Tests von Auslesechips
für Mikrostreifengaskammern
und Kammertest im Teilchenstrahl

Die Diplomarbeit wurde von Tobias Beckmann ausgeführt am

Physikalischen Institut der Universität Heidelberg

unter der Betreuung von Herrn Prof. Dr. F. Eisele

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Tobias Beckmann aus Celle

September 1996

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das HERA-B Experiment, das am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg durchgeführt wird, soll erstmals im Mesonensystem $B^0\overline{B^0}$ die *CP-Verletzung* nachweisen. Bis zum Jahresanfang 1998 soll der Aufbau des kompletten Detektors abgeschlossen sein, der in den bestehenden HERA-Beschleuniger integriert wird. Das Physikalische Institut der Universität Heidelberg ist an diesem Experiment maßgeblich beteiligt: Mikrostreifengaskammern (MSGCs) für das Innere Spurkammersystem werden entwickelt, und in Kooperation mit dem Heidelberger Max-Planck-Institut für Kernphysik auch die zugehörige Ausleseelektronik in ASIC-Technologie.

Die vorliegende Diplomarbeit befaßt sich mit den Verstärkern für die Auslese der Mikrostreifengaskammern (MSGCs) und dem vorderen analogen Signalpfad. Der Pfad beginnt mit der Ladung, die aus der MSGC auf das *Gate* des ladungsempfindlichen Vorverstärkers fließt und von diesem in eine Spannung integriert wird. Eine Pulsformerstufe schließt sich an, bevor die Pulshöhe in einem Ringspeicher (*Pipeline*) zwischengespeichert wird. Von einem Teil der Kanäle werden Triggersignale abgeleitet. Hierzu dient ein Spannungsschwellen-Trigger, der als getakteter Komparator realisiert wurde.

Das erste Kapitel geht auf das HERA-B-Experiment und dessen Anforderungen an das Innere Spurkammersystem und dessen Auslesechips ein.
Das zweite Kapitel befaßt sich mit den noch in der Entwicklung befindlichen Mikrostreifengaskammern. Es werden die für die Verstärker wichtigen Eigenschaften diskutiert.
Der Auslesechip im allgemeinen und der eigentliche Verstärker mit Komparator im speziellen werden im dritten Kapitel erläutert.
In Kap.4 werden Eigenschaften des Verstärkers wie Einflüsse der Bias-Einstellungen, Rauschen, Strahlenhärte, Linearität, Homogenitäten sowie der Komparator untersucht. Die Meßergebnisse werden mit Simulationen verglichen.
Eigenschaften, die sich aus der Kopplung des Helix-Verstärkers an die MSGCs ergeben, werden im fünften und sechsten Kapitel untersucht. Hier wird getestet, wie gut sich die im Labor mit Testpulsen erzielten Ergebnisse auf den Betrieb mit einer MSGC übertragen lassen. Hierzu wurden die MSGCs sowohl mit γ-Quanten als auch mit Pionen bestrahlt. Ein Systemtest von MSGCs und Verstärkern im Pionenstrahl brachte Erkenntnisse über Effizienz, Orts- und Zeitauflösung der Kammern, sowie über den Effizienzverlust zerstörter Anodenstreifen der MSGCs.
Mit der Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick schließt die Arbeit im siebten Kapitel ab.

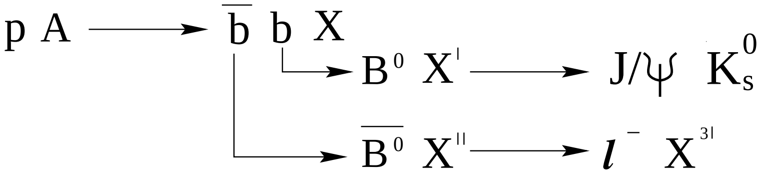
Kapitel 1

Das HERA-B-Experiment

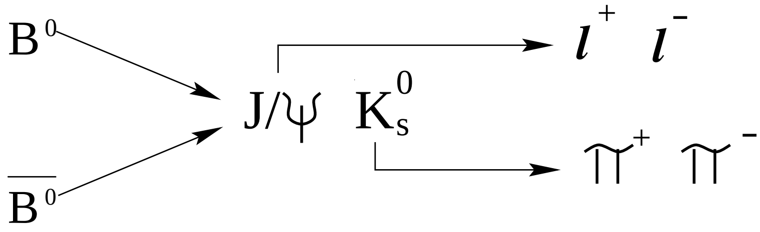
Das HERA-B-Experiment soll die CP-Verletzung im System der $B^0 - \overline{B^0}$-Mesonen nachweisen. Unter anderem werden die Zerfallskanäle $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, $\overline{B^0} \rightarrow J/\psi K_s^0$ untersucht [21]. CP-Verletzung ist nachgewiesen,wenn eine Asymmetrie in den Verzweigungsverhältnissen $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ verglichen mit $\overline{B^0} \rightarrow J/\psi K_s^0$ gemessen wird.
Bei HERA-B handelt sich um ein Experiment am ep-Ring des DESY, das den Protonenstrahl parasitär nutzt, welcher Protonen mit einer Energie von 820GeV produziert. Die Protonen treffen auf ein *Target* aus acht Drähten, die am Rande des Teilchenstrahles montiert werden. Dadurch werden nur Protonen auf instabilen, divergenten Bahnen zur Kollision gebracht, die für die anderen HERA-Experimente (H1, HERMES, ZEUS) verloren sind.
Der Anteil der produzierten B-Mesonen ist im Vergleich zu sonstigen inelastischen Wechselwirkungen sehr klein (10^{-6}). Weitere Faktoren (siehe unten) verkleinern den Unterdrückungsfaktor auf insgesamt 10^{-12}. Dieses stellt die Hauptschwierigkeit des Experimentes dar.
Die beiden folgenden Abschnitte stellen die CP-Verletzung im Experiment und den Detektor im Ganzen vor (für detaillierte Informationen siehe [5] und [6]). Der Schwerpunkt dieses Kapitels beschäftigt sich mit dem Inneren Spurkammersystem und mit den Anforderungen von HERA-B an die MSGCs und deren Ausleseelektronik.

1.1 CP-Verletzung im Mesonensystem $B^0 - \overline{B^0}$

Die Ladungskonjugation C ist eine Transformation, die Teilchen in ihre Antiteilchen überführt. Die Paritätstransformation ist eine Spiegelung eines physikalischen Systems am räumlichen Ursprung. Das Produkt aus Ladungskonjugation und Paritätsänderung nennt man "CP" (<u>c</u>harge conjugation und <u>p</u>arity). Das einzige bis heute bekannt gewordene System, in dem CP-Verletzung gefunden wurde, ist das der K-Mesonen $K^0/\overline{K^0}$. Mit dem HERA-B-Experiment will man die CP-Verletzung auch im System der B-Mesonen nachweisen.
Mit einem Anteil von $\frac{B^0-Produktion}{sonst.inelast.WW} \approx 10^{-6}$ werden die benötigten $B^0\overline{B^0}$-Paare aus Proton-Kern-Kollisionen erzeugt. Diese können dann wie folgt zerfallen:



Der eingezeichnete Zerfallskanal für das B^0-Meson ist auch für das $\overline{B^0}$ möglich. Nachgewiesen werden das J/ψ und das K_s^0 über deren Zerfälle in Leptonen und Pionen:



In den Leptonenpaaren (l^+l^-) sind Myonen und Elektronen eingeschlossen. Um entscheiden zu können, ob ein B^0 oder sein Antiteilchen zerfallen sind, nutzt man aus (siehe erstes Bild), daß beim Zerfall von B-Mesonen in Leptonen das B^0 in negative, das $\overline{B^0}$ dagegen in positiv geladene Leptonen zerfällt.
Ausgewählt wurde der Zerfallskanal, weil $J/\psi K_s^0$ ein CP-Eigenzustand ist, so daß der Vergleich der B^0 mit den $\overline{B^0}$ Zerfällen direkt eine CP-Verletzung nachweist. Sie äußert sich in einem zeitabhängigen Unterschied der beiden Zerfallsraten. Der Zerfall hat sehr gute Signaturen, so daß darauf leicht getriggert werden kann [5].

1.2 Der Detektor

Der HERA-B-Detektor (Abb.1.1) besteht aus den folgenden Komponenten und Subdetektoren:

- Siliziumvertexdetektor (SVD)
- Inneres Spurkammersystem (IT)
- Äußeres Spurkammersystem (OT)
- Magnetisches Spektrometer
- Čerenkov-Licht-Zähler (RICH)
- Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)
- Myonen-Detektor

Mit den Siliziumvertexdetektoren werden der genaue Wechselwirkungspunkt (Vertex) und die Sekundärvertices der B-Mesonen lokalisiert. Das Innere und Äußere Spurkammersystem dient zur Spurrekonstruktion, und zusammen mit dem Dipolmagneten als magnetisches Spektrometer zur Impulsmessung. Mit dem Čerenkov-Licht-Zähler werden Pionen, Kaonen und Protonen unterschieden. Das elektromagnetische Kalorimeter dient zur Identifizierung von Elektronenpaaren und am Ende des Detektors identifiziert der Myonen-Detektor Myonen.
Die Abb.1.1 zeigt einen Längsschnitt des Detektors. Der Protonenstrahl kommt von rechts und trifft dort auf das Metall-Target. Um das Targetherum sind die Silizum-Vertex-Detektoren angeordnet. Wegen der hohen Energien und des damit verbundenen Lorentz-Boosts sind die Spuren stark in Vorwärtsrichtung gerichtet. Auf diesen Bereich beschränken sich die Detektorkomponenten. Dicht an der Strahlachse befindet sich das Innere und um dieses herum das Äußere Spurkammersystem. Deutlich zu erkennen sind der Dipolmagnet, der Čerenkov-Licht-Zähler in der Mitte und links der massive Myonendetektor.

1.3 Unterdrückungsfaktoren der gewünschten Ereignisse

In Tab.1.1 wird eine Abschätzung über den Anteil der erwarteten auswertbaren Ereignisse des Zerfallkanals $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ im Vergleich zu den inelastischen Ereignissen gegeben [27].
Es ergibt einen Unterdrückungsfaktor der gewünschten Ereignisse gegenüber den inelastischen

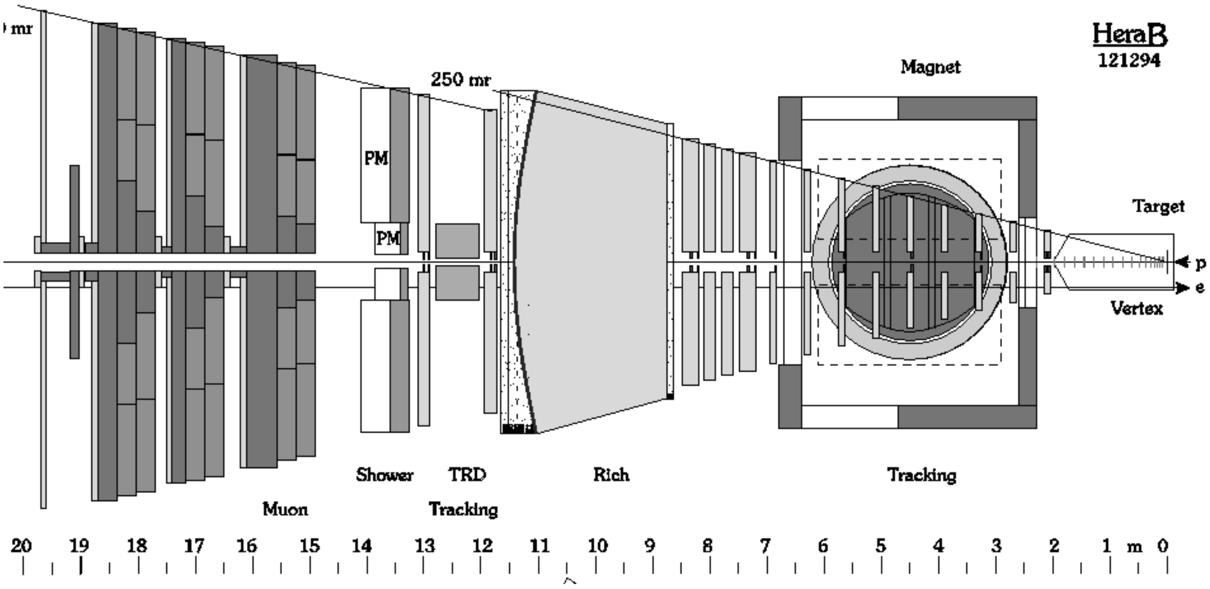


Abbildung 1.1: Schnitt durch den HERA-B-Detektor. Der Protonenstrahl kommt von rechts. Dort ist der Vertex mit den Siliziumstreifenzählern. Es schließt sich der Magnet mit den beiden Spurkammersystemen an. Darauf folgen der Čerenkov-Licht-Zähler, das elektromagnetische Kalorimeter und ganz links der Myonen-Detektor.

Wechselwirkungen von $\approx 10^{-12}$. Um eine signifikante Aussage über die CP-Verletzung machen zu können, werden $\approx$1000 Ereignisse benötigt. Damit kommt man zu einer Gesamtzahl von schätzungsweise 10^{15} Wechselwirkungen.
Die Kollisionsrate der Teilchenpakete (*Bunch-Crossing*) beträgt am HERA-Ring 10.4MHz. Man erwartet zwei bis vier Wechselwirkungen pro *Bunch-Crossing*. Dieses entspricht einer Wechselwirkungsrate von $\approx$30MHz. Mit einem geschätzten Betriebsanteil des Strahls und Experiments von 30% erreicht man eine jährliche Experimentierzeit von $\approx 1 \cdot 10^7$s. Eingehalten werden kann diese Zeitdauer aber nur bei totzeitfreier Auslese. Um sie nicht zu erhöhen, ist eine Elektronik mit mehreren Zwischenspeichern nötig. Die hohe Datenrate verlangt eine Elektronik mit mehreren Triggerstufen.

Zerfall/Auswerteschritt	Unterdrückungsfaktor
$p\overline{p} \longrightarrow b\overline{b}$	$\approx 10^{-6}$
$b\overline{b} \longrightarrow b\overline{d}(d\overline{b})$	0.8
$B^0 \longrightarrow J/\psi K_s^0$	$5 \cdot 10^{-4}$
$J/\psi \longrightarrow l^+l^-$	0.06
$K_s^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$	0.69
Trigger (e/μ)	0.62 / 0.45
$\sum$ aus Spurrek, Fits, Schnitten (e/μ)	0.27 / 0.19
Unterdrückung insgesamt	$\approx 10^{-12}$

Tabelle 1.1: Aufstellung der Unterdrückungsfaktoren der gewünschten Ereignisse gegenüber der inelastischen Wechselwirkungsrate.

Die Multiplizität der Spuren pro *Bunch-Crossing* beträgt ≈120. Daher muß die Granularität der Kanäle besonders in der Nähe des Strahlrohrs klein sein, verbunden mit einer großen Strahlenhärte der Elektronik und Detektoren. Es ist vorgesehen, sie während der Experimentierzeit nicht auszutauschen.

1.4 Die Rolle des Inneren Spurkammersystems

Das Innere Spurkammersystem (IT) besteht im radialen Abstand 6cm$\leq r_{MSGC} \leq$ 25cm vom Strahlrohr aus Mikrostreifengaskammern (MSGCs). Für Radien r_{SVD} <6cm werden wie im Vertexdetektor im Bereich des Magneten Siliziumstreifenzähler eingesetzt.Das Innere Spurkammersystem deckt eine Fläche von $A_{IT} \approx 10m^2$ ab, im Gegensatz zur Fläche des Äußeren Spurkammersystems (OT) von $A_{OT} > 500m^2$. Obwohl die Fläche viel kleiner ist als die des OT, werden aufgrund der nach außen abnehmenden Spurdichte ($\rho_{track} \sim \frac{1}{r^2}$) ≈50% aller Hits und etwa 40% aller Zerfallsspuren [8] von B-Mesonen im IT gefunden. Außer zur Spurrekonstruktion dient das Innere Spurkammersystem auch zur Erzeugung von Informationen für den Trigger der ersten Stufe (*First Level Trigger=FLT*).

1.4.1 Erzeugung von Informationen für den FLT

Ungefähr 74.000 Kanäle der MSGCs liefern die Informationen für den FLT. Die Ausgänge der analogen *Front-End*-Verstärker dieser Kanäle liegen an Komparatoren an, die die Spannungen mit einer vorgegebenen Schwellenspannung vergleichen. Der Komparator ist getaktet und wird mit dem Takt des HERA-Strahls synchronisiert. Jeweils vier benachbarte Signale werden zu einem Triggersignal verODERt. Ziel ist es, möglichst alle ionisierenden Teilchen zum Trigger beitragen zu lassen. Wegen des unvermeidbaren Rauschens ist aber eine Triggerschwelle notwendig. Sie muß die Signale vom Rauschen so gut wie möglich trennen. Dabei stellt sich die Frage, wie hoch die Effizienz und wie klein die Fehltriggerrate sein muß. Dieses behandeln die folgenden Abschnitte.

1.4.2 Pulsformen und Pulslängen

Alle 96ns gibt es durchschnittlich zwei bis vier Wechselwirkungen. Die Wahrscheinlichkeit, daß es in einem Kanal 96ns nach dem ersten ein weiteres Signal gibt (*Occupancy*), beträgt $w_{Occ} \leq 6\%$. Dieses folgende Signal soll detektiert werden können, ohne durch das vorhergehende Signal beeinflußt zu werden. Hierfür ist es notwendig, daß das erste Signal 96ns nach der Auslese, die möglichst im Pulsmaximum stattfinden sollte, wieder (vollständig) abgefallen ist. Aber auch wenn kein zweites Signal folgt, muß es nach 96ns mindestens unter der Schwellenspannung liegen, damit auf den Puls nicht zweimal getriggert wird. Diese Voraussetzungen sind notwendig, da bei HERA-B ein einfacher Schwellenwert-Komparator zur Erzeugung der Trigger eingesetzt wird.

Der Triggerzeitpunkt liegt mit verschobener, aber fester Phase zum Takt des HERA-Ringes, daß heißt zum Wechselwirkungszeitpunkt. Daher soll die maximale Pulshöhe immer zu einem festen Zeitpunkt relativ zum Strahltakt erreicht werden. Gleichzeitig wird die Pulshöhe in einer Pipeline gespeichert. Damit wird eine zur Ionisationsladung proportionale Pulshöhe ausgelesen.

