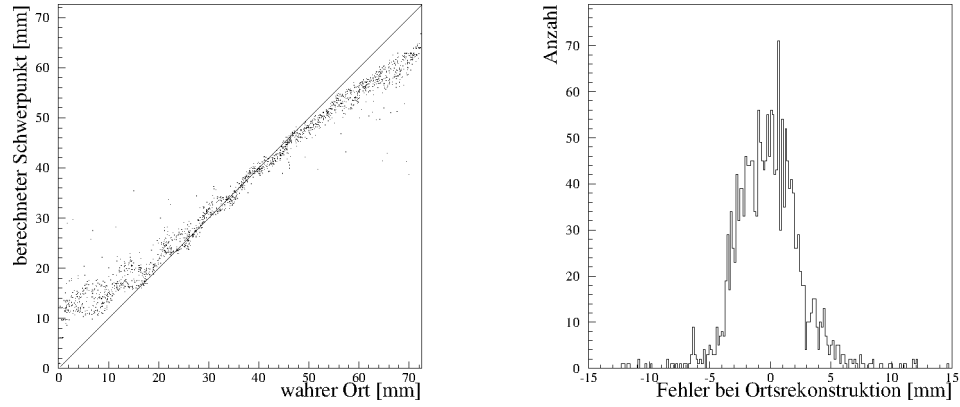


Abbildung 6.5: Berechneter Schwerpunkt in Abhängigkeit vom wahren Teilchenort für die Richtung quer zur Streamer-Tube, Skalierungsfaktor $a = 3$. Auffällig sind die Abweichungen dieser Größen an den Rändern der Streamer-Tube.

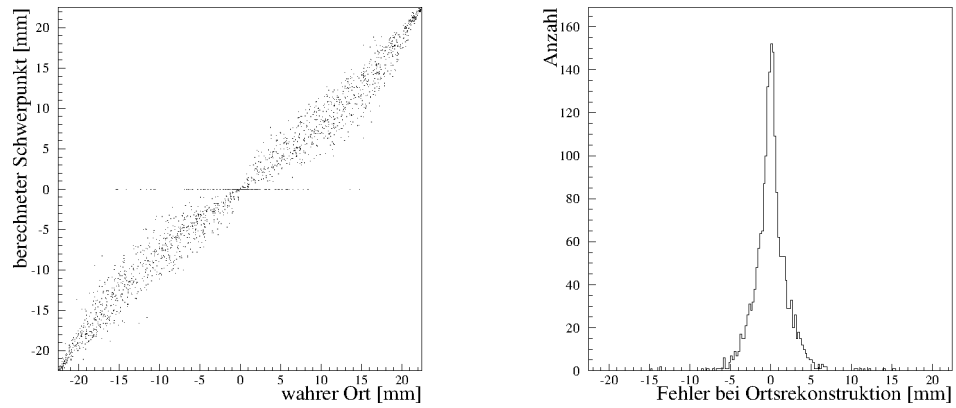


Abbildung 6.6: Berechneter Schwerpunkt in Abhängigkeit vom wahren Teilchenort für die Richtung entlang der Anodendrähte, Skalierungsfaktor $a = 3$.

Faktor a	σ_x [mm]	σ_y [mm]	$\bar{n}_{Pads}$
1	1,9	6,7	4,6
1,5	2,0	5,0	6,1
2	2,2	3,6	8,0
2,5	2,4	2,8	9,6
3	2,7	2,1	11,5

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Simulation für verschiedene Skalierungsfaktoren; σ_x bzw. σ_y bezeichnen die Standardabweichungen der Differenzen von rekonstruierten und wahren Teilchenorten, $\bar{n}_{Pads}$ steht für die mittlere Anzahl ansprechender Pads.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit beschreibt Vorbereitungen zum Aufbau eines Streamer-Tube Detektors, der zur Messung von geladenen Teilchen im Schwerionenexperiment WA98 eingesetzt werden soll. Die Aufgaben des Detektors als eigenständiger Multiplizitätsdetektor und als Veto-Detektor für das Bleiglaskalorimeter LEDA erfordern eine gute Ortsauflösung. In den Vorgängerexperimenten WA80 und WA93 wurden Streamer-Tube Detektoren eingesetzt, von deren Auslese-Pads nur die Information vorlag, ob ein influenziertes Ladungssignal oberhalb einer Schwelle lag. Im Vergleich dazu soll im WA98-Experiment mit Hilfe eines neu entwickelten Auslese-Chips durch die Digitalisierung der Padladungen eine genauere Ortsbestimmung und eine bessere Trennung wirklicher Signale vom Rauschuntergrund erreicht werden.