Eine weitere Anforderung an die Pulse kommt durch elektromagnetische Einstreuungen und *Pick-up*. Die Amplituden der Kammersignale sollen möglichst groß sein, um ein hohes Signal/Rausch-Verhältnis erzielen zu können. Die Triggerschwelle selbst soll so liegen, daß möglichst auch alle kleinen Pulse getriggert werden, ohne Fehltrigger durch über der Schwelle liegende Rauschspannungen zu erhalten.

Aus den primären Anforderungen folgt weiterhin: Der Puls kann 96ns nach der Triggerauslese nur vollständig abgefallen sein, wenn er schnell ansteigt. Das wird in Kap.4 ausführlich diskutiert.

1.4.3 Effizienz

Die sehr hohe Gesamtunterdrückung der gewünschten Ereignisse in Höhe von 10^{-12} verlangt eine besonders hohe Effizienz des FLT. Je ineffizienter der Trigger ist, desto länger muß das Experiment laufen, um die gleiche Anzahl an gewünschten Ereignissen zu erhalten. Die Dauer des Experiments liegt bereits bei einigen Jahren und darf nicht weiter ansteigen, damit die Strahlenbelastung der Detektorkomponenten und die Betriebskosten nicht ansteigen.
Für einen ψ-Trigger werden gleichzeitig Signale von acht Kammerlagen benötigt. Die Triggereffizienz ist daher ϵ^8, wenn ϵ die Effizienz einer Triggerlage ist. Die Ineffizienz einer Triggerlage wirkt sich auf die gesamte Effizienz also mit der achten Potenz aus.
Außer der zur Primärionisation proportionalen Amplitude des Pulses und dem Rauschen, das Fehltrigger verursachen kann, hat die Pulsform einen großen Einfluß auf die Effizienz.
Hierzu wurden Simulationen [22] durchgeführt, deren Ergebnis die Abb.1.2 zeigt. Dargestellt ist die prozentuale Effizienz eines Schwellenwert-Triggers als Funktion der in Elektronen geeichten Schwelle, auf den die Filterfunktion des Helix-Verstärkers gegeben wurde.

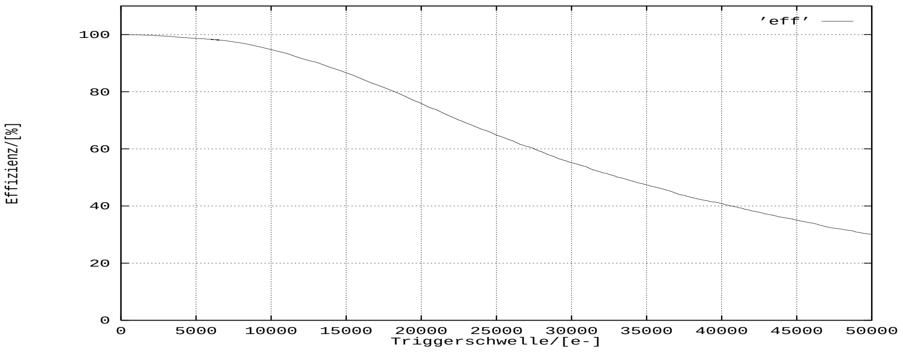


Abbildung 1.2: Simulationen [22] zur Effizienz des Diskriminator-Triggers als Funktion der Schwelle mit einer "Standard"-Pulsform des Helix-Verstärker (siehe Kap.3).

Bei einer Schwelle von 4150 Elektronen erhält man eine Effizienz von 99.0%, bei 6650 Elektronen eine von 98.0% und bei 9750 Elektronen eine von 95.0%. Der Vergleich der Spannung des Helix-Pulses mit der Komparatorspannung fand im Maximum der Helix-Amplitude statt.
Für die Filterfunktion des Helix-Verstärkers wurde die gemessene Pulsantwort auf einen δ-Puls mit der Standardeinstellung aus Kap.4 verwendet. Für die Berechnung der Effizienz wurden simulierte Pulsformen aus der MSGC (wie in Abb.2.4) mit der Filterfunktion der Helix-Verstärkers gefaltet. Da ein Puls im nachfolgenden Ereignis unter Umständen noch nicht ganz abgefallen ist und sich mit dem nachfolgenden Signal überlagert, wurden in zeitlicher Aufeinanderfolge 210 simulierte Pulsformen mit der Filterfunktion der Helix-Verstärkers gefaltet. Dabei wurde eine *Occupancy* von 5% angenommen. Der 211te Puls, der sich eventuell mit den Ausläufern der vorherigen Pulse überlagert, wurde für die Berechnung der Effizienz verwendet, indem die Pulshöhe im Maximum mit der Triggerschwelle verglichen wurde. Nähere Informationen erhält man bei [22].

1.4.4 Teilchenraten, Granularität, Strahlenhärte

Pro *Bunch-Crossing* erwartet man bei zwei bis vier Wechselwirkungen bis zu 120 Spuren im Detektor. Diese befinden sich fast ausschließlich in einem Winkelbereich von weniger als 10^0 um die Strahlachse herum. Dabei ergeben sich Teilchenraten bis zu $1 \cdot 10^4 \frac{Hz}{mm^2}$ im Inneren Spurkammersystem. Um die Spuren und Ereignisse eindeutig rekonstruieren zu können, ist eine hohe Granularität

erforderlich. Die Granularität der MSGCs beträgt in horizontaler Richtung $\Delta x \approx 300\mu$m und in vertikaler Richtung $\Delta y \leq$1mm (siehe Kap.2).
Die Strahlenbelastung der dicht am Strahl eingesetzten MSGCs und Auslesechips wird auf eine Dosis von 100-400Gy pro Jahr geschätzt [15]. Die Strahlenbelastung erhöht das Rauschen und verringert die Verstärkung der Elektronik durch Veränderung der halbleitenden Materialien (Kap.4). Auch in den MSGCs treten Materialveränderungen auf, die die Eigenschaften der MSGCs verschlechtern, bis diese nicht mehr zu gebrauchen sind [29].

1.5 Triggerkonzept

HERA-B verwendet ein vierstufiges Triggerkonzept, das die Datenrate von 10MHz auf 100Hz reduziert. Mit dieser Rate werden die voll rekonstruierten Ereignisse auf Magnetbändern gespeichert. Die erste Triggerstufe (*First Level Trigger=FLT*) drückt die Datenrate von 10MHz um den Faktor 200 auf 50kHz, die zweite Stufe (*Second Level Trigger=SLT*) muß die Datenrate um mindestens einen Faktor 25 auf 2kHz reduzieren. Der Trigger der dritten Stufe (*Third Level Trigger=TLT*) erreicht eine weitere Unterdrückung der Datenrate um den Faktor 20. Die übrig gebliebenen Ereignisse werden von der dritten und vierten Triggerstufe vollständig rekonstruiert.
Weiterhin gibt es drei verschiedene Pretrigger: Einen für Elektronen, einen für Myonen und einen für Hadronen mit hohen transversalen Impulsen. Sie haben die Aufgabe, *Regions of Interest (RoI),* zu definieren und den FLT-Spuralgorithmus zu starten.

1.5.1 Elektronen-Pretrigger

Der Elektronen Pretrigger basiert ausschließlich auf der Analyse der Pulshöhen aus dem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL). Es werden *Cluster* gesucht, deren Größe 3 × 3 Zellen beträgt und die über der Schwellenspannung liegen. Es wird der geometrische Schwerpunkt der deponierten Energie ermittelt. Nach Simulationen [23] wird der Elektronen Pretrigger durchschnittlich ≈2 *RoI*s pro Ereignis liefern.

1.5.2 Myonen-Pretrigger

Eine Koinzidenz von Signalen der letzten beiden der insgesamt vier Myonenkammern führt zu einer *RoI* dieses Pretriggers. Um die Rate von der dritten zur vierten Myonenkammer nicht zu verringern, befindet sich dazwischen kein absorbierendes Materiel. Simulationen haben ergeben, daß pro Ereignis durchschnittlich 0.65*RoI*s des myonischen Pre-Triggers geben wird.

1.5.3 Pretrigger für Hadronen mit hohen transversalen Impulsen

Auch der hadronische Pretrigger basiert auf einer Koinzidenz von *Pad*-Kammern, allerdings werden drei Lagen verwendet. Nach Simulationen erwartet man pro Ereignis 2.2 *RoI*s.

1.5.4 Der *First Level Trigger*

Der FLT bekommt seine Startinformationen aus den verschiedenen Pretriggern. Ausgehend von den *RoI*s sucht er Teilchenspuren in vier Spurkammerlagen zwischen Magnet und Kalorimeter. Aus den rekonstruierten Spurparametern werden Teilchenimpulse und Spurwinkel gewonnen und erste Schnitte auf Spuren vorgenommen. Weiterhin werden Spurpaare gesucht, die 2-Teilchen-Massen berechnet und verschiedene Trigger-Bedingungen ermittelt.

Auf die Triggerstufen *Second Level Trigger, Third Level Trigger, Fourth Level Trigger* wird in dieser Arbeit nicht näher eingegangen.

Kapitel 2

Mikrostreifengaskammern (MSGCs)

Parallel zur der Entwicklung der *Front-End*-Elektronik werden am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg die Mikrostreifengaskammern (MSGCs) entwickelt.
Dieses Kapitel befaßt sich mit Aufbau und Funktionsweise der MSGCs. Des weiteren wird auf die sich ergebenden physikalischen Eigenschaften und Anforderungen an die Verstärker eingegangen.

2.1 MSGCs im HERA-B Experiment

HERA-B ist das erste Experiment, in dem bei sehr hohen Raten in großem Umfang MSGCs eingesetzt werden. Auch die Größe der einzelnen Kammern und die abgedeckte Gesamtfläche ist deutlich größer als bei bisherigen Experimenten. Weitere Herausforderungen in der Entwicklung sind die geforderte hohe Strahlenhärte sowie die Festigkeit gegen Hochspannungsüberschläge, die durch stark ionisierende Teilchen verursacht werden. Weitere Einzelheiten zu den in diesem Kapitel angesprochenen Punkten findet man in [29]. Viele der genannten Größen (Schichtdicken, Betriebsspannungen, etc.) sind noch nicht als die endgültigen Werte anzusehen.

In Richtung des Protonenstrahls beginnt direkt hinter dem Vertextank das Innere Spurkammersystem. Dessen Detektoren bestehen aus 153.000 MSGC-Kanälen (Anodenstreifen). Diese sind in 192 etwa $30 \times 30cm^2$ großen Kammern unterbracht. Es gibt 24 Doppellagen mit jeweils zwei Mal vier MSGCs. Jede Kammer hat bei einem Signalstreifenabstand von 300μm 768 Streifen (=Kanäle). Die Verstärker befinden sich in einem Abstand von ≈30cm von der Strahlachse entfernt an den Enden der Anodenstreifen. Neben vertikalen Streifen werden auch Kammern mit einem Stereowinkel von$\pm 5^0$ genutzt, um die vertikale Koordinate mit $\Delta y \approx$ 1mm zu messen. Abb.2.1 zeigt den Aufbau der MSGCs im Strahl. Gezeigt ist die Anordnung der vier Kammern in einer Lage mit den zugehörigen Auslesechips. Eine der beiden um 5^o gedrehten Stereolagen ist eingezeichnet.

2.2 Diamantbeschichtete MSGCs

2.2.1 Aufbau der diamantbeschichteten MSGCs

Den Querschnitt durch eine diamantbeschichtete MSGC zeigt Abb.2.2. Ein Glassubstrat ist mit einer einige Nanometer dicken hochohmigen Diamantschicht überzogen. Der Widerstand in dieser Schicht ist aber kleiner ist als der in dem Glassubstrat. Entscheidend ist außerdem die elektronische Leitfähigeit in dieser Schicht im Gegensatz zur ionischen Leitfähigkeit des Glases [29]. Die Elektrodenstruktur der MSGCs besteht aus abwechselnd auf dem beschichteten Glas aufgebrachten Anoden- und Kathodenstreifen. Die auf Masse liegenden Anoden werden ausgelesen, die Kathoden liegen über Schutzwiderstände an negativer Hochspannung. Über den Elektroden befindet sich ein

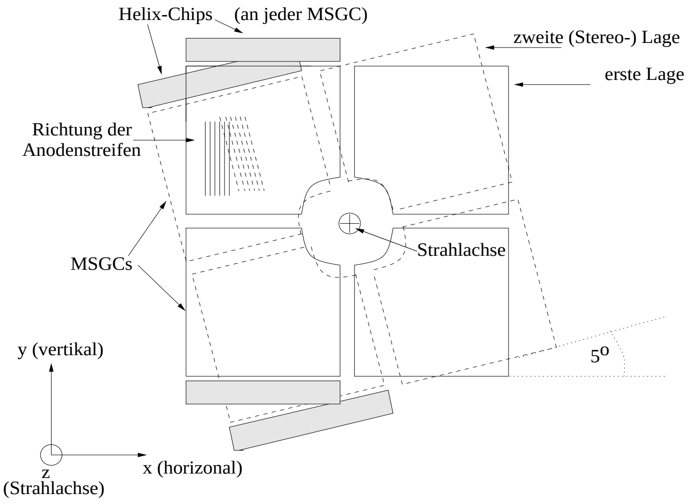


Abbildung 2.1: Montage der MSGC am Strahl. Vier Kammern umschließen die Strahlachse. Durch Stereolagenwinkel von $\pm 5^0$ wird ein Auflösungsvermögen orthogonal zu den Streifen von $\sigma_y \approx$1mm erreicht. An den Enden der Anodenstreifen befinden sich die Auslesechips (grau skizziert).

Gasraum von 3.3mm Höhe, der mit einem beidseitig leitenden Deckel abgeschlossen ist. Dieser liegt ebenfalls auf hoher negativer Spannung (≈3.3kV), um ein Driftfeld zu erzeugen.
Die Anoden sind 10μm, die Kathoden 50-70μm breit. Der Signalstreifenabstand beträgt 300μm. Als Material für die Elektroden wird Gold verwendet, dessen Schichtdicke 500nm beträgt. Der Zwischenraum wird während des Betriebs mit einem Gasgemisch aus Argon/DME[1] in der Zusammensetzung 1:1[2] durchspült. Ein aus einem Glasrohr bestehender Rahmen dient als Abstandhalter für Substrat und Deckel. Durch kleine Löcher in den Seiten des Glasrohres wird das Gas in die Kammern und wieder aus ihnen heraus gespült. Der als Driftkathode dienende Deckel besteht aus 100μm dickem, beidseitig mit Gold bedampftem Glas.

2.2.2 Beschaltung der Elektroden

Im späteren Betrieb des HERA-B Experimentes werden alle 30cm langen Anoden einzeln ausgelesen. Ihre Kapazität hängt von Material und Geometrie ab und liegt bei 12pF pro Streifen. Die Kathoden sind zu 16er Gruppen zusammengeschlossen. Jede Gruppe liegt über einen hohen Widerstand (56MΩ) an der Kathodenspannung U$_C$. Der Widerstand dient als Strombegrenzung bei Hochspannungsüberschlägen zwischen Kathoden und Anoden und möglichen Kurzschlüssen.
In der Entwicklung wurden zunächst MSGGs mit 3cm langen und später mit 10cm langen Anoden und Kathoden gebaut. Um die Kapazität von 12pF zu erreichen, wurden bei den kleinen MSGCs 10 und bei den größeren 3 Anoden zu einer Gruppe zusammengefaßt.

2.2.3 Ortsauflösungsvermögen der MSGCs

Mit MSGCs kann eine gute Ortsauflösung orthogonal zu den Streifen erreicht werden. Mit einem Signalstreifenabstand von 300μm ergibt sich eine Auflösung von $\sigma_x = \frac{300\mu m}{\sqrt{12}} \approx 85\mu$m. Der Faktor $\frac{1}{\sqrt{12}}$ entsteht aus der Umnormierung einer Rechteckverteilung in eine Gaußverteilung. Ohne Stereolage ist die Ortsauflösung parallel der Streifen nur durch die Anodenlänge begrenzt. Mit dem Stereolagenwinkel von $\alpha = 5^0$ wird eine Auflösung von $\sigma_y = \frac{\sigma_x}{sin\alpha}$ ≈1mm erzielt.

---

[1] Di-Methyl-Ether

[2] Auch andere Mischverhältnisse und Gasgemische werden diskutiert.

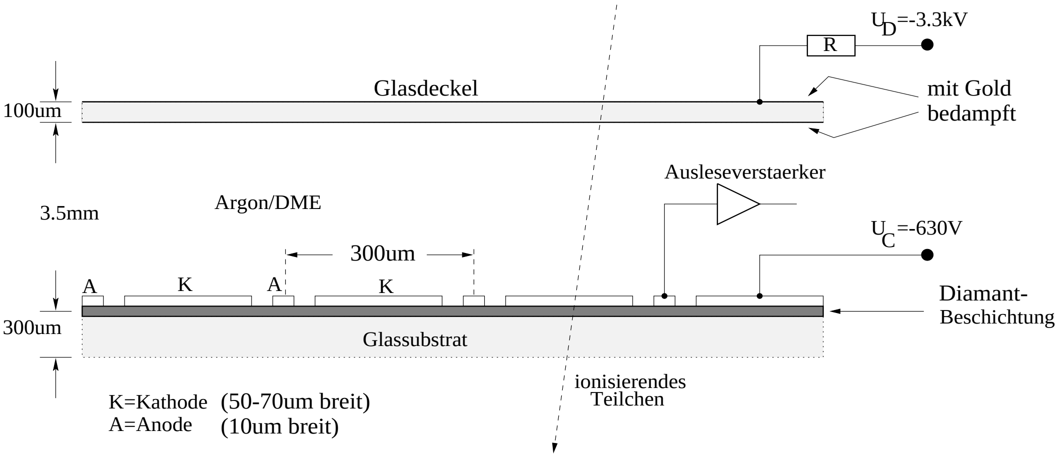


Abbildung 2.2: Querschnitt durch eine MSGC. Oben im Bild der mit der Driftkathode versehene Deckel. Unten das Glassubstrat mit den Anoden- und Kathodenstreifen. Die Kathoden liegen auf negativer Hochspannung, die auf Masse liegenden Anoden werden ausgelesen.

2.3 Funktionsweise und Betriebsbedingungen der MSGCs

2.3.1 Primärionisation und Gasverstärkung

Während des Betriebes ist es eine Aufgabe des Verstärkers, das Anodenpotential auf Masse zu halten. Die Kathodenspannung erzeugt durch den endlichen Widerstand der Diamantbeschichtung einen nur geringfügig von der Teilchenrate abhängigen Kathodenstrom, der in den Verstärker fließt. Die anliegende Driftspannung U_D ruft ohne Teilchenfluß keinen Strom hervor. Sie liegt bei $U_D \approx -3.3$kV. Im Driftraum bildet sich zwischen Driftkathode und Anoden ein homogenes Feld von etwa $10^6 \frac{V}{m}$ aus. Der Verlauf dieser Feldlinien wird durch das stark inhomogene Feld zwischen Kathoden und Anoden gestört. Es schnürt den Verlauf der Feldlinien zwischen der Driftkathode und den Anodenstreifen ein. Abb.2.3 zeigt den Verlauf der Feldlinien in den Kammern. Es handelt sich um eine Simulation mit dem Programm "ACE" [26].

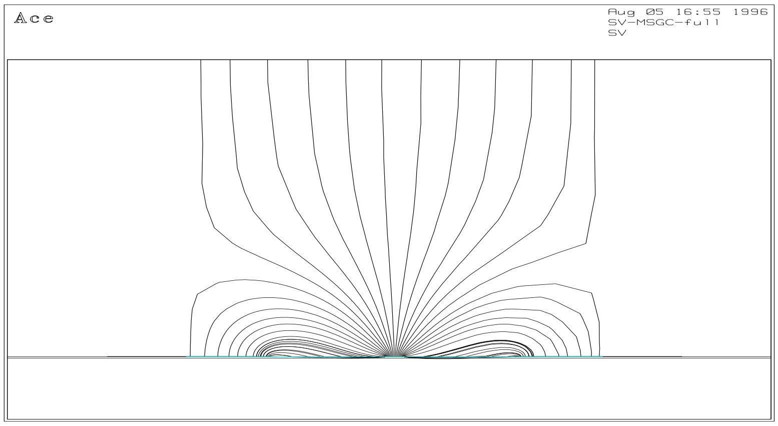


Abbildung 2.3: Feldlinienverlauf in der MSGC nach einer Simulation [26] mit "ACE". Oben befindet sich die Driftkathode. Wie in einem Flaschenhals werden die Feldlinien zur Anode hin eingeschnürt. Diese befindet sich unten im Bild auf dem Glassubstrat. Links und rechts davon befinden sich die Kathodenstreifen, die für die Einschnürung der von der Driftkathode kommenden Feldlinien verantwortlich sind.

Die Kammer wird so im Teilchenstrahl positioniert, daß die Teilchen möglichst senkrecht durch die Kammer fliegen. Ob die Teilchen vom Glassubstrat zum Deckel oder entgegengesetzt fliegen, ist dabei gleichgültig. Im Experiment werden aus technischen Gründen beide Richtungen vorkommen.
Ein durch die Kammer fliegendes geladenes Teilchen verliert durch Stöße mit Gasatomen einen Teil seiner Energie. Den differentiellen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ beschreibt die Bethe-Bloch-Formel. Photonen und γ-Quanten werden instantan gestoppt, daß heißt sie verlieren ihre gesamte Energie an einer Stelle. Teilchen mit endlicher Ruhemasse verlieren bei jedem Stoß abhängig von ihrer Energie E einen Teil davon. Pro Stoß werden lokal durchschnittlich 5 Elektronen erzeugt. Von diesen Stößen gibt es bei einem 3mm hohen Gasraum pro ionisierendem Teilchen ebenfalls durchschnittlich 5. Die Summe der erzeugten Elektronen (und entsprechend Ionen) wird als Primärionisaton bezeichnet. Sowohl die Anzahl der als *Cluster* bezeichneten Elektronen pro Stoß als auch die Anzahl der *Cluster* pro ionisierendem Teilchen werden durch die Landau-Verteilung beschrieben. Da diese zu hohen Energien streng monoton, aber langsam abfällt, kommen auch sehr hohe Primärionisationen vor.
Durch das elektrische Feld zwischen Driftkathode und Anode driften die Elektronen*cluster* mit einer Geschwindigkeit $v_{Drift} \approx 60\frac{mm}{\mu s}$ [26] zur Anode. Kurz vor der Anode gelangen sie in das starke inhomogene Feld zwischen Anoden und Kathoden. Hier setzt die Gasverstärkung ein. Die *Cluster* werden beschleunigt und setzten eine Elektronenlawine frei. Die durch Gasverstärkung hervorgerufene Ionisation nennt man Sekundärionisation. Die MSGCs werden bei mit einem Gasverstärkungsfaktor $A_{Gas} \approx 2000$ betrieben.
Die Bethe-Bloch-Formel hat ein Minimum. Teilchen, deren Energie E_0 so groß ist, daß ihr anfänglicher Energieverlust minimal ist, nennt man minimal ionisierend. Ihre Primärionisation liegt bei $\approx$25 Elektronen, so daß sich für diese MSGCs mit einer Gasverstärkung von $A_{Gas} = 2000$ eine Ladung von 50.000 Elektronen ergibt.
Mit der Driftgeschwindigkeit $v_{Drift} \approx 60\frac{mm}{\mu s}$ und dem Abstand des Deckels zum Glassubstrat d=3.3mm ergibt sich eine maximale Driftzeit von $t_{Drift_{max}}$ $\approx$60ns. Sie gilt für Elektronen, die direkt an der Driftkathode erzeugt wurden.
Abb.2.4 zeigt zwei Simulationesergebnisse [22] des zeitlichen Verlaufs des Stromes aus einer MSGC für ein minimal ionisierendes Teilchen.

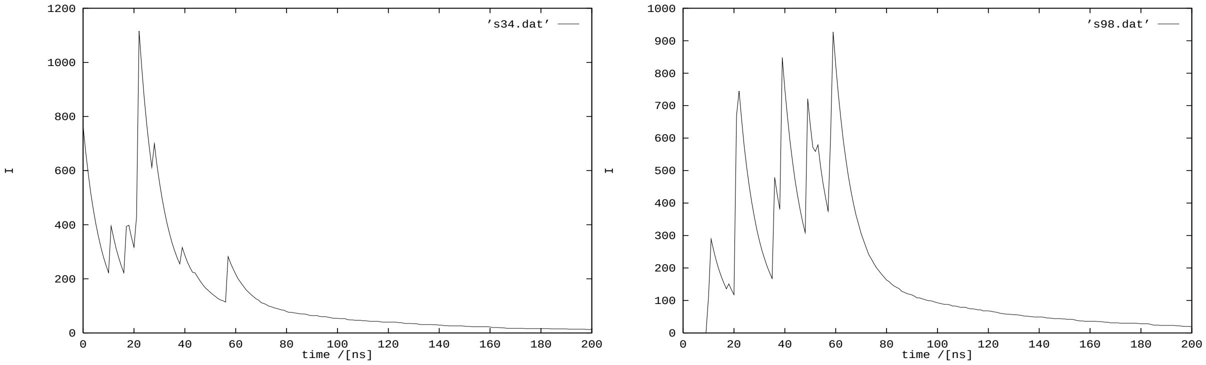


Abbildung 2.4: Zwei Simulationsergebnisse [22] für den zeitlichen Verlauf des Stromes aus der MSGC. Anzahl und Höhe der Stromspitzen sowie ihre Verteilung unterliegen der Landau-Verteilung.

Deutlich zu erkennen sind mehrere Stromspitzen. Jede Stromspitze entspricht der Ankunft eines Elektronen*clusters* auf der Anode. Die Anzahl der Spitzen (=*Cluster*) gehorcht der Landauverteilung, ebenso die Amplituden der Stromspitzen (=Elektronen pro *Cluster*). Letztere sind gemäß der maximalen Driftzeit über bis zu 60ns verteilt. Der Abfall des Stromes in einem *Cluster*

verläuft mit einer 1/t-Funktion [22], da sich die Anode über einen Widerstand entlädt. Im hinteren Teil besteht die Stromverteilung aus einer Summe mehrerer dieser Funktionen.
Jedoch wurde der exakte Stromverlauf bis jetzt weder gemessen noch aus der Pulsantwort eines Verstärkers zurückgefaltet. Die hier gemachten Aussagen beruhen auf Modellen.

2.3.2 Einfluß des Gases und der Hochspannungen auf die Signalhöhe

Gas:
Die Signalhöhen für minmal ionisierende Teilchen sind klein und nur ein Teil der Ladung kann in der Integrationszeit in eine Spannung integriert werden. Daher wird ein Gas mit hoher Primärionisation (DME) verwendet.

Driftkathodenspannung:
Die Gasverstärkung ist eine lineare Funktion der Driftkathodenspannung U_D.

Kathodenspannung:
Die Gasverstärkung hängt sehr empfindlich von der Kathodenspannung U_C ab. Es gilt näherungsweise:

$$A_{Gas}(U_C) = x \cdot U_C^8$$

2.3.3 Folgerungen aus den Betriebsbedingungen für den Helix

Die Kathodenspannung soll für einen sicheren Betrieb der MSGCs möglichst klein sein, da sonst Hochspannungsüberschläge zwischen Kathoden und Anoden auftreten können. Dieses bedeutet kleine Gasverstärkung und folglich kleine Ladungen. Damit wird es für die Elektronik schwieriger, die Signale vom Rauschen zu trennen.
Der Verstärker soll möglichst die gesamte über einen Zeitraum von 60ns fließende Ladung integrieren. Weiterhin soll hinter dem Pulsformer spätestens 96ns nach der maximalen Amplitude Normalpotential erreicht sein, um keine Überlagerungen mehrerer Pulse zu erhalten. Hier wird eine mit den Bias-Strömen und Spannungen des Helix eingestellte Pulsform benötigt, die beide Bedingungen möglichst weitgehend berücksichtigt.
Eine weitere Aufgabe des Verstärkers ist, den aus der MSGC fließenden Kathodenstrom I_C aufzunehmen, ohne das auf Masse liegende Potential am Eingang zu verändern. Dabei müssen die (schnellen) Ladungen der Kammerpulse integriert werden. Von den Kammerpulsen soll so wenig Ladung wie möglich verloren gehen und trotzdem der Kammerstrom I_C abfließen.

Kapitel 3

Ausleseelektronik des Inneren Spurkammersystems

Die mit der hohen Granularität des Inneren Spurkammersystems verbundene enorme Anzahl an auszulesenen Kanälen ($\approx$ 153.000 Kanäle) schließt eine diskret aufgebaute Ausleseelektronik aus. Masse muß im Detektor so weit wie möglich vermieden werden, da diese zu Bremsstrahlung von e^+/e^- und zur Konversion von γ's führen kann. Außerdem wird durch Streuung eine Bahnänderung der Teilchen bewirkt, was eine Spurrekonstruktion erschwert.

Diese Vorgaben machen integrierte Schaltkreise unumgänglich. Ein weiterer Vorteil ist die gemeinsame Entwicklung sowohl für die MSGCs als auch für die Silizium-Vertex-Detektoren (SVD), die bei einer Anzahl von $\approx$170.000 Kanälen ähnliche Anforderungen an die Elektronik haben.

In diesem Kapitel wird zunächst auf Unterschiede und Gemeinsamkeiten der Pulse von MSGCs und SVDs eingegangen, danach wird die *Front-End*-Elektronik erläutert, die auf dem Helix128-Chip zusammengefaßt ist. Der Hauptteil des Kapitels befaßt sich mit dem vordersten Teil des Chips, dem Vorverstärker und Pulsformer. Dieser wurde als 8-Kanal-Chip Helix zunächst separat entwickelt. Die Messungen der Kapitel 4-6 befassen sich im wesentlichen mit diesem Chip, zum Teil auch in Kombination mit MSGCs.

3.1 SVD-MSGC: gemeinsame Ausleseelektronik

Die am Vertex eingesetzten Siliziumstreifenzähler (SVDs) zeigen schnelle, exponentiell ansteigende Ströme [15] mit Anstiegszeiten von $\approx$5ns. Die Anstiegszeit ist nur abhängig von der RC-Zeitkonstante der Anode, ebenso der Abfall des Stromes, so daß nach $\approx$25ns das Signal auf $\approx$20% der Maximalhöhe abgefallen ist. SVDs müssen eine gute Ortsinformation liefern, Trigger brauchen von ihnen bei HERA-B nicht abgeleitet zu werden. SVDs liefern Ladungen beider Polaritäten. Ein minimal ionisierendes Teilchen liefert in einem SVD mit einer geringen Streuung eine Ladung von $\approx$24.000 Elektronen.

Die MSGCs liefern einen zeitlich anders verteilten Strom. Die Signale haben aufgrund der Landau-Fluktuationen durch die Primärionisation eine zeitliche Dauer von $\approx$60ns mit mehreren Stromspitzen. Der Abfall des Stromes verläuft mit 1/t (bzw. einer Überlagerung meherer 1/t-Funktion). MSGCs liefern nur negative Ladungen. Im Mittel wird etwa dieselbe Ladung wie bei SVDs nachgewiesen. Die Ausleseelektronik muß bei MSGCs vor Hochspannungsüberschlägen geschützt werden.

Trotz der Unterschiede ist es sinnvoll, entweder einen Auslesechip für beide Detektorarten zu bauen, und den für die Ableitung von Triggern nötigen Komparator bei SVDs nicht anzuschließen, oder zwei Chips zu entwickeln, die Vorverstärker und Pulsformer mit etwas unterschiedlichen Spezifikationen haben. Pipeline, Multiplexer, Treiber und Steuerleitungen für Digitallogik und Bias-Ströme/Spannungen können bei beiden Detektorarten eingesetzt werden. Die Integrationszeiten des Verstärkers sowie die Art des Pulsformens, Konversionsfaktor etc. müßsen dann mit Bias-Spannungen und Strömen eingestellt werden können. Diese Regulierbarkeit ist auch sinnvoll, um Strahlenschäden ausgleichen oder eine spätere Optimierung der Effizienz vornehmen zu können.

3.2 Der Front-End-Auslesechip ”Helix128”

Die sich an die Detektoren anschließende Frontendelektronik hat mehrere Aufgaben: Ladungen von MSGCs und SVDs müssen detektiert und verstärkt werden. Die aus den Ladungen integrierten Spannungen sollen proportinal zu diesen sein. Sie werden zu Pulsen mit definierten Eigenschaften wie Länge und Anstiegszeit geformt. Damit die Pulse durch Kapazitäten nicht langsamer werden, sind in der nachfolgenden Elektronik verschiedene Impedanzwandlungs- und Treiberstufen notwendig. In ≈74.000 Kanälen der MSGCs werden von den geformten Pulsen mit Komparatoren Triggersignale abgeleitet. Bei einer *Bunch-Crossing*-Frequenze von 10.4MHz (alle 96ns) braucht die Level1-Triggerelektronik aber ca. 10μs Zeit, um zu entscheiden, ob die Daten verworfen oder an die zweite Triggerstufe weitergeleitet werden sollen. Für diese Zeit werden die Daten analog in einem Ringspeicher (*Pipeline*) zwischengespeichert. Schließlich werden die 128 Kanäle über einen Multiplexer seriell weitergereicht.

Diese Funktionen werden in einem Chip integriert, dem ”Helix128” [11]. Abb.3.1 zeigt die zugehörige Schaltung. Der eingesetzte Chip hat 128 Kanäle und eine Pipelinetiefe von 128 Zellen. Die Abbildung zeigt einen Kanal und von diesem exemplarisch eine Pipeline-Zelle.

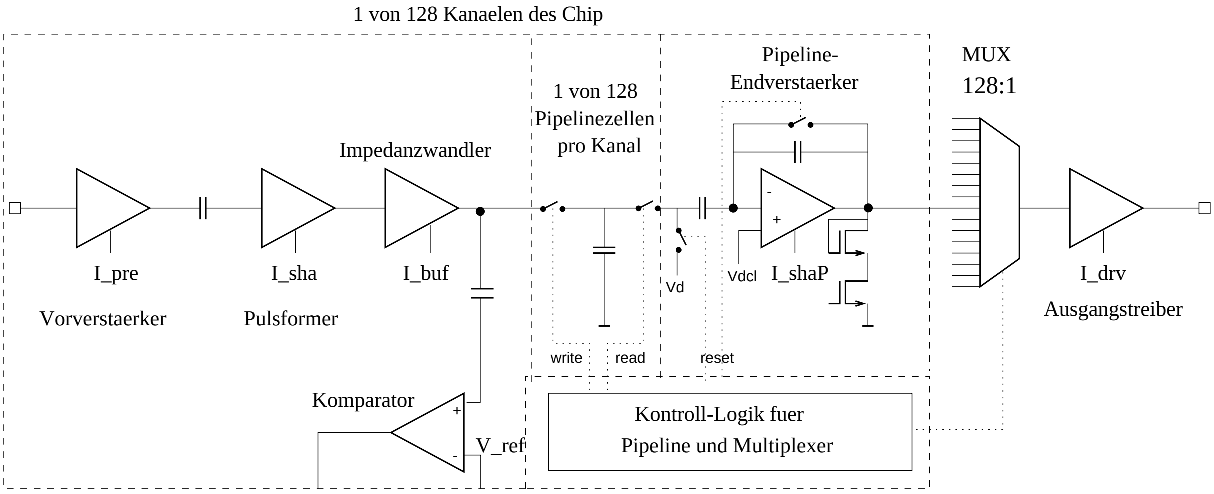


Abbildung 3.1: Die *Front-End* Elektronik: Schaltplan eines Kanals vom MSGC-Ausgang bis zum Multiplexer und Leitungstreiber. Auch die Kontroll-Logik für Pipeline und Multiplexer sind eingezeichnet.

Im linken Teil der Abbildung befindet sich der ladungsempfindliche Helix-Vorverstärker mit Pulsformer und Treiber. Dieser wird in den folgenden Abschnitten im Detail diskutiert. Daran schließt sich (unten im Bild) der Komparator für die Triggersignale an.

Pipeline und Multiplexer

Die analoge Pipeline funktioniert ähnlich wie ein DRAM. Auf der Kapazität wird hier aber die *analoge* Pulshöhe gespeichert. Ein als Schalter eingesetzter FET wird geschlossen und über eine Speicherleitung zu einem festen Zeitpunkt für das *Bunch-Crossing* eine Kapazität mit der am Ausgang des Helix liegenden Spannung geladen. Ausgelesen werden kann die gespeicherte Ladung über eine Leseleitung. Die zugehörige Kontrollogik verwaltet die Daten. Befehle zur Datenausgabe erhält sie vom FLT. Alle gespeicherten Pulshöhen eines Ereignisses (128 Kanäle) werden ausgelesen. Die Daten werden an den Multiplexer gereicht, der sie seriell über einen Leitungstreiber verschickt. Die Ausleserate wird bei 20-30MHz liegen, so daß die Auslesedauer $t_{Readout} = 128 \cdot \frac{1}{20MHz} = 6.4\mu$s beträgt.