Streamer-Tubes können im Proportional- und im Streamermodus betrieben werden. Für die Streamer-Tubes im WA98-Experiment war zunächst der Proportionalmodus vorgesehen, um so im Vergleich zum Streamermodus eine höhere Anzahl der in den Schwerionenkollisionen entstehenden geladenen Teilchen ohne Verlust der Nachweiswahrscheinlichkeit messen zu können. Unter Verwendung konventioneller Ausleseelektronik (Vorverstärker, Hauptverstärker) konnte bei vorbereitenden Messungen gezeigt werden, daß bei der Pad-Auslese von Proportionalpulsen ein hinreichend großer Signal-Rausch Abstand erreicht werden kann. An Pads mit einer Größe von $2\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ wurden dabei Ladungsmengen im Bereich von 40-160 fC festgestellt, wobei Rauschsignale unterhalb von 2 fC lagen.

Bei Tests, die im Rahmen einer Strahlzeit am CERN durchgeführt worden sind, konnten jedoch mit Prototypen des Auslese-Chips aufgrund hoher Rauschsignale keine Proportionalpulse gemessen werden. Im nachhinein wurden Fehler der Chip-Prototypen als Ursache für das Rauschen identifiziert. Diese Fehler konnten in einem angemessenen zeitlichen und finanziellen Rahmen

nicht beseitigt werden, so daß die Streamer-Tubes im WA98-Experiment im Streamermodus betrieben werden.

Die von Streamerentladungen auf den Pads influenzierten Ladungsmengen müssen auf den dynamischen Bereich des Auslese-Chips abgeschwächt werden. Bei der Teststrahlzeit durchgeführte Messungen zeigen, daß die naheliegende Idee einer Vergrößerung des Abstandes zwischen Streamer-Tube und Auslese-Board keine geeignete Lösung darstellt. Die Abschwächung der Streamersignale wird deswegen über Widerstände zwischen den Pads und der Masse der Ausleseelektronik realisiert.

Ein weiteres Ergebnis der Strahlzeit ist, daß sich ab Winkeln von 20° zwischen einer Streamer-Tube und der Ebene senkrecht zu einfallenden Teilchen keine wesentliche Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit steigendem Winkel ergibt. Im WA98-Experiment variiert dieser Winkel zwischen ca. 30° für Streamer-Tubes in der Nähe der Strahlachse und ca. 22° für außenliegende Streamer-Tubes, so daß sich für die gesamte Fläche des Streamer-Tube Detektors eine nahezu konstante Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt. Die in der Teststrahlzeit erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit lag knapp über 90 %.

Während der Teststrahlzeit bestand keine Möglichkeit, die mit den Streamer-Tubes erreichbare Ortsauflösung zu messen. Im Rahmen eines einfachen Modells ist die Ortsrekonstruktion mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation untersucht worden. Dabei erhält man eine Abschätzung der Ortsauflösung in Abhängigkeit von einem freien Parameter, der über die Messung der mittleren Anzahl bei einer Streamerentladung ansprechender Pads festgelegt werden kann.

Der Streamer-Tube Detektor wird zum ersten Mal bei einer Blei-Strahlzeit im Herbst 1995 zum Einsatz kommen. Hinsichtlich der Aufgaben des Detektors im WA98-Experiment ist es notwendig, die erreichbare Ortsauflösung experimentell zu bestimmen. Ferner muß das Verhalten des Detektors bei den durch die Schwerionenreaktionen erzeugten hohen Teilchenraten untersucht werden. Dies schließt die Frage ein, inwieweit nah beieinander liegende geladene Teilchen noch getrennt nachgewiesen werden können.

A. Anhang

A.1 Rapidität und Pseudorapidität

Die hohen Teilchengeschwindigkeiten bei ultrarelativistischen Schwerionenexperimenten machen eine Anwendung der speziellen Relativitätstheorie notwendig. Die relativistische Energie-Impuls Beziehung für ein freies Teilchen lautet in Einheiten mit $c = 1$, die auch im folgenden verwendet werden:

$$E^2 = m_0^2 + p^2 \quad (1)$$

E ist die Gesamtenergie des Teilchens, m_0 die Ruhemasse und p der Dreierimpuls. Der Dreierimpuls p wird in Schwerionenexperimenten in eine Komponente $p_{\parallel}$ parallel und $p_{\perp}$ senkrecht zur Strahlachse aufgeteilt. Zur Beschreibung von longitudinalen Teilchengeschwindigkeiten wird eine dimensionslose Größe, die Rapidität y eingeführt:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \quad (2)$$

Wie die longitudinale Geschwindigkeit $v_{\parallel}$ eines Teilchens hängt die Rapidität vom gewählten Bezugssystem ab. Sie hat jedoch anders als $v_{\parallel}$ die Eigenschaft, sich unter Lorentz-Transformationen additiv zu verhalten. Damit ist die Form der Rapiditätsverteilung einer Größe, z.B. der Multiplizität, unabhängig vom Bezugssystem.

Im nicht-relativistischen Grenzfall ist die Rapidität annähernd gleich der longitudinalen Geschwindigkeit eines Teilchens gemessen in Einheiten von c .

Aus der Definition der Rapidität folgen Beziehungen zur Gesamtenergie E und zum longitudinalen Impuls $p_{\parallel}$ eines Teilchens:

$$\begin{aligned} E &= m_{\perp} \cosh y \\ p_{\parallel} &= m_{\perp} \sinh y \end{aligned} \quad (3)$$

Dabei bezeichnet $m_{\perp} = \sqrt{m_0^2 + p_{\perp}^2}$ die *transversale Masse* des Teilchens.

Im Grenzfall $E \gg m_0$ kann die Rapidität durch die *Pseudorapidität*

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_{\parallel}}{p - p_{\parallel}} \\ &= -\ln \left[\tan \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right]\end{aligned}\tag{4}$$

angenähert werden.

Die experimentelle Bestimmung der Pseudorapidität ist einfacher als die der Rapidität, da im Laborsystem nur der Winkel Θ der Teilchenbahn relativ zur Strahlachse gemessen werden muß. Analog zu Gleichung (3) ergeben sich die Beziehungen

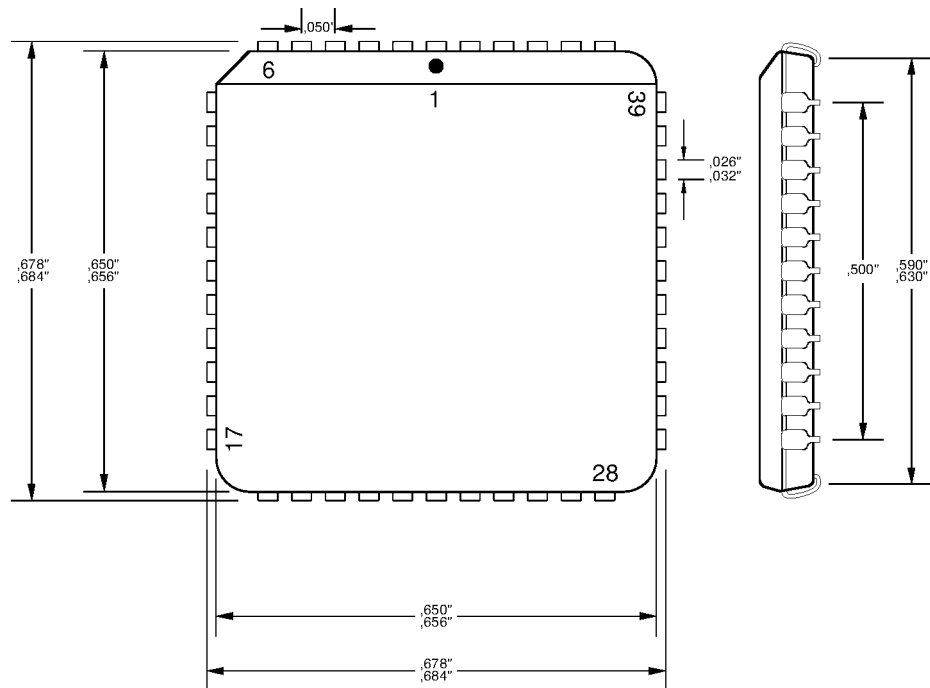
$$\begin{aligned}p &= p_{\perp} \cosh \eta \\ p_{\parallel} &= p_{\perp} \sinh \eta.\end{aligned}\tag{5}$$