3.3 Der ladungsempfindliche Verstärker und Pulsformer "Helix"

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich im Wesentlichen mit einem kleinen Bereich dieser Auslesekette, dem ladungsempfindlichen Vorverstärker und Pulsformer "Helix", sowie dessen Eingangsschutzstrukturen und dem Komparator. Dieser Verstärker wurde bis heute (September 1996) in drei Iterationsschritten entwickelt, dazu kommen zwei weitere Schritte für Schutzstrukturen und Komparator. Tab.3.1 gibt einen Überblick über die eigentliche Verstärkerentwicklung.

Version	Submissionsdatum	Bemerkungen
Helix1.0	05/95	Erste Version
Helix1.1	08/95	Tests dieser Version sind Hauptbestandteil dieser Arbeit. Beim PSI-Strahltest eingesetzt
Helix2.0	01/96	12 verschieden Designs für Pulsformen, Anstiegszeiten,etc.
Helix1.1 mit verbessertem Komparator	01/96	Nicht überlappende Taktflanken, differentielle Signalführung
Helix1.1 mit verbesserter Eingangsschutzstruktur	05/96	$2 \cdot 4$ verschiedene Eingangsschutzschaltungen
Helix32	11/95	32 Kanäle mit 64-stufiger Pipeline und MUX
Helix128	06/96	Erster Chip in voller Größe und mit allen Funktionen

Tabelle 3.1: Übersicht über die Schritte der eigentlichen Verstärker-Entwicklung. Fast alle Messungen in der vorliegenden Arbeit wurden mit der Version 1.1 vorgenommen.

Die Chips in der Version 1.0 und 1.1 haben 8 Kanäle, die Version 2.0 hat 12 Kanäle, Helix32 und Helix128 haben 32 bzw. 128 Kanäle. Sie wurden in AMS[1] 1.2μm Technologie produziert. Aus Platzgründen[2] wurde der Helix128-Chip allerdings in AMS 0.8μm-Technologie produziert, was erneute Simulationen für den Vorverstärker erzwingt.

3.3.1 Aufbau des Helix1.1-Chips

Der Helix1.1 Chip hat $2 \cdot 4$ Kanäle, deren analoge Ausgänge auf Pads herausgeführt sind. Die Ausgänge führen gleichzeitig zu jeweils einem Komparator. Der zweite Eingang der Komparatoren liegt an der Referenzspannung. Jeweils vier Komparatorausgänge sind auf ein logisches ODER geführt. Abb.3.2 zeigt die Schaltung.

---

[1] Austria Microsystems International, Graz (Österreich)

[2] wie sich im April 1996 herausstellte

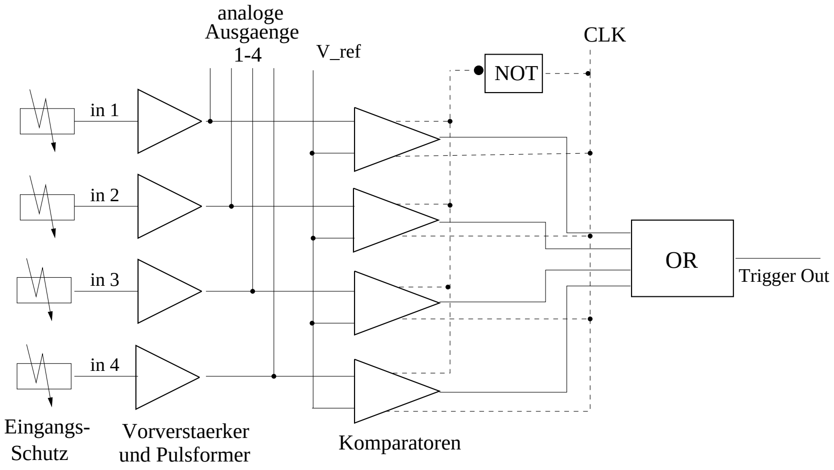


Abbildung 3.2: Diese Schaltung ist auf dem Helix1.1-Chip zweimal vorhanden. Links die Schutzstrukturen der vier Kanäle, gefolgt vom Verstärker und jeweils einem getakteten Komparator. Die vier Ausgänge des Komparators liegen an einem logischen ODER.

Die Schaltung ist zweimal auf einem Helix1.1 Chip vorhanden. Der Verstärker besteht aus Vorverstärker (PreAmp), Pulsformer (Shaper), Treiber (Buffer) und einem *Levelshifter*. Nicht dargestellt sind die Stromspiegel für die Bias-Ströme. Abb.3.3 zeigt das Layout des Helix-Chip. Er hat die Maße 1.6 × $4mm^2$. Von oben nach unten sind die zweimal vier Kanäle angeordnet. Von links nach rechts sind Vorverstärker, Pulsformer, Komparator, *Levelshifter* und Treiber zu sehen, außen herum die Bondpads.

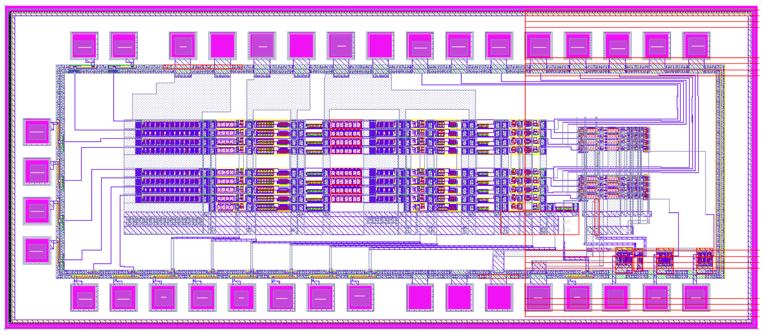


Abbildung 3.3: Layout des Helix1.1-Chip mit Vorverstärker, Pulsformer, Komparator, *Levelshifter* und Treiber (v.l.n.r). Außen befinden sich die *Bondpads.*

3.3.2 Funktionsweise des Helix-Verstärkers

Abb.3.4 zeigt die Verstärkerschaltung mit Vorverstärker, Pulsformer und dem dahinter liegenden *Levelshifter* mit Treiber, Abb.3.5 zeigt den Vorverstärker als Ausschnitt. Das Verstärkersymbol in Abb.3.4 entspricht dem gestrichelten Rechteck in Abb.3.5.
Der ladungsempfindliche Vorverstärker integriert die von einem Anodenstreifen der MSGC gelieferte Ladung über die Rückkoppelkapazität C_{fp}=1pF zu einer Spannung auf. Die Spannung beträgt beim Helix1.1 ohne Lastkapazität ≈65mV pro 24.000 Elektronen (abhängig von den Bias-Einstellungen). Es ist ein invertierender Vorverstärker, so daß die am Ausgang liegende Spannung U$\approx -\frac{Q}{C_{fp}}$ ist. Der

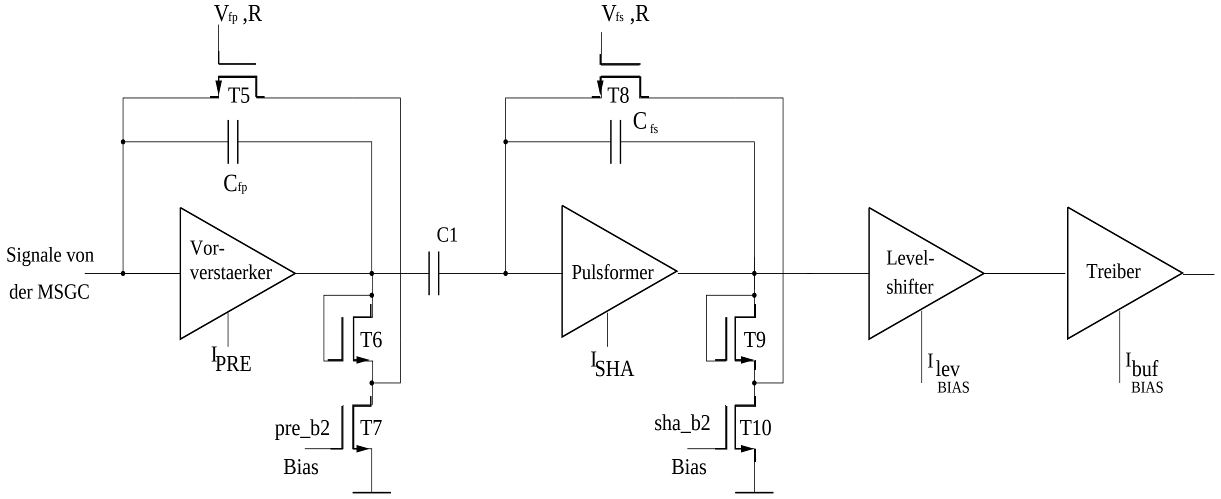


Abbildung 3.4: Schaltplan des Helix-Vorverstärkers (ohne Komparator, Stromspiegel, Schutzstrukturen).

Transistor T_2 dient als Arbeitswiderstand für den Kaskodentransistor T_3. Mit der *Gate*spannung wird sein Widerstand von außen vorgegeben. Ebenso werden die an den *Gates* von T_4 und T_7 anliegenden Spannungen extern gesteuert. T_4 bildet eine Konstantstromquelle. Der aus der MSGC fließende Strom muß über den Rückkoppelwiderstand (T_5) abfließen. Die Ströme sind identisch: I_{MSGC}=I_{T5}. Der Strom bewirkt einen Spannungsabfall am Transistor T_5: $\Delta U_{pre} = I_{MSGC} \cdot R_{T5}$. Da der Eingang des Verstärkers virtuell auf Masse liegt, ist $U_{pre} = -\Delta U_{pre}$. Die Transistoren T_6 und T_7 bewirken einen zusätzlichen Spannungsoffset am Ausgang, so daß U^*_{pre} sich auch etwa um ΔU_{pre} ändert.
Die Koppelkapazität C_1 bildet zusammen mit dem Widerstand von T_8 (und T_{10}) einen Hochpaß, wobei der Widerstand mit der Schleifenverstärkung des Verstärkers auf den Eingang abgebildet wird. Das durch den Hochpaß differenzierte Signal liegt am Pulsformer an. Dieser funktioniert wie der Vorverstärker und integriert das Signal erneut invertierdend. Am Ausgang des Pulsformers liegt eine zur Ladung des Eingangs-FETs des Vorverstärkers proportionale Spannung. Die abschliessende Stufe enthält einen *Levelshifter*, der das Potential der Basislinie verschiebt, und einen *Source*-Folger als Imedanzwandler, der das Signal niederohmiger macht.
Um Pulse endlicher Dauer und definierter Form zu erhalten, liegen parallel zu den Rückkoppelkapazitäten von Vorverstärker (C_{fp}) und Pulsformer (C_{fs}) als FETs realisierte regelbare Widerstände. Mit V_{fp} wird die Integrationskonstante des Vorverstärkers geregelt, mit V_{fs} die Zeitkonstanten von Hochpaß und Pulsformer (Tiefpaß). Ohne diesen Widerständen würde der Verstärker nach wenigen gleichnamigen Ladungspulsen aus dem linearen Bereich in die Sättigung übergehen. Durch das Differenzieren zwischen Vorverstärker und Pulsformer und dem anschließenden Integrieren wird der Verstärker zu einem Bandpaßfilter.

Auf die in den Abbildungen eingezeichneten Anschlüsse "pre-b1", "pre-b2", "pre-bias", "sha-b2", "$I_{lev-Bias}$" und "$I_{buf-Bias}$" wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen. Dort liegen extern einstellbare Spannungen an, mit denen die Ruheströme in den entsprechenden Transistoren eingestellt werden.
In der folgenden Aufstellung werden die Einflüsse der Bias-Ströme und Spannungen auf die Übertragungsfunktion des Helix-Verstärkers im Detail erklärt.

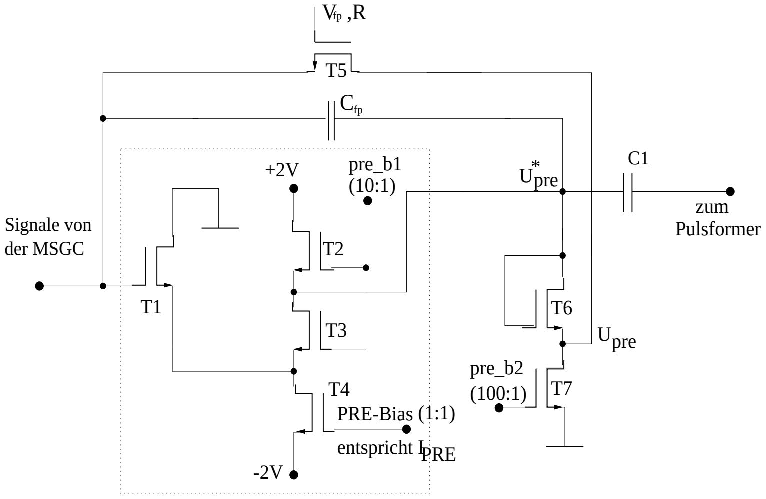


Abbildung 3.5: Dargestellt ist der Vorverstärker aus der Abb.3.4. Die Transistoren im gestrichelt umrandeten Rechteck sind im Vorverstärkersymbol integriert. Die Beschriftung der Bauteile beider Abbildungen stimmt überein. Der Schaltplan des Pulsformers ist identisch mit dem des Vorverstärkers, lediglich die Dimensionierung der Bauteile vairiiert.

- **Vorverstärker-Rückkoppel-Widerstand (”V_{fp}”):**
  Die Spannung V_{fp} liegt am *Gate* des Rückkoppel-FETs des Vorverstärkers an. Sie stellt dessen *Drain/Source*-Widerstand ein: Je höher die Spannung, desto niedriger der Widerstand. Dieser Widerstand ergibt zusammen mit der Kapazität C_{fp} die Integrationszeitkonstante. V_{fp} stellt also die Zeit ein, nach der sich die Potentiale am Ausgang und Eingang des Verstärkers wieder ausgeglichen haben. Fließt in den Verstärker permanent ein Strom, so kann sich die damit verbundene Potentialverschiebung zwischen Ein- und Ausgang nur über den Rückkoppelwiderstand ausgleichen. Auch aus der Kammer kommende Ladungen stellen einen Strom dar. Wird der Widerstand zu groß eingestellt, verschiebt sich das Potential und der Verstärker läuft in die Sättigung. Beim Anschluß des Verstärkers an die MSGCs ist ein hinreichend kleiner Rückkoppelwiderstand von entscheidender Bedeutung.

- **Vorverstärker-Bias-Strom (I_{PRE}):**
  Mit I_{PRE} wird unter anderem der Widerstand von T_2 und damit dessen Steilheit geändert. Diese wirkt sich direkt auf die Anstiegsgeschwindigkeit der Spannung am Ausgang des Vorverstärkers aus, da T_2 als Arbeitswiderstand für den Kaskodentransistor T_3 wirkt. Wird der Widerstand kleiner (I_{pre} nimmt zu), so fällt dort weniger Spannung ab und die Amplitude des Pulses am Ausgang sinkt. Anstiegszeit und Höhe der Spannung wirken sich auch auf Anstiegszeit und Pulshöhe nach dem Pulsformer und damit auf die Pulsform aus. Der kleinere Widerstand bewirkt gleichzeitig einen größeren Unterschwinger, da interne Schwingkreises nicht mehr so stark gedämpft werden (hierzu vgl. man die Kleinsignalanalyse, siehe unten).

- **Pulsformer-Rückkoppel-Widerstand (”V_{fs}”):**
  Durch Variation von V_{fs} und I_{sha} hat man großen Einfluß auf die Pulsform. V_{fs} stellt die Integrationszeit des Pulsformers (und die Zeitkonstante des Hochpaßes) ein. Kurze Integrationszeiten (V_{fs} groß, R klein) bedeuten ein schnelles Abfallen des Pulses auf Normalpotential. Dieses geht auf Kosten der Pulshöhe, da ein Teil der Ladung über den Rückkoppel-Widerstand abfließt, bevor der durch seine Anstiegsgeschwindigkeit begrenzte Transitor der Ladungsänderung am Eingang folgen kann.

- **Pulsformer-Bias-Strom (I_{SHA}):**
Der Einfluß von I_{SHA} entspricht dem von I_{PRE} auf den Vorverstärker. Ein höherer Strom bewirkt einen kleineren Spannungsabfall am Arbeitswiderstand und damit kleinere Pulse. Die Anstiegszeit der Pulse wird nicht beinflußt, solange die Anstiegsgeschwindigkeit des Pulsformers größer ist als die Ladungsänderung an dessen Eingang. Dieses ist beim Helix1.1-Verstärker gegeben. Wie auch beim Vorverstärker bewirkt eine größere Steilheit einen größeren Unterschwinger des Pulses (weniger gedämpfte Schwingung).

- **Bias-Strom des *Levelshifters* (I_{LEV}):**
Der gemessene Einfluß dieses Bias-Stromes auf die Pulsform ist vernachlässigbar. Der *Levelshifter* hat nur einen Einfluß auf den Spannungsoffset. Er ändert die Pulsform nicht, da im Signalpfad nur eine (nicht regelbare) Kapazität liegt.

  Mit dem Bias-Strom wird der Widerstand eines Spannungsteilers und damit der Spannungsoffset am Ausgang geändert. Da der Einfluß des *Levelshifters* von untergeordneter Bedeutung ist, wird sein Bias-Strom auf Standard-Einstellungen eingestellt.

- **Bias-Strom des Treibers (I_{BUF}):**
Solange die Steilheit des Treibers groß genug ist, ist er ein linearer Verstärker. Dieses ist beim Helix der Fall. Er ändert die Pulsform nicht. Für die Messungen werden auch hier Standard-Einstellungen beibehalten.