A.2 Pinbelegung des Auslese-Chips

Eine Aufsicht und eine Seitenansicht des Auslese-Chips sind in Abb. A.1 zusammen mit der Belegung der einzelnen Pins dargestellt. Die Bezeichnungen **a-in 0** bis **a-in 15** stehen für die 16 analogen Eingänge. Die Pins **d-in 0** bis **d-in 6** und **d-out 0** bis **d-out 6** sind die digitalen Ein- bzw. Ausgänge, durch die benachbarte Chips zur Übertragung der Daten verbunden werden. Um das X4-Signal an Pin 27 messen zu können, muß Pin 28 mit der Chipmasse verbunden werden.

A.3 Das Auslese-Board

In Abb. A.2 sind Vorder- und Rückseite des Auslese-Boards dargestellt. Zum Auslese-Board gehören zusätzlich zwei nicht sichtbare Schichten zur Masseabschirmung der Pads und zur Führung der Chip-Versorgungsspannungen. Die Leitungen für das Trigger- und Clock-Signal werden durch Masseleitungen abgeschirmt, um ein Übersprechen auf die Chips und auf andere Signalleitungen zu verhindern. Die zur Abschwächung der Ladungssignale verwendeten Widerstände und Kondensatoren sind in Abb. A.2 nicht eingezeichnet.



1	clock	2	reset	3	trigger	4	d-in 6
5	d-in 5	6	d-in 4	7	d-in 3	8	d-in 2
9	d-in 1	10	d-in 0	11	a-in 7	12	a-in 6
13	a-in 5	14	a-in 4	15	a-in 3	16	a-in 2
17	a-in 1	18	a-in 0	19	shaping control (dac 2)	20	nc
21	nc	22	VDD analog	23	Ref-low (dac 1)	24	Ref-high (dac 0)
25	VDD digital	26	GND	27	X4 test i/o	28	X4 test enable
29	a-in 8	30	a-in 9	31	a-in 10	32	a-in 11
33	a-in 12	34	a-in 13	35	a-in 14	36	a-in 15
37	d-out 0	38	d-out 1	39	d-out 2	40	d-out 3
41	d-out 4	42	d-out 5	43	d-out 6	44	start word control

Abbildung A.1: Pinbelegung des MSACII-Chips.