3.3.3 Stromspiegel zum Einstellen der Bias-Ströme

Durch die Transitoren T_2, T_3, T_4 und T_7 der Abb.3.4 sollen konstante Ruheströme fließen, die von außen steuerbar sind. Dieses gilt analog für die entsprechenden Transistoren des Pulsformers und einige Transistoren von *Levelshifter* und Treiber.
Eingestellt werden die Ströme der Transistoren jeweils über Stromspiegel, deren Referenzströme von außen eingeprägt werden. Die Referenzströme der einzelnen Verstärkerstufen werden entsprechend ihrer Funktion mit I_{PRE}, I_{SHA}, I_{LEV}, I_{BUF} bezeichnet. Wie in der in Abb.3.6 gezeigten Schaltung für einen Stromspiegel wird in den Transistor T_{Ref} ein konstanter Referenzstrom I_{Ref} eingeprägt.

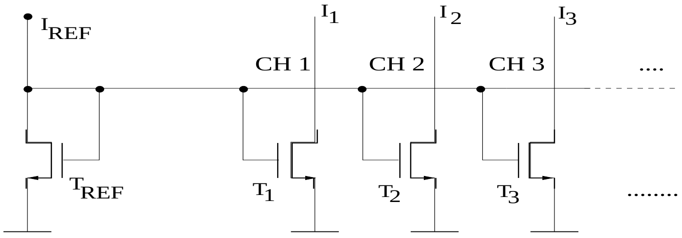


Abbildung 3.6: Stromspiegelschaltung für die Bias-Ströme I_{PRE}, I_{SHA}, I_{LEV}, I_{BUF}. Der eingeprägte Referenzstrom wird im Verhältnis 1:1 auf die Kanäle gespiegelt.

Der Referenzstrom erzeugt zwischen *Drain* und *Source* des Transistors einen Spannungsabfall, der sich gemäß der Strom-Spannungs-Kennlinie des FETs einstellt. Die Spannung liegt gleichzeitig an den *Gates* der Transistoren T_1, T_2, etc. an und ruft dort wiederum einen Strom hervor. Diese Transistoren sind mit T_{Ref} identisch, so daß der Referenzstrom 1:1 auf die anderen Transistoren gespiegelt wird. Dieser Stromspiegel bezieht sich in der Abb.3.5 auf T_4 (PRE-Bias). Die geometrischen Verhältnisse und Dimensionierungen der Transistoren T_2 und T_3 in Abb.3.5 (Anschluß "pre-b1") sind so gestaltet, daß die Spannung in diesen einen 10 Mal geringeren Strom hervorruft. Der Strom in T_7 (Anschluß pre-b2) ist sogar 100 Mal kleiner als der Bias-Strom in T_4.

3.3.4 Die Eingangsschutzschaltung

Im Betrieb mit den MSGCs können Hochspannungsüberschläge zwischen den Kathoden und Anoden auftreten. Auch wenn diese selten auftreten, so addieren sie sich bei ≈ 150.000 Kanälen und einer Laufzeit des Experiments von einigen Jahren zu einer großen Anzahl. Um einen Ausfall der Kanäle zu verhindern, müssen sowohl die MSGCs als auch die Ausleseelektronik die Überschläge aushalten, bzw. davor geschützt werden.

Ebenso wie die Signale liegen auch die Überschlagspannungen am *Gate* des Eingangstransistors. Am empfindlichsten ist die nur 20nm dicke Isolationsschicht zwischen *Gate* und *Bulk*. Sie wird bei Spannungen über 25V zerstört. Bei HV-Überschlägen liegen kurzzeitig viel höhere Spannungen an. Um diese Spannungen abzufangen, ist die in Abb.3.7 links zu sehende Schutzstruktur vor den Eingängen angebracht. Rechts in der Abbildung ist ein Foto davon zu sehen.

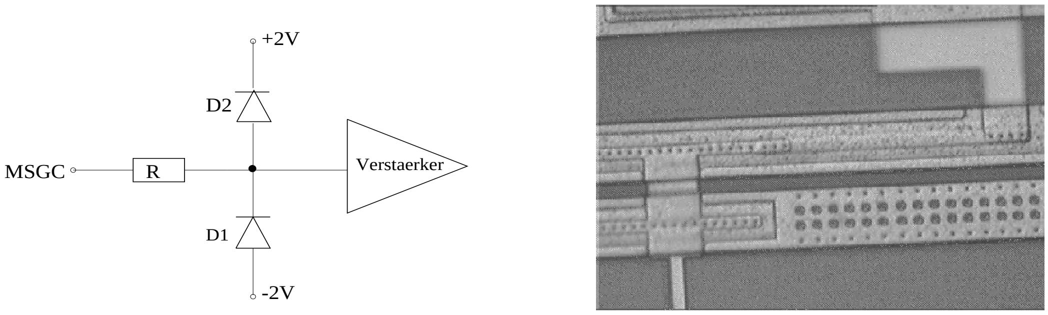


Abbildung 3.7: Schaltplan und Foto der Eingangsschutzstruktur des Helix. Die jeweils in Sperrichtung gegen die Betriebsspannung geschalteten Dioden D_1 und D_2 fangen Spannungen über $\pm 2V \pm 0.7V = \pm 2.7$V ab. Der Widerstand R dient als Strombegrenzung für die Dioden. Im Foto verlaufen in der Mitte von links nach rechts die Leitungen für die Betriebsspannung. Der Widerstand R liegt über der oberen Leitung. Zwischen ihnen liegen links übereinander die Dioden. Der Anschluß zur MSGC ist oben rechts, der Anschluß an den Verstärker unten links.

Die in Sperrichtung gegen die Betriebsspannung von ±2V geschalteten Dioden D_1 und D_2 fangen Spannungen ab, die über $\pm 2V \pm 0.7V = \pm 2.7$V liegen. Um den kurzzeitig durch die Dioden fließenden Strom zu begrenzen, ist ein (Polysilizium-) Widerstand in Höhe von ≈R=600Ω vorgeschaltet.

3.3.5 Kleinsignalanalyse, Simulation, Messung

Betrachtet man kleine Signale, so arbeitet der Verstärker im linearen Bereich. Man kann ein geeignetes Ersatzschaltbild finden. Dieses kann in [9] nachgelesen werden. Durch Vorgabe bestimmter Parameter kann daraus die Spannung im zeitlichen Verlauf am Ausgang des Verstärkers berechnet werden. Mit einem δ-förmigen Ladungspuls am Eingang findet man für den zeitlichen Verlauf der Spannung am Ausgang:

$$U(t) = U_0 \cdot e^{-\beta t} \cdot sin(\alpha t) \qquad \beta, \alpha : Parameter$$

Die Antwortfunktion des Verstärkers ist eine Überlagerung einer Exponential- und einer Sinusfunktion. Der Unterschwinger, der die Effizienz der Kammern im nachfolgenden Ereignis verringert oder die Fehltriggerrate erhöht, kann durch Bias-Einstellungen minimiert werden. Besser ist es jedoch, durch Optimieren im Design das α möglichst klein und das β groß zu machen.

Vergleiche zwischen (nichtparasitären) Simulationen und der Rechnung der Kleinsignalanalyse stimmen auf ca. 10% Genauigkeit überein, ebenso wie der Vergleich von Messungen und parasitäre Simulation (Kap.3).

3.3.6 Komparator

Ursprünglich wurde der im Helix1.1 Verstärker implementierte Komparator für einen 6 Bit-Flash-ADC [18] entwickelt, dieser wurde getestet und funktionierte bei einer Frequenz von 10MHz.
Die Schaltung des Komparators zeigt Abb.3.8. Die Transistoren T1,T2 sowie T3,T4 stellen zwei kapazitiv gekoppelte invertierende Verstärker dar. Bei den Bauteilen "TG" handelt es sich um *Transmission-Gates.* Diese brauchen das *sample-* (Takt) und *sample**-Signal. Liegt an dem oberen Eingang "logisch Eins" und am unteren "logisch Null", so sind sie geöffnet, die am Eingang liegende Spannung wird an den Ausgang gelegt, im umgekehrten Fall sperren sie, ihr Ausgang liegt auf "logisch Null". Die *Transmission-Gates* TG1 und TG2 sind entgegengesetzt geschaltet. Die Flanken von *sample* und *sample** dürfen nicht überlappen, um sicher zu gehen, daß das eine *TG* sperrt, bevor das andere öffnet.

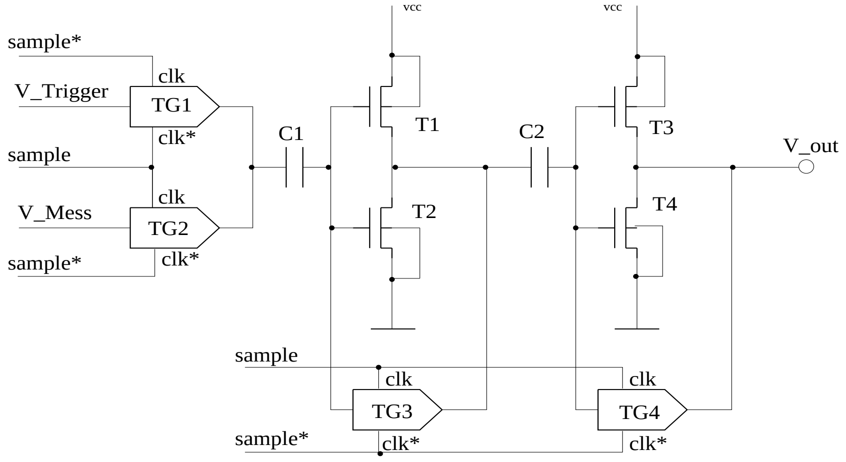


Abbildung 3.8: Schaltplan des Komparators. Da das digitale Signal "Logisch Eins" oder "Logisch Null" nur während der zweiten Takthälfte am Ausgang liegt, schließt sich am Ausgang ein Register (nicht dargestellt) an, daß das Signal für einen Takt hält.

Der Vergleichsvorgang des Komparators dauert einen Taktzyklus. In der ersten Takthälfte ist TG2 offen und TG1 sperrt, auch TG3 und TG4 sind offen. Die Meßspannug (Puls) liegt an C_1. Die beiden Inverter sind kurzgeschlossen, so daß sie automatisch zurückgesetzt werden. Das Signal am Ausgang liegt auf dem durch die Spannungsteiler (T1/T2 und T3/T4) gegebenen Potential. Dieses liegt zwischen "Logisch Eins" und "Logisch Null".
In der zweiten Takthälfte liegt die Referenzspannung (Triggerschwelle) an C_1. Die an der Kapazität C_1 liegende Spannungsdifferenz $\Delta U = V_{Mess} - V_{Trgger}$ wird zweimal invertierend verstärkt. Die Verstärkung ist maximal, so daß am Ausgang der zweiten Inverterstufe nur die beiden digitalen Werte "logisch Eins" ($V_{Meß} > V_{Trigger}$) oder "logisch Null" ($V_{Meß} < V_{Trigger}$) liegen. Im nächsten Taktzyklus wird der Komparator in der ersten Takthälfte zurückgesetzt.
Nur in der zweiten Takthälfte liegt am Ausgang des Komparators die Information "logisch Null" oder "logisch Eins". Damit am Ausgang immer eine digitale Information liegt, schließt sich an den Komparator ein Taktregister an. Das Register hält die Information aus der zweiten Takthlfte während der ersten Takthälfte des folgenden Zyklusses fest.

Kapitel 4

Elektronische Untersuchungen am Helix1.1 Chip

Dieses Kapitel beschreibt die Untersuchung der für HERA-B wichtigen Eigenschaften des Verstärkers. Hierbei wurden Idealbedingungen gewählt: Zur Einkopplung von Ladungen dienen δ-förmige Pulse. Da keine MSGCs angeschlossen sind, treten keine Wechselwirkungen zwischen den Systemkomponenten auf. So können Rauschmessungen mit aufwendiger Abschirmung durchgeführt werden.
Zu den für HERA-B wichtigen elektronischen Eigenschaften gehört das Rauschen des Vorverstärkers, die Linearität der Verstärkung (Konversionsfaktor), der Einfluß der Bias-Ströme und Spannungen sowie die Strahlenhärte des Verstärkers. Die Kenntnisse der Eigenschaften des Verstärkers sind sowohl für die Interpretation des Verstärkerverhaltens im Testbetrieb und im späteren Experiment als auch für die Weiterentwicklung des Verstärkers wichtig.
Ziel dieser Messungen ist zum einen der Vergleich mit Simulationsergebnissen, zum anderen das Auffinden optimaler Betriebsparameter. Optimiert werden sollen dabei Pulslänge, Anstiegszeit und Pulshöhe.

4.1 Testpulse und MIPs

Der zeitliche Verlauf des aus der MSGC fließenden Stromes wurde in Kapitel 2 diskutiert. Idealisierend kann ein δ-pulsförmiger Ladungsfluß angenommen werden. Reale MSGC-Pulse können, wie sich auch später im Experiment zeigt, die Pulsantwort des Helix-Verstärkers nur verschlechtern. Bei realen MSGC-Pulsen muß man den Signalverlauf der MSGC mit der Antwort des Helix-Verstärkers falten. Man erhält eine langsamere Anstiegszeit und eine kleine Signalamplitude.
Wenn im folgenden die eingekoppelten Ladungen nicht näher spezifiziert werden, sind immer δ-pulsförmige Ladungen gemeint. Als Ladungseinheit wird das "MIP" definiert:

$$1MIP = 24.000e^-$$

Dieses ist die Ladung, die ein minimal ionisierendes Teilchen ($\underline{m}$inimun $\underline{i}$onizing $\underline{p}$article) in einem 50μm-breiten Si-Streifenzähler des Vertex-Detektors deponiert. Das Signal einer MSGC beim Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens liegt im Mittel bei etwa demselben Wert.

4.2 Versuchsaufbau im Labor

Die Messungen im Labor wurden mit 8-Kanal Helix1.1-Chips durchgeführt, die in einem LCC68 Gehäuse befestigt waren. Als Spannungsversorgung für die Meßplatine dienten stabilisierte Netzgeräte, die ±12V Spannung liefern. Zum Einkoppeln von Testpulsen wurde ein HP-33120A Funktionsgenerator in der Pulserfunktion verwendet, für einige Messungen ein 300MHz Pulsgenerator

HP-8130A mit einstellbarer Flankensteilheit. Zur Analyse der Pulsformen wurden die digitalen Oszilloskope Tektronix TDS 784A (1GHz) und TDS 520A (500MHz) verwendet.

4.2.1 Einkopplung von Testladungen

Um die δ-pulsförmigen Ladungen definierter Größe einzukoppeln, wurde eine Rechteckspannung über einen Spannungsteiler und eine Koppelkapazität C_1 an den Eingang des Helix-Vorverstärkers gelegt, wie Abb.4.1 zeigt.

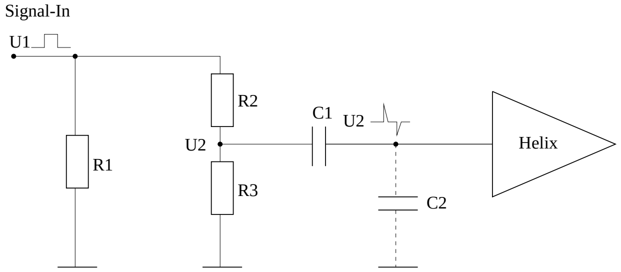


Abbildung 4.1: Schaltplan der Ladungseinkopplung: Über einen Spannungsteiler (R_2/R_3) und die Koppelkapazität C_1 liegt eine Rechteckspannung am Eingang des Helix. R_1 terminiert den Funktionsgenerator, C_2 ist die optionale Ladekapazität.

Der Widerstand R_1 terminiert den Pulser mit 50Ω. Die Widerstände (R_2/R_3) bilden einen Spannungsteiler 1:100. Er teilt die anliegende Rechteckspannung U_1 in den mV Bereich (U_2) herunter. Die Widerstände im Spannungsteiler $(R_2 = 50\Omega, R_3 = 5k\Omega)$ wurden möglichst klein gewählt, damit $Z_{C_1} = \frac{1}{\omega C_1} \gg R_2$ gilt. Mit Pulseranstiegszeiten von $t_r \leq 20ns$ ergibt sich $Z_{C_1} \leq 10k\Omega$ (C_1=1.6pF). Der Fehler durch die Parallelschaltung mit $R_2 = 50\Omega$ ist tolerierbar.
Sämtliche Messungen wurden mit der Koppelkapazität $C_1 = 1.6pF$ vorgenommen. Die auf dem Kondensator befindliche Ladung ergibt sich zu $Q_{in} = C_1 U_2$. Die in einigen (Rausch-) Messungen eingesetzte Ladekapazität C_2 simuliert die Kapazität eines MSGC-Streifen. Der in den Verstärker fließende Strom ergibt sich zu $I_{IN} = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{C \cdot \Delta U_2}{\Delta t}$. Ein Stromfluß in den Verstärker oder aus ihm heraus findet nur während der Spannungsänderung, also während der Flankenanstiegs- oder Abfallzeit des Rechteckspannungsgenerators statt. Da keine endlos stufenförmige Spannungsfunktion vorgegeben werden kann, fließt bei Versuchen mit dem Pulser abwechselnd Strom in den Verstärker hinein und heraus. Dieses entspricht positiven und negativen Ladungsspektren.

4.2.2 Kabeltreiber/Impedanzwandler

Die auf dem Helix-Chip implementierten Treiber können Kapazitäten bis ca. 2pF treiben, sie haben einen hochohmigen Ausgangswiderstand (10kΩ). Um die Ausgänge beim Messen nicht unötig zu belasten, wurden Videotreiber vom Typ OPA633 zwischengeschaltet. Die vom Hersteller angegebenen Spezifikationen [3] sind folgende:

- hohe Bandbreite (260MHz)
- hohe Anstiegsgeschwindigkeit (2500V/μs)
- hoher Eingangwiderstand ($\approx 1.6M\Omega$)
- geringe Eingangskapazität ($\approx$ 1.5pF)

Sie wurden mit der in Abb.4.2 gezeigten Schaltung an die Helixausgänge angeschlossen. Es wurde eine kapazitive Koppelung (C_1) gewählt. Damit wurde der Offset der Basislinie des Helix (siehe

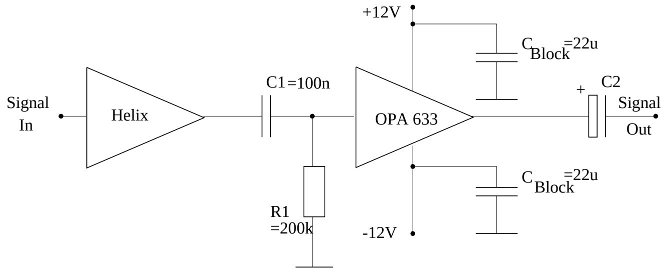


Abbildung 4.2: Beschaltung der angeschlossenen Videotreiber.

unten) herausgefiltert. Der große Offset des OPA633 erzwang die Kapazität C_2. Für die Zeitkonstante aus dem Widerstand R_1 und der Kapazität C_1 muß gelten: $R_1C_1 >> t_{Int._{Helix}}$ ($t_{Int._{Helix}}$=Integrationskonstante des Helix), um ein Schwingen des bipolaren Operationsverstärkers zu verhindern (hierzu vergleiche [3]).

4.2.3 Spannungsversorgung und Bias-Stromquellen

Die Spannungsversorgungen für die Elektronik-Platine betrugen U$_\pm$ = ±12V. Sie dienten gleichzeitig als Spannungsversorgungen für die Videotreiber. Die Versorgungsspannungen für den Chip U=±2V wurden aus den $\pm 12V$ über eine einstellbare Spannungsteiler (R$_1$ = $10k\Omega$, R$_2$ = $5k\Omega$ (Spindeltrimmer)) erzeugt, gefolgt von einem Operationsverstärker TL 071 als Impedanzwandler. Abb.4.3 zeigt links den Schaltkreis.

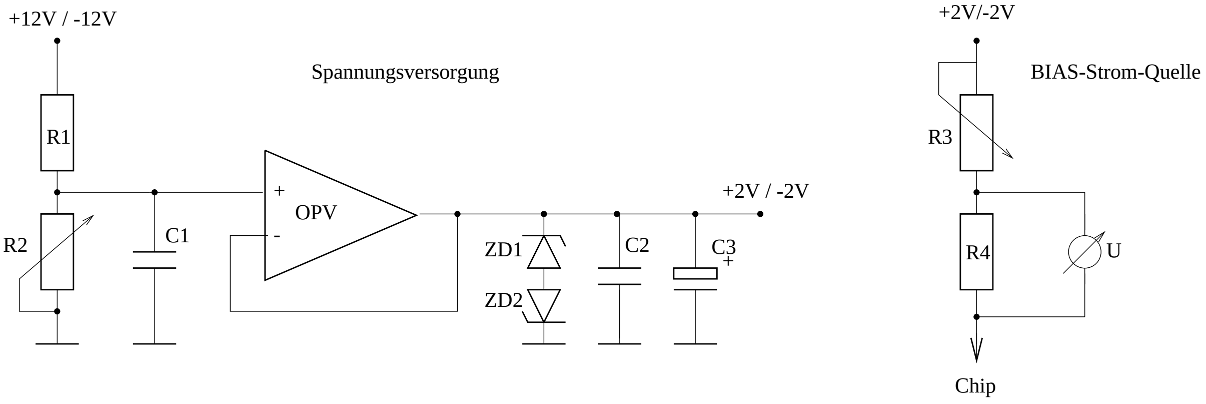


Abbildung 4.3: Schaltung der Spannungsversorgung für den Helix-Chip (links) und Stromquelle für Bias-Ströme (rechts).

Die Kapazitäten C$_1$=100nF und C$_2$=100nF blockten hochfrequente Spannungen ab, die Kapazität $C_3 = 22\mu$F (Tantal) glich niederfrequente Spannungsschwankungen aus. Die beiden Zenerdioden ZD$_1$ und ZD$_2$ sollten eventuell auftretende Spannungsspitzen abfangen. Rechts in der Abbildung ist die Schaltung zum Einstellen der Bias-Ströme zu sehen. Für die in den Chip hineinfließenden Stöme I_{PRe},I_{SHA},I_{BUF} lag U=+2V an, für den entgegengesetzt fließenden Strom I_{LEV} lag U=–2V an. Der Pfeil zeigt den Anschluß der Schaltung an den Chip. Mit dem Spindeltrimmer R_3 wurde der Strom eingestellt, über den Spannungsabfall an R_4 konnte der Bias-Strom $I_{Bias} = \frac{U}{R_4}$ während der Messung sofort abgelesen werden, ohne den Schaltkreis auftrennen zu müssen. Die Bias-Spannungen V_{fp} und V_{fs} wurden mit einem Spannungsteiler bestehend aus einem Widerstand und einem Spindeltrimmer realisiert. Die abgegriffene Bias-Spannung wurde mit einer Kapazität C=50nF gegen Masse abgeblockt.

4.3 Einfluß der Bias-Ströme und Spannungen im Labor

4.3.1 Konversionsfaktor

Um eine Aussage über die Verstärkung des Helix machen zu können, wird der Konversionsfaktor C_{Konv} definiert:

$$C_{Konv}[mV/e^-] = \frac{U_{OUT}[mV]}{Q_{IN}[e^-]}$$

Er ist der Quotient aus Pulshöhe U_{OUT} am Helixausgang und der eingekoppelten Ladung Q_{IN}. Die eingekoppelte Ladung wird entweder in Elektronen oder "MIP" gemessen.
Die eingekoppelte Ladung von 1MIP wird als Bezugspunkt genommen, da Ladungen aus der Kammer in dieser Größe am wahrscheinlichsten sind. Bei Messungen mit Pulserladungen wird diese Ladung eingekoppelt, sofern keine weiteren Angaben gemacht sind.

4.3.2 Standardeinstellung

In Tab.4.1 findet man "Standard"-Einstellungen für die Biasströme und Spannungen. Sie entsprechen den optimalen Parametern, die aus einer Simulation für Siliziumdetektoren mit parasitären Kapazitäten ermittelt wurden.

Bias-Strom	I/[μA]	Bias-Spannung	U/[V]
I_{PRE}	280	V_{fp}	–0.9
I_{SHA}	200	V_{fs}	2.0
I_{BUF}	100		
I_{LEV}	–1.5		

Tabelle 4.1: Einstellungen für Bias-Ströme/Spannungen aus der parasitären Simulation: optimiert für Si-Zähler.

4.3.3 Vergleich von Simulation und Messung

Abb.4.4 zeigt den Vergleich von Simulation [9] und Messung mit den optimierten Bias-Einstellungen. Es ist jeweils die Spannung als Funktion der Zeit dargestellt. Der gemessene Puls sowie die Pulse in den Abb.4.6 - 4.9 des folgenden Abschnittes wurden mit der Mittelungsfunktion des Oszilloskops aufgenommen, wobei über jeweils 100 Pulse gemittelt wurde. Somit verschwindet in den Abbildungen das Rauschen und die eigentliche Pulsform kann genauer vermessen werden. Die Zeitbasis beträgt bei allen gemessenen Pulsformen 50ns/div, für die Amplituden gilt 10mV/div.
Die maximale Amplitude der Simulation liegt bei 51mV, die der Messung bei 57mV. Der Vergleich von Simulationen mit verschiedenen Vorverstärker-Bias-Strömen [9], deren Ergebnisse hier nicht abgebildet sind, ergab einen vernachlässigbaren Einfluß von I_{pre} auf die Amplitude. Die Messung (siehe unten, Abb.4.5) zeigt dagegen deutliche Abhängigkeiten, so daß Messung und Simulation bei höherem Strom I_{pre} wahrscheinlich noch besser übereinstimmen würden. Die gemessene Pulsantwort ist für MSGCs im HERA-B-Experiment wegen des großen Unterschwingers nicht verwendbar. Seine Amplitude erreicht dem Betrag nach über 20% der Höhe der Pulsamplitude. Optimal liegt der Auslesezeitpunkt im Maximum des Pulses, der des zweiten *Bunch-Crossing*s folgt bei t_{Peak}+96ns.

Zu diesem Zeitpunkt beträgt die Ampiltude noch –10mV gegenüber der Basislinie. Dieses verschlechtert die Effizienz im nächsten Ereignis erheblich, da alle Pulse um diesen Betrag kleiner werden. Die MSGC liefert im Gegensatz zu den hier dargestellten Pulsen (SVD-Detektor) nur negative Ladungen. Für Pulse aus der MSGC wechseln in der Argumentation lediglich die Vorzeichen. Untersuchungen zu unterschiedlichen Vorzeichen findet man in Kap.5.

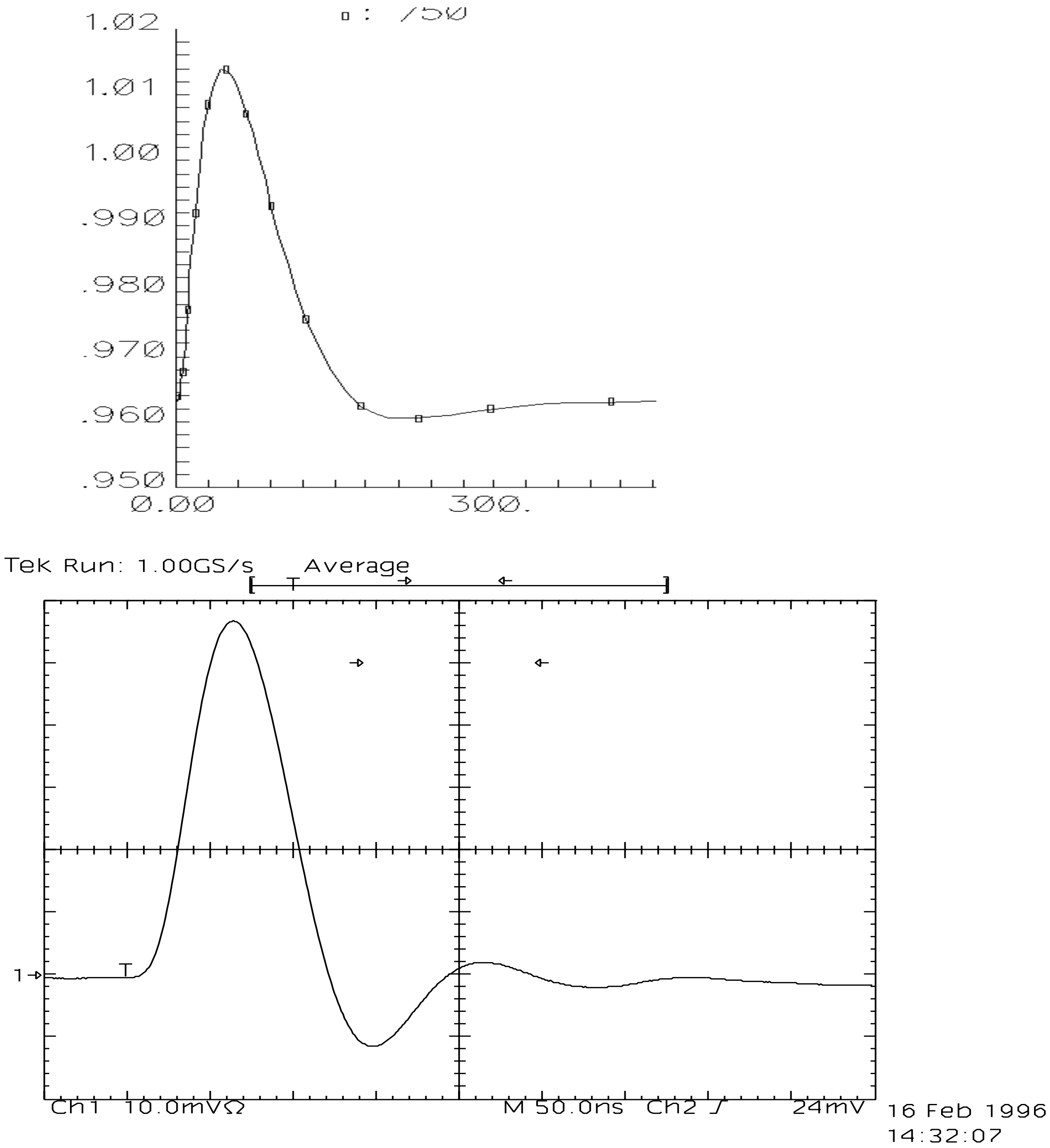


Abbildung 4.4: Simulierte Pulsform [9](oben) für die Standardeinstellung mit $I_{PRE} = 280\mu A$, $I_{SHA} = 200\mu A$, $I_{BUF} = 100\mu A$, $I_{LEV} = -1.5\mu A$, V_{fp}=-0.9V, V_{fs}=2.0V (die Pulshöhe ist in Volt angegeben, die Zeitskala in Nanosekunden) und die gemessene Pulsform (unten) für dieselbe Einstellung.

4.3.4 Einfluß der Bias-Einstellungen

Ausgehend von der Standardeinstellung in Tab.4.1 wurde der Einfluß der einzelnen Bias-Spannungen und Ströme untersucht. In den folgenden Meßreihen wurden δ-pulsförmige Ladungen (+1MIP) eingekoppelt und jeweils ein Parameter variiert. Zum besseren Vergleich des Einflusses der Bias-Ströme und Spannungen wurden alle Pulse, bei denen jeweils nur ein Parameter verändert wurde, übereinandergelegt.

Abb.4.5 zeigt den im Labor gemessenen Einfluß des Vorverstärker-Bias-Stromes I_{PRE} auf die Pulsform. Sechs Pulse mit den Strömen I_{PRE}=60-1000μA sind zu sehen. Ein größerer Strom bewirkt eine kleinere Integrationszeitkonstante des Vorverstärker. Die Anstiegszeiten der Puls werden kürzer und die Amplitude kleiner. Der sinusförmige Anteil wird stärker gedämpft. In der Simulation [9] hatte die Änderung von I_{SHA} einen geringeren Einfluß auf die Pulshöhe.

Abb.4.6 zeigt sechs Pulse, bei denen I_{SHA} von 170μA (Puls mit der größten Amplitude und starkem Unterschwinger) bis $I_{SHA} = 755\mu$A variiert wurde. Man erkennt deutlich die in Kap.3 diskutierte zunehmende Dämpfung des sinusförmigen Anteils in der Pulsform für große Ströme.

Den Einfluß der Spannung V_{fp} veranschaulicht Abb.4.7. Er ist für δ-Pulse ohne angeschlossene Kammer vernachlässigbar, im Gegensatz zu Pulsen aus einer MSGC (siehe Kap.5). Die Testpulse zeigen mit Ausnahme der Einstellung V_{fp}=-1.4V fast alle den gleichen Amplitudenverlauf. Dort ist die Basislinie nach dem Puls etwas nach unten verschoben. Diese Einstellung ist für die Praxis ungeeignet, da der durch einen FET realisierte Rückkoppelwiderstand extrem hochohmig wird und der Ruhestrom aus der Kammer nicht abfließen kann.
Wie im Abschnitt über Testpulse erläutert wurde, koppelt der Pulser abwechselnd positive und gleich große negative Ladung in den Helix. Insgesamt fließt über lange Zeit gemittelt kein Strom in den Verstärker. Aus diesem Grund geht der Verstärker im Gegensatz zu dem Ergebnis im nächsten Kapitel nicht in die Sättigung über.

In Abb.4.8 wurde die Spannung V_{fs} von +2.0V bis +0.09V variiert. Den kleinsten Puls erhält man für V_{fs}=2.0V. Je kleiner V_{fs} wird, desto weiter und höher wird der Puls, da die Integrationszeitkonstante größer wird.

Abb.4.9 zeigt die gemessenen Abhängigkeiten der Bias-Ströme für den *Levelshifter* (links) und den Treiber (rechts). Die Einflüsse sind vernachlässigbar, was auch schon in der Simulation gezeigt wurde. Für die weiteren Messungen ist der Einfluß dieser Ströme nicht von Interesse, die Standardwerte werden beibehalten.

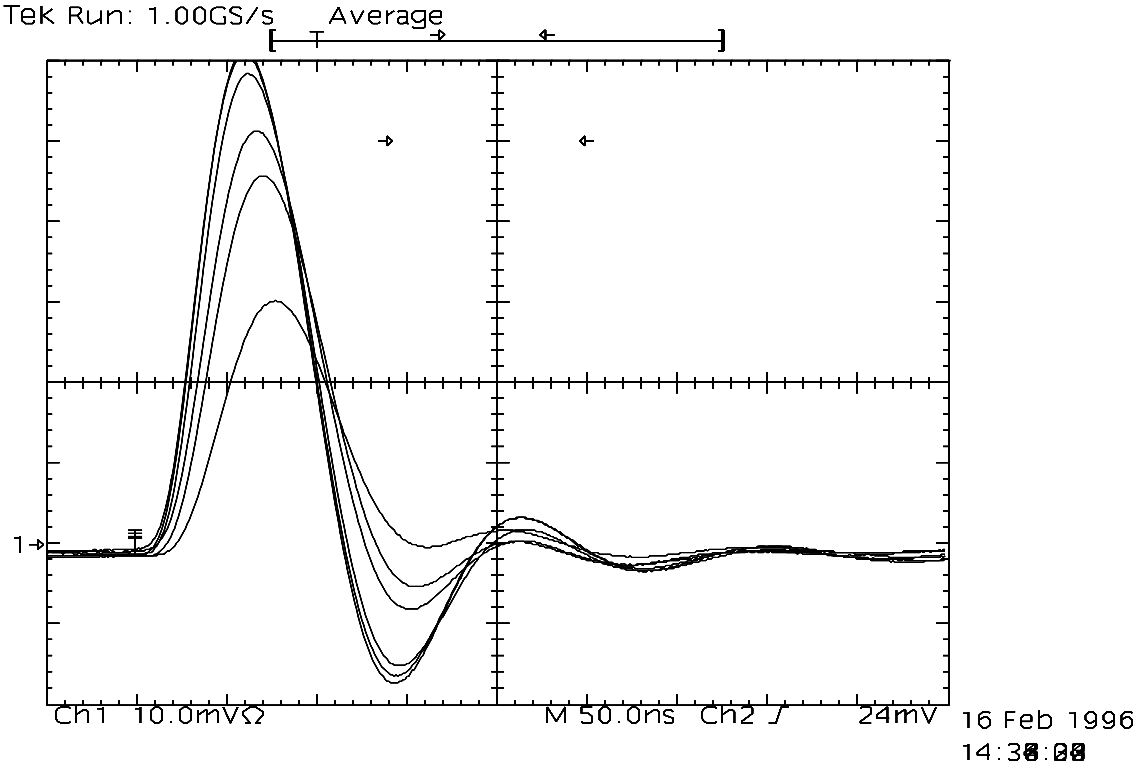


Abbildung 4.5: Gemessene Pulsformen für den Einfluß des Vorverstärker-Bias-Strom I_{PRE}: I_{PRE}=60μA, 130μA, 190μA, 400μA, 600μA, 1000μA. Der Puls mit der kleinsten Amplitude und dem kleinsten Unterschwinger entspricht dem größten Bias-Strom.