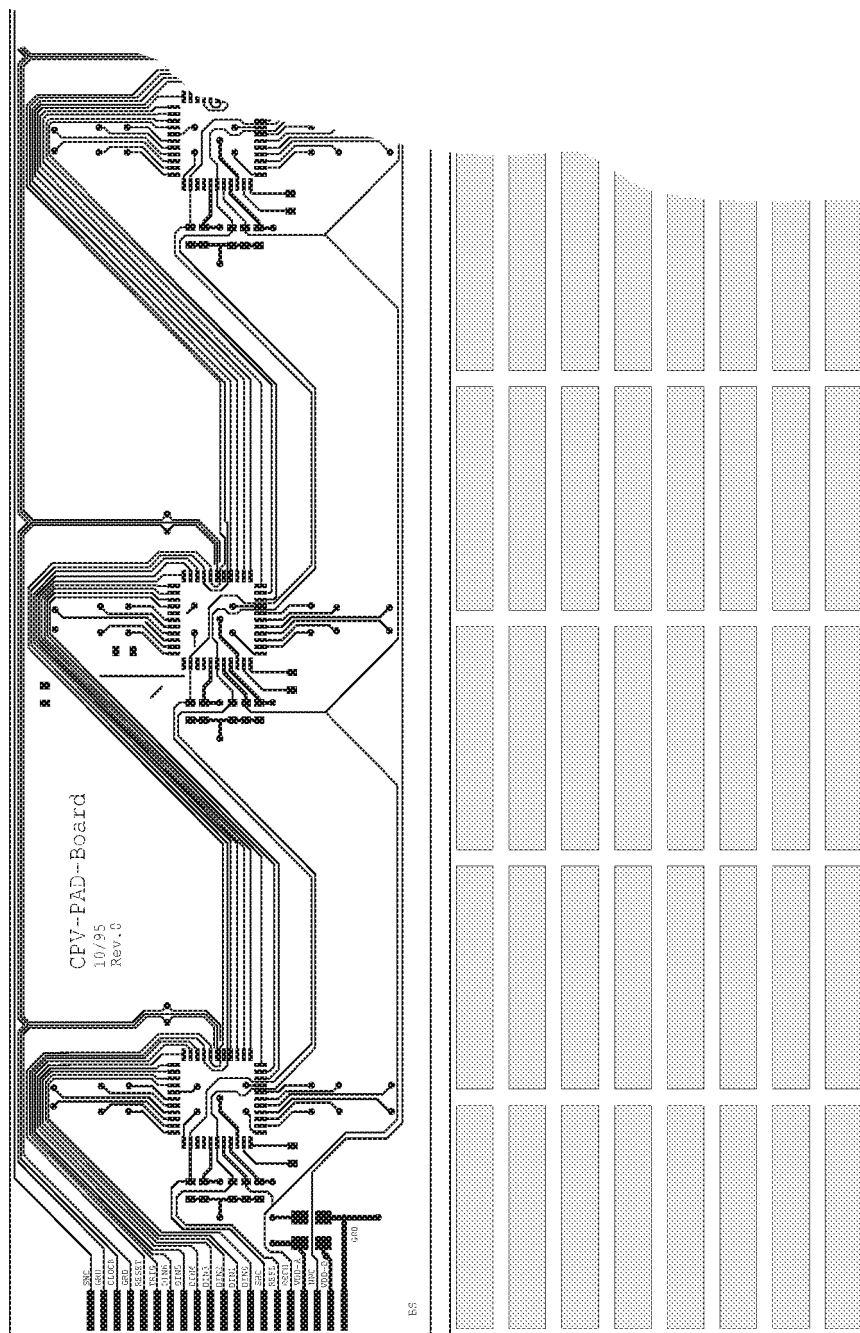


Abbildung A.2: Vorder- und Rückseite des Auslese-Boards zur Padauslese der Streamer-Tubes. Das Board hat eine Größe von 450 mm × 80 mm. Die Ausmaße der auf der rechten Seite erkennbaren Pads betragen 42 mm × 7 mm, wobei jeweils ein Zwischenraum von 3 mm zwischen angrenzenden Pads vorhanden ist.

Literaturverzeichnis

- [Alb89] R. Albrecht, R. Bock, G. Claesson, H. H. Gutbrod, J. Hoffmann, B.W. Kolb, U. Kopf, A. Loos, I. Lund, M. Marquardt, A. Przybyla, R. Schulz und T. Siemiarczuk, Nucl. Instr. and Meth. **A276** (1989) 131-139
- [Ata82] M. Atac, A. Tollestrup, und D. Potter, Nucl. Instr. and Meth. **200** (1982) 345-354
- [Awe89] T. C. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 479
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **A203** (1982) 189
- [Bat79] G. Battistoni et al., *Proposal for an experiment on nucleon stability*, Frascati-Milano-Torino (1979)
- [Bat80] G. Battistoni, U. Denni, E. Iarocci, G. Mazzenga, G. Nicoletti, L. Trasatti, Nucl. Instr. and Meth. **176** (1980) 297-303
- [Bau84] R. Baumgart, C. Grupen, U. Schäfer, Nucl. Instr. and Meth. **222** (1984) 448-457
- [Ber90] F. Berger, *Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1990
- [Ber92] F. Berger, D. Bock, G. Clewing, L. Dragon, R. Glasow, G. Hölker, K. H. Kampert, T. Peitzmann, M. Purschke, B. Roters, R. Santo, K. Steffens, D. Stüken und A. Twyhues, Nucl. Instr. Meth **A321** (1992) 152-164