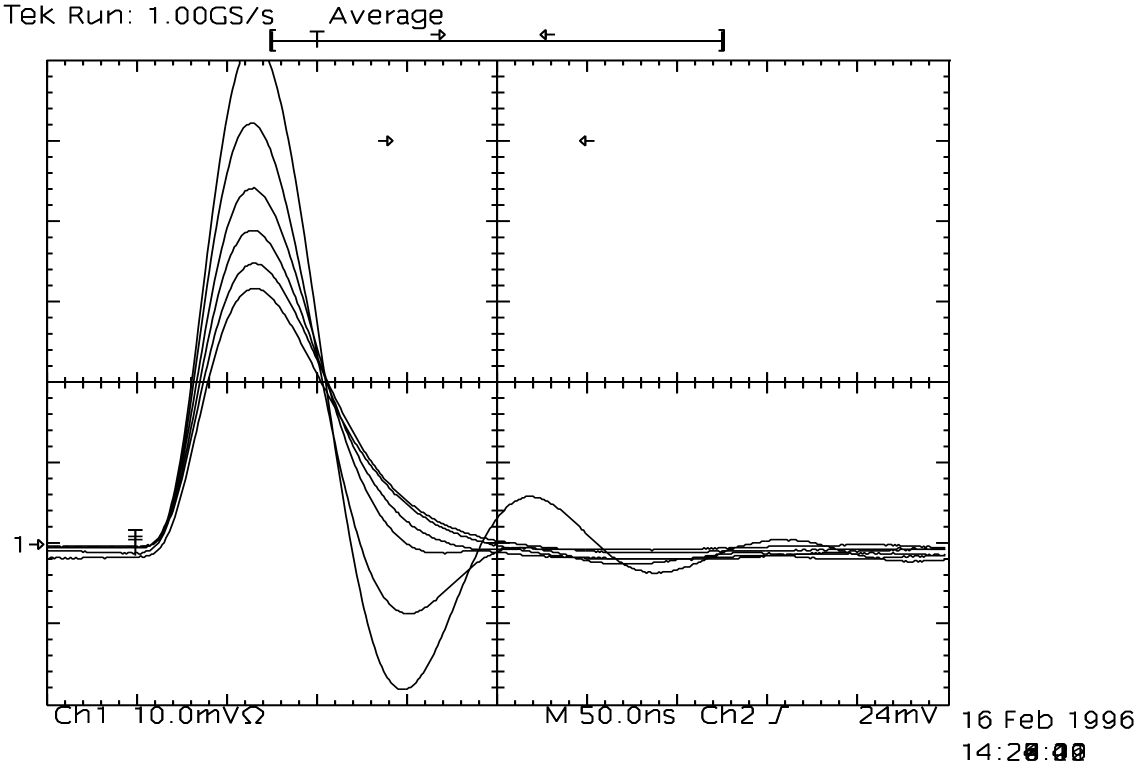


Abbildung 4.6: Gemessene Pulsformen für den Einfluß des Pulsformer-Bias-Stromes I_{SHA}: I_{SHA}=170μA, 220μA, 300μA, 400μA, 600μA, 755μA. Der Puls mit der kleinsten Amplitude und dem kleinsten Unterschwinger entspricht dem größten Bias-Strom.

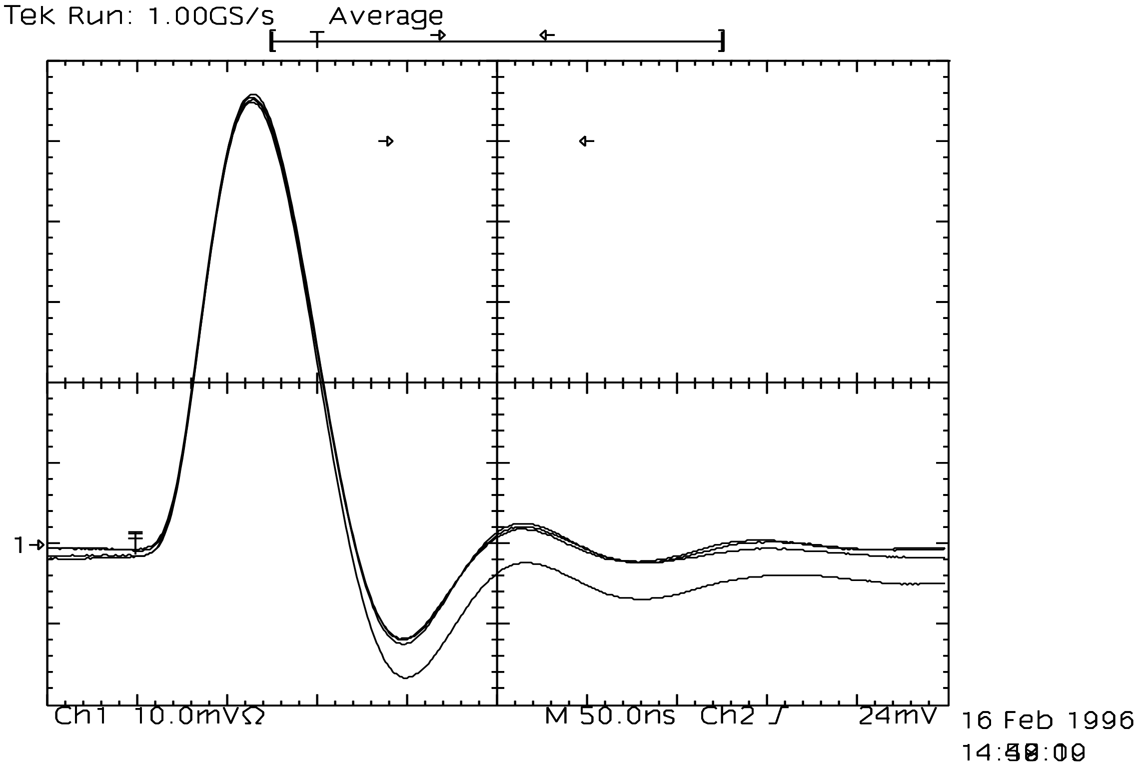


Abbildung 4.7: Gemessene Pulsform für den Einfluß der Vorverstärker-Rückkoppelspannung V_{fp}: V$_{fp}$=+1.0V, –0.4V, –1.0V, –1.4V.

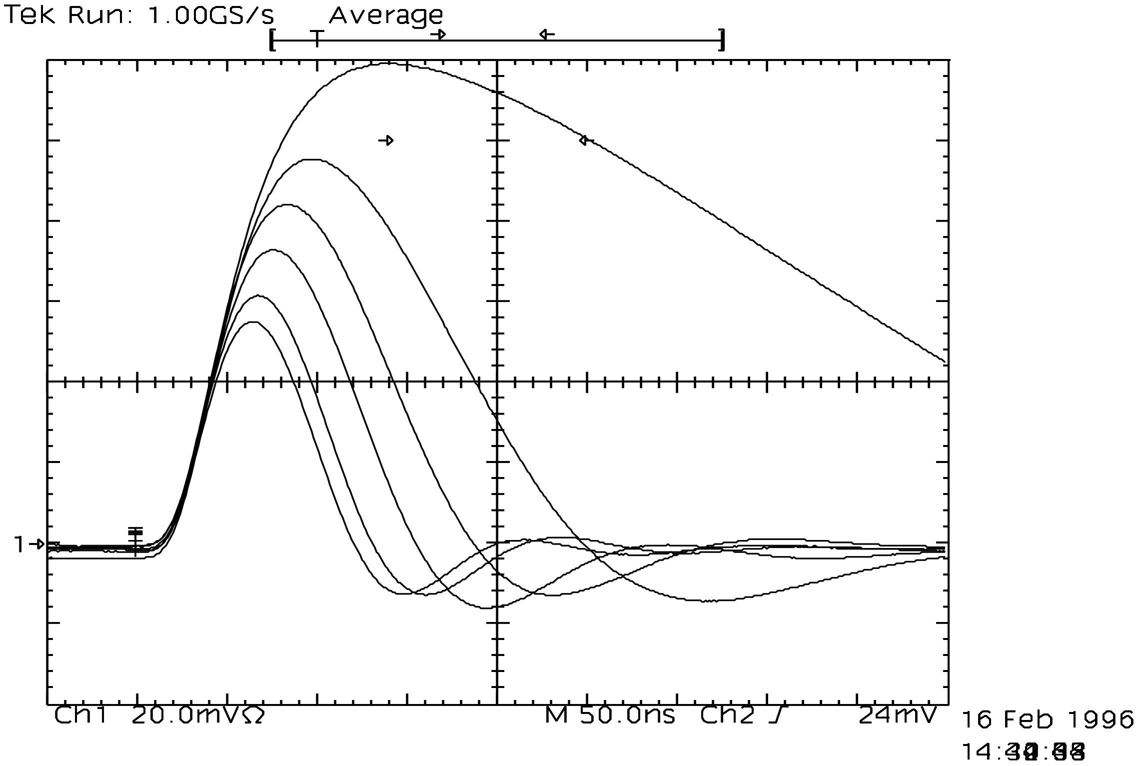


Abbildung 4.8: Gemessene Pulsform für den Einfluß der Spannung V_{fs}: V_{fs}=2.0V, 1.6V, 1.0V, 0.7V, 0.4V, 0.09V. Je höher V_{fs} ist, desto kürzer und kleiner wird der Puls.

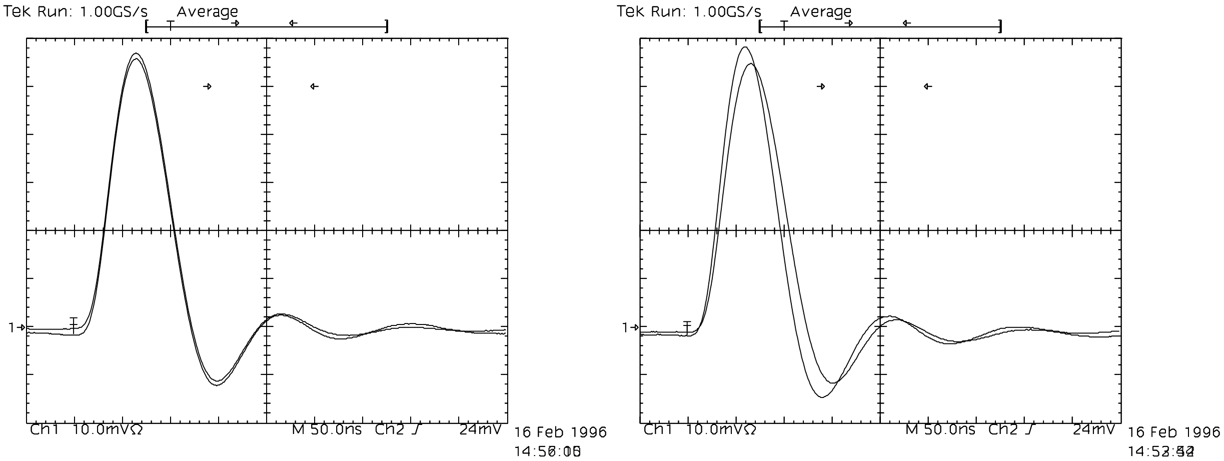


Abbildung 4.9: Links die gemessene Pulsform für den Einfluß des Levelshifter-Bias-Stromes: $I_{LEV} = -2.9\mu A$, $-5.6\mu A$. Rechts die gemessene Pulsform für den Einfluß des Bias-Stromes im Treiber $I_{BUF} = 320\mu A$ und $I_{BUF} = 80\mu A$.

4.3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse der Pulsformvariationen

Variationen der Bias-Ströme I_{PRE} und I_{SHA}, sowie der Rückkoppelspannung des Pulsformers V_{fs} haben einen großen Einfluß auf die Form der Pulse.
I_{SHA} ändert die Pulshöhe und den damit verbundenen Unterschwinger. Je größer der Puls, desto größer der Unterschwinger.
I_{PRE} hat bei Einkopplung von δ-förmigen Ladungen einen Einfluß auf die Anstiegszeit des Pulses. Anders als die Simulation voraussagt, ändert sich die Pulshöhe mit der Variation von I_{PRE}. Je schneller der Puls, desto größer sind Amplitude und Unterschwinger.
V_{fs} ändert den Unterschwinger kaum, hat aber großen Einfluß auf die Pulslänge: Je kleiner V_{fs} wird, desto größer wird die Amplitude und damit die Zeit, bis sie erreicht wird.
V_{fp} zeigt bei δ-förmigen Testpulsen keinen Einfluß auf die Pulsform. Ein großer Einfluß dieser Spannung tritt bei Kammerpulsen (Kap.5) auf.

Mit kleinen Integrationskonstanten von Vorverstärker und Pulsformer lassen sich aus δ-förmigen Ladungen Pulse erzeugen, die die Triggereffizienz im nachfolgenden Ereignis nicht verschlechtert. Wichtig für das nachfolgende Ereignis ist, daß der Puls entweder 96ns nach dem ersten Auslesezeitpunkt auf Null gefallen ist oder die Nullinie (flach) schneidet. Jedoch haben diese Pulse kleine Amplituden, so daß die Triggereffizienz durch ein kleines Signal/Rauschschwellen-Verhältnis verschlechtert wird. Auf das Rauschen wird im übernächsten Abschnitt eingegangen. Weiter sind die unterschiedliche Linearität sowie die etwas unterschiedlichen Pulsformen (bei gleichen Bias-Einstellungen) für negative und positive Ladungen problematisch. Hierauf wird an anderer Stelle eingegangen.

4.4 Linearität und Homogenität

4.4.1 Linearität

Da MSGCs nur negative, Siliziumdetektoren aber negative und positive Ladungen erzeugen, soll der Verstärker für Ladungen beider Polarität linear sein. Abb.4.10 zeigt eine Linearitätsmessung mit den Bias-Einstellungen $I_{PRE} = 150\mu A$, $I_{SHA} = 100\mu A$, V_{fp}=–0.9V und V_{fs}=2.0V.

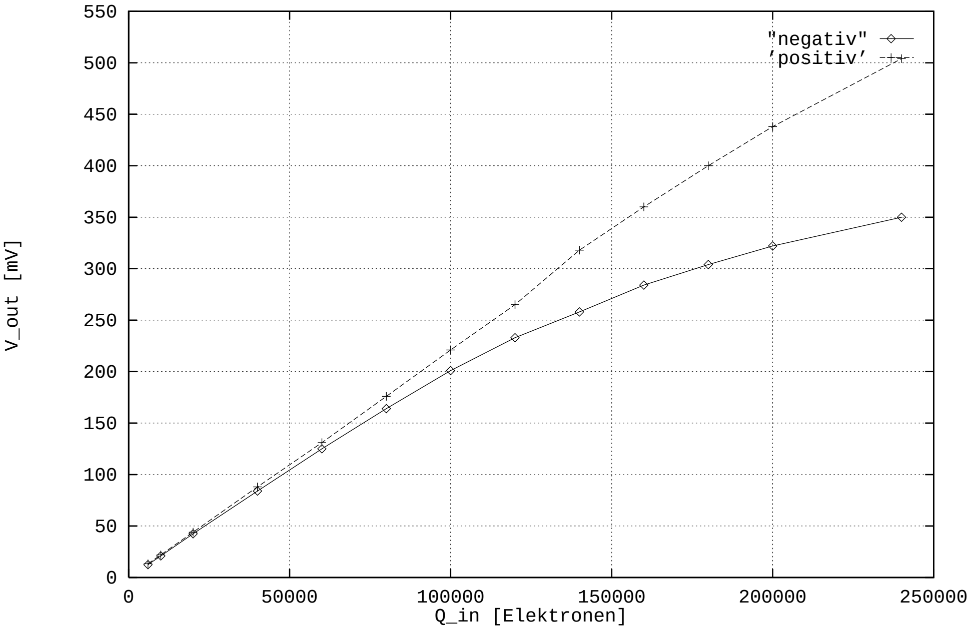


Abbildung 4.10: Linearitätsmessung des Helix für positive und negative Ladungen bis zu einer Eingangsladung von ±250.000 Elektronen. Die durchgezogene Kurve zeigt die Messung für positive, die gestrichelte Kurve die für negative Ladungen.

Dargestellt ist die Amplitude der Pulsantwort als Funktion der eingekoppelten Ladung. Die Kurve für negative Ladungen flacht schneller ab. Dieses Phänomen trat auch bei einer Messung mit anderen Bias-Strömen auf ($I_{PRE} = 345\mu A$ und $I_{SHA} = 277\mu A$). Der lineare Bereich für negative Ladungen ist kleiner, er reicht bis zu einer Ladung von etwa 100.000 Elektronen.
Ein weiterer Unterschied zwischen positiven und negativen eingekoppelten Testladungen war eine leicht unsymmetrische Pulsantwort des Helix. Mit δ-Pulsen waren die Unterschiede geringfügig. Auf dieses Verhalten wird in den Kapiteln 5. und 6. bei der Diskussion realer Kammerpulse eingegangen, dort sind die Konsequenzen größer.

4.4.2 Homogenität von Amplitude und Anstiegszeit

Um die im Detektor erzeugte Ladung in allen Kanälen (>100 Chips mit jeweils 128 Kanälen) möglichst genau bestimmen zu können, darf der Konversionsfaktor C_{Konv} der einzelnen Kanäle nicht stark variieren. Schwankt er zu stark, bleiben einige Kanäle bei gleicher Ladungseinkopplung unter der Triggerschwelle, oder Kanäle mit großem C_{Konv} liefern Fehltrigger. Eine Verfälschung der Pulshöhe tritt auch bei unterschiedlicher Anstiegszeit der Signale ein, da der Trigger aus einer mit fester Phase zum Takt des Strahls abgetasteten Diskriminatorschwelle besteht.
Exemplarisch wurden bei zwei Chips Konversionsfaktor C_{Konv} und Anstiegszeit t_r (10-90%) mit

den Bias-Strömen $I_{pre} = 345\mu$A und $I_{sha} = 277\mu$A bestimmt. Die Resultate zeigt Tab.4.2. Die Amplituden liegen wegen der höheren Ströme im Vergleich zu Abb.4.4 bei nur ≈40mV. Die Werte wurden mit der Mittelungsfunktion des digitalen Oszilloskops und den Zeit- und Amplitudenmarkern bestimmt. Es wurde eine Ladung von 1 MIP eingekoppelt.