- [Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983), 140-151
- [Cha88] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. **A269** (1988) 142
- [Cse94] L.P. Csernai, *Introduction to relativistic heavy Ion collisions*, John Wiley & Sons, 1994
- [Fra95] J.R. Fransens, *Pad readout project version 2*, Centrum voor Technische Informatica, Groningen, 1995
- [Hov82] L. van Hove, Phys. Lett. **118B** (1982) 138-140
- [Iar83] E. Iarocci, Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983) 30-42
- [Izy91] M. Izycki et al., Nucl. Instr. and Meth. **A310** (1991) 98
- [Leo87] R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1987
- [Lou94] S. Louw, *Performance of a Multistep avalanche chamber with electronic pad readout*, diploma thesis, KVI Groningen, 1994
- [Mat86] T. Matsui und H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416-422
- [Mül94] B. Müller, *Physics and Signatures of the Quark-Gluon Plasma*, Preprint, NUCL-TH-9410005, 1994
- [Nol90] W. Nolting, *Grundkurs: Theoretische Physik, 3. Elektrodynamik*, Zimmermann-Neufang, 1990
- [Ott93] I. Otterlund, *Physics of relativistic nuclear collisions*, In H. H. Gutbrod und J. Rafelski, Herausg., *Particle Production in highly excited matter*, 57-87, NATO ASI Series, 1993
- [Per87] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987
- [Raf95] J. Rafelski, J. Letessier, A. Tounsi, *QGP formation and strange antibaryons*, Preprint, AZPH-TH/95-16, 1995

- [Sch88] J. Schukraft, *Proceedings zu XIXth International Symposium Multiparticle Dynamics 1988*, Arles, 13.-17. Juni, World Scientific, Singapore, 1988
- [Sch94a] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitorsystems für ein modulares Bleiglaskalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, Mai 1994
- [Sch94b] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, April 1994
- [Sin90] B. Sinha, S. Pal, S. Raha, *Quark-Gluon Plasma*, Springer-Verlag, 1990
- [Ste91] P. Steinhäuser, *Test und Funktion der Streamer-Tube-Detektoren im WA80-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, März 1991
- [Sto95] R. Stock, *Der Blei-Strahl am CERN-SPS*, Physikalische Blätter 6, Juni 1995
- [Sun94] R. Sundblad, *Preliminary specifications for Streamer-Tube readout circuit, MSACII*, 1994
- [WA-98] WA98-Collaboration, *Proposal for a large acceptance hadron and photon spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260, 1991
- [Won94] C. Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, 1994
- [You89] G. R. Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 503

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die Ermöglichung von lehrreichen Aufenthalten am CERN.

Bei Herrn Prof. Dr. K. H. Kampert möchte ich mich für die Klärung vieler Fragen und hilfreiche Hinweise bedanken.

Für die Betreuung der Arbeit und viele anregende Diskussionen bedanke ich mich bei Herrn Dipl.-Phys. C. Barlag.

Bei Herrn Dr. T. Peitzmann bedanke ich mich für die Durchsicht des Manuskriptes.

Herrn N. Heine und Herrn W. Verhoeven danke ich für die gute Zusammenarbeit bei der technischen Planung des Streamer-Tube Detektors.

Für den Einsatz bei den Untersuchungen des Auslese-Chips und die angenehme Zusammenarbeit möchte ich Herrn Dr. L. Carlen, Herrn Dr. H. Å. Gustafsson und Herrn Dr. A. Oskarsson von der Universität Lund danken.

Ebenso möchte ich mich bei Dipl.-Phys. C. Blume, Dipl.-Phys. D. Bock, Dipl.-Phys. E. M. Bohne, Dipl.-Phys. D. Bucher, Dipl.-Phys. A. Claussen, H. Feldmann, Dr. R. Glasow, S. Kees, Dipl.-Phys. J. Langheinrich, Dipl.-Phys. T. Lister, R. Ottenhues, A. Röhring, Dipl. Phys. H. Schlagheck, Dipl. Phys. D. Stüken für die Unterstützung und die gute Zusammenarbeit bedanken.

*Hiermit bestätige ich, daß ich diese Arbeit selbständig
verfaßt und keine anderen als die angegebenen
Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.*

Münster, 28. September 1995

Klaus Reygers