Kanal	C_{Konv}[mV/MIP]	t_r [ns]	C_{Konv}[mV/MIP]	t_r [ns]
1	38.8	36.1	39.6	37.7
2	42.0	38.6	40.6	38.4
3	—	—	—	—
4	39.6	36.7	42.2	41.4
5	42.0	37.4	44.0	42.3
6	—	—	—	—
7	39.0	37.2	39.8	39.6
8	38.2	37.1	40.0	42.6
Mittel	39.9±1.5	37.2±0.8	41.0±1.6	40.3±1.9

Tabelle 4.2: Homogenitätsmessungen an zwei 8-Kanal-Chips. Gemessen wurden die Pulshöhe und die Anstiegszeit (10-90%) mit $I_{pre} = 345\mu A$ und $I_{sha} = 277\mu A$. Kanal 3 war aufgrund eines Fehlers in der Chipfassung auf der Platine nicht funktionsfähig, bei Kanal 6 lag ein Designfehler vor (siehe unten).

4.4.3 Kanal zu Kanal Variationen der Basislinie

Ähnlich wie die Forderung nach Homogenität in der Verstärkung und der Anstiegszeit einzelner Kanäle wird eine geringe Variation der Basislinien für unterschiedliche Kanäle gefordert. Eine Verschiebung der Basislinie nach unten bedeutet eine Erhöhung der Triggerschwelle. Ebenso ist eine zeitliche Konstanz der Basislinie erforderlich. Sie hängt im wesentlichen von der Temperatur ab und wird am Ende des Kapitels gemessen.

Die Basislinien von allen Kanälen auf vier Chips wurden gemessen, wobei die Testplatine für den Strahltest (Kap.5) verwendet wurde. Die Ergebnisse sind in Tab.4.3 abgebildet. Die Messung wurde kurz nach Einschalten der Betriebsspannung und 90 Minuten später vorgenommen. Da die Spannungen mit einem FET-Tastkopf direkt an den analogen Ausgängen abgegriffen wurden, haben die Videotreiber auf der Platine keinen Einfluß auf die Meßergebnisse.

4.4.4 Ergebnisse

Die Linearität ist für positive Ladungen bis 6MIPs sehr gut, eine Abweichung von 10% tritt erst bei 8-9MIPs auf. Bei negativen Ladungen tritt der 10%-Fehler schon bei 4-5MIPs auf. Diese Asymmetrie in der Linearität wiegt um so mehr, da MSGCs nur negative Ladungen liefern. Andererseits kommt es bei MSGCs nicht auf die absolute Pulshöhe der Signale an, solange sie mit einem Schwellenwert-Komparator vom Rauschen gut getrennt werden können.

Variationen in der Homogenität der Amplituden treten sowohl zwischen einzelnen Kanälen auf einem Chip als auch zwischen den Chips auf (Tab.4.2). Für eine signifikante Aussage liegen zu wenig Daten vor. Sie betragen bei den Messungen des Chips links in der Tabelle maximal +5.2% und –4.3% vom Mittelwert, bei den Messungen des Chips rechts daneben maximal +7.2% und –3.5%. Der prozentuale Unterschied der Mittelwerte der beiden Chips liegt bei 2.7%. Zusammen liegt (bei dieser Produktion) eine Streuung der Werte von 10% vor. Sowohl Meßfehler als auch der Fehler in der Variation der Einkopplung von Ladungen sind eher systematischer Art, da bei allen Kanälen

Chip	1	1	2	2	3	3	4	4
Meßzeit-punkt→	U/[mV] 0 min	U/[mV] 90 min	U/[mV] 0 min	U/[mV] 90 min	U/[mV] 0 min	U/[mV] 90 min	U/[mV] 0 min	U/[mV] 90 min
Kanal 1	-130	-93	-100	-99	-100	-71	-122	-97
Kanal 2	-140	-105	-104	-67	-120	-92	-144	-120
Kanal 3	-132	-98	-106	-74	-112	-83	-140	-115
Kanal 4	-138	-105	-114	-83	-102	-73	-128	-105
Kanal 5	-140	-108	-96	-68	-114	-88	-142	-118
Kanal 6	-130	-98	-108	-75	-112	-85	-130	-106
Kanal 7	-130	-97	-114	-81	-104	-78	-128	-105
Kanal 8	-128	-96	-104	-76	—	—	-132	-108
Mittel	-133.5	-100	-105.8	-77.9	-109.1	-81.4	-133.3	-109.3

Tabelle 4.3: Schwankungen der Basislinie der analogen Helix-Ausgänge. Dargestellt sind die Messungen an vier Chips mit gleichen Bias-Einstellungen. Die Spannungen links wurden nach dem Einschalten der Versorgungsspannung, die Spannungen rechts daneben 90 Minuten später gemessen.

dieselbe Einkoppelkapazität und dieselben Meßgeräte verwendet wurden. Die Schwankungen in der Anstiegzeit der Pulse liegen in der gleichen Größe.

Die Schwankungen in der Homogenität liegen im Bereich der von AMS angegebenen Variationen im Produktionsprozeß [2]. Die von AMS angegebenen Toleranzen hängen unter anderem von den geometrischen Größen der auf dem Chip implementierten Bauteile ab. Durch Änderung der Größen (indem zum Beispiel nicht die minimalen Bauteilgrößen eingesetzt wird) kann die (relative) Toleranz verringert werden.

Die Basislinien (Tab.4.3) zeigen große Unterschiede zwischen der ersten und der zweiten Messung. In fast allen Fällen ist das Potential der Basislinie um 25-40mV angestiegen. In den Absolutwerten gibt es eine starke Streuung sowohl zwischen den verschiedenen Chips als auch zwischen den Kanälen auf einem Chip. Die Ursache des Anstiegs liegt in der Erwärmung der Chips im Betrieb (man vergleiche den Abschnitt über die "Temperaturabhängigkeit der Basislinie", siehe unten). Danach entspricht die Temperaturverschiebung einer Erwärmung des Schaltkreises um ca. 12^0C. Die Schwankungen auf den Chips liegen zu jedem der beiden Meßzeitpunkte bei $\approx \pm 10\%$, die Variationen von Chip zu Chip liegen in der gleichen Größe. Insgesamt sind die Schwankungen der Basislinien für hohe Triggereffizienzen und -homogenitäten zu groß. Die Erwärmungsphase (Unterschiede zwischen den beiden Meßzeitpunkten in der Tabelle) spielt keine entscheidene Rolle, da man diese im Experiment berücksichtigen könnte.

Eine mögliche Lösung liegt in der kapazitiven Ankopplung des Komparators an den Verstärkerausgang.

Ursache des nicht funktionierenden Kanal 6

Bei keinem der 10 zur Verfügung stehenden Chips war der Kanal 6 funktionsfähig. Mögliche Fehler der Platine und andere Ursachen wie falsches *Bonding* der Anschlüsse konnte ausgeschlossen werden. Die Fehlerquelle war schließlich unter 200facher Vergrößerung im Mikroskop als unterbrochene Eingangsleitung des Kanal 6 erkennbar (siehe Abb.4.11).

Die Kontrolle des Layouts im Designprogramm[1] verlief negativ: es gab keine Unterbrechung dieser Leitung. Im Unterschied zu den anderen Leiterbahnecken berührten sich die Leitungen hier nur, bei

---

[1] Cadence

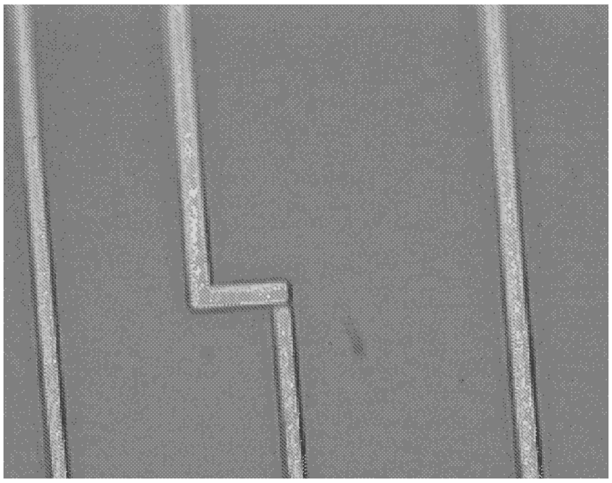


Abbildung 4.11: Foto der Eingangsleitung vom *Bondpad* zum Gate des Eingangstransistors. In der 200fachen Vergrößerung ist in der Bildmitte die Unterbrechung zu erkennbar.

den anderen aber überlappten sie. Die Konsequenz ist, daß Designs sehr sorgfältig auf solche fehlenden Überlappungen zu überprüfen sind, sowohl manuell als auch mit den Kontrollinstrumenten[2] des Designprogrammes.

---

[2] z.B. DRC=design rule check

4.5 Rauschen

Die Effizienz der Detektoren hängt ganz entscheidend vom Rauschabstand SNR (signal to noise ratio) ab, daß heißt dem Verhältnis der Amplituden von Signal- und Rauschspannung.
Die mittlere Signalladung beträgt je nach eingestellter Gasverstärkung etwa 40.000 Elektronen, die sich unter Umständen auf mehrere Kanäle verteilen. Die Signale gehorchen der Landauverteilung, daß heißt auch kleine Ladungen kommen vor. Daher müssen die Verstärker sehr rauscharm sein.
Ziel der Rauschmessungen war es, das Eigenrauschen des Vorverstärkers und die Zunahme des Rauschens als Funktion der Ladekapazität zu ermitteln, wobei Einstreuungen von außen vermieden werden sollten. Weiterhin sollten Einflüsse des Testaufbaus auf das Rauschen gefunden und eliminiert werden. Letzteres sollte Informationen für spätere Test- und Experimentieraufbauten liefern.

4.5.1 Rauschquellen beim Experimentieren am Helix

Das Konzept des Helix-Verstärkers besteht darin, kleine Ladungen gleich mit dem Vorverstärker in Spannungen im Millivolt-Bereich zu integrieren und das Signal in der zweiten Stufe lediglich zu invertieren und zu formen. Der Einfluß von Pulsformer und Treiber auf das Rauschen dieser relativ großen Spannungen ist dann nicht sehr groß. Wichtig wird bei der Konstruktion des Verstärkers ein besonders rauscharmer Vorverstärker. Vor allem der Eingangstransitor, auf dessen *Gate* sich die Ladung akkumuliert, ist hier von Bedeutung.

Grundsätzlich gibt es bei jedem Verstärker zwei Arten [9] von Rauschen:

- Paralleles Rauschen (unabhängig von der Kapazität am Eingang)
- Serielles Rauschen (skaliert mit der Ladekapazität C_{Load})

Bei dem an die MSGC angeschlossenen Helix-Verstärker gehört zum parallelen Rauschen im wesentlichen das Rauschen des Ruhestromes aus dem Detektor, der über den Rückkoppelwiderstand des Vorverstärkers abfließt. Bei anderen Beschaltungen wie dem Einsatz des Helix an Siliziumstreifenzählern gibt es weitere Beiträge wie das Rauschen des Arbeitswiderstandes.
Zum seriellen Rauschen gehören das Kanalrauschen (weißes Rauschen) und das Rauschen des Bulk-Widerstandes des Eingangs-FETs, sowie das 1/f Rauschen. Im folgenden werden die Beiträge erläutert, Gleichungen zur Berechnung und weitere Informationen können in [24] nachgelesen werden.

Rauschen des Ruhestromes aus der MSGC:
Der Ruhestrom fließt über den Rückkoppelwiderstand des Vorverstärkers ab. Dessen Schrotrauschen führt zu einem Spannungsabfall an diesem Widerstand und damit zu einem Rauschanteil, der mit dem Widerstand wächst.

Kanalrauschen (weißes Rauschen des Eingangstransistors):
Unter anderem gilt für diesen Rauschanteil: $ENC_{Kanal} \sim \sqrt{1/Steilheit}$. Die Steilheit kann mit dem Bias-Strom geändert werden. Ein hoher Vorverstärkerruhestrom erhöht die Steilheit des Transistors und verringert damit diesen Rauschanteil.

Rauschen des Bulk-Widerstandes des Eingangs-FETs:
Das Rauschen des Bulk-Widerstandes des Eingangs-FETs ist dem Kanalrauschen sehr ähnlich. Es wird durch den Stromfluß über den Widerstand zwischen *Gate*- und *Bulk*anschluß des Transistors verursacht. Es kann minimiert werden, indem man den *Bulk*-Anschluß auf das Potential der positiven Versorgungsspannung von U_{dd}=+2V legt.

1/f-Rauschen:
Das 1/f-Rauschen kann im Design durch Änderung der geometrischen Verhältnisse der Transistoren beeinflußt werden. Durch Änderung der Bias-Einstellungen hat man keinen Einfluß auf dieses Rauschen. Der Anteil des 1/f-Rauschens ist klein, die Koppelkapazität zwischen Vorverstärker und Pulsformer stellt zusammen mit dem Pulsformer einen Bandpaß dar. Dieser unterdrückt tiefe Frequenzen bis zu ≈500kHz sehr stark (siehe unten). Der Gleichstrom aus der Kammer fließt über den Rückkoppelwiderstand des *Vor*-verstärkers ab.

Das Gesamtrauschen aus seriellem und parallelem Rauschen des Helix unterliegt also einer Funktion:

$$U(C_{Load}) = U_0 + m \cdot C_{Load} \quad ,$$

wobei das gesamte Rauschen U (Rauschspannung) eine Funktion der Ladekapazität C_{Load} ist. U_0 faßt das parallele Rauschen als unabhängigen Rauschoffset zusammen und die Steigung m das serielle Rauschen in Abhängigkeit von der Ladekapazität. Nachdem in den nächsten beiden Abschnitten Eichung, Meßverfahren und Rauschabschirmung vorgestellt werden, befaßt sich der darauf folgende Abschnitt mit der Messung des Rauschoffsets und der letzte Abschnitt mit der Messung der Steigung.

4.5.2 Eichung des Rauschens in Elektronen und Meßverfahren

Die Rauschspannung (am Ausgang des Helix) verschwindet bei der Bildung des zeitlichen linearen Mittelwertes [16]:

$$\overline{u_r} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} u_r dt = 0$$

Erst der quadratische zeitliche Mittelwert ergibt einen von Null verschiedenen Wert:

$$\overline{u_r^2} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} u_r^2 dt \neq 0$$

Die Wurzel aus dem quadratischen Mittelwert wird häufig als RMS-Wert (<u>r</u>oot <u>m</u>ean <u>s</u>quare) bezeichnet. Diese Spannung dient als quantitative Meßgröße für das Rauschen. Da der Helix ladungsempfindlich ist, soll das Rauschen auf Ladungen (gemessen in Elektronen) geeicht sein. Diese Größe nennt man 'ENC' (<u>e</u>quivalent <u>n</u>oise <u>c</u>harge). Man erhält sie als Quotient aus der Wurzel des zeitlichen quadratischen Mittelwertes $\sqrt{\overline{u_r^2}}$ und dem Konversionsfaktor C_{Konv}:

$$ENC[e^-] = \frac{\sqrt{\overline{u_r^2}[mV]}}{C_{Konv}[mV/e^-]}$$

Für die Meßreihen wurde die Berechnung von $\sqrt{\overline{u_r^2}}$ von der entsprechenden Funktion des digitalen Oszilloskops[3] übernommen. Hierbei kann der $\lim_{T\to\infty}$ nicht vorgenommen werden, es wird nur über den auf dem Bildschirm dargestellten Bereich von typischerweise 500ns gerechnet. Außerdem wird das Integral durch die Summe über die Samplingpunkte ersetzt. Dies ist erlaubt, da der Pulsformer als Bandpaß die Bandbreite des Rauschens auf die Frequenzen begrenzt, die das Oszilloskop in ausreichender Auflösung darstellen kann. Um den Fehler des Ergebnisses zu verkleinern, wurden die Messungen 200 Mal wiederholt und der Mittelwert gebildet. Das Verfahren wurde mit VEE-Test[4] automatisiert. Der Konversionsfaktor wurde wie oben beschrieben ermittelt.

---

[3] vgl. Handbuch des Oszilloskops

[4] VEE-Test ist ein grafisch orientiertes Programm von Hewlett-Packard zur rechnergestützen Auslese, Steuerung, Programmierung und Auswertung von Meß- und anderen Geräten über den GP-Interface-Bus.

4.5.3 Die Rauschabschirmung: Fotos vom Meßaufbau

Das Eigenrauschen wurde in einem doppelten Faradayschen Käfig gemessen. Die eigentliche Platine wurde in einem (Alu-) NIM-Einschub montiert, welcher zur Sicherheit in einer größeren Weißblechdose untergebracht war. Einen Eindruck vom Versuchsaufbau gibt Abb.4.12.

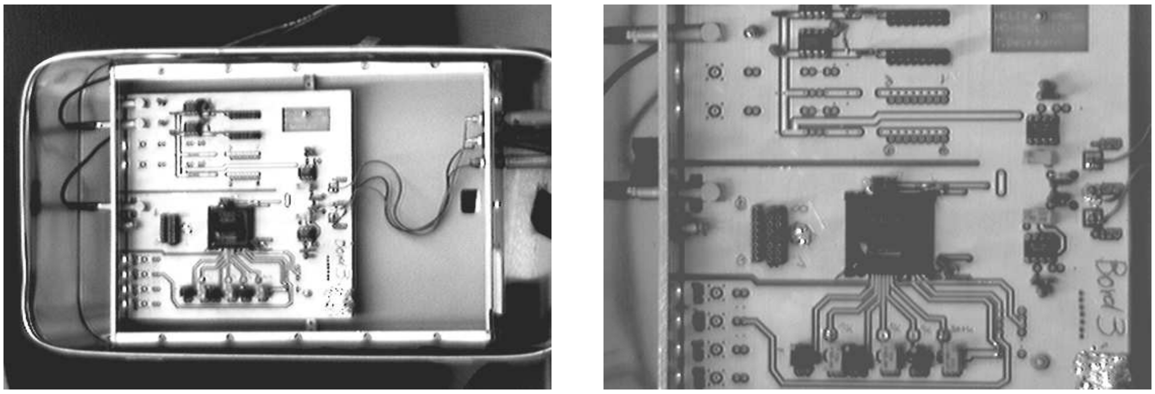


Abbildung 4.12: Die doppelte Abschirmung für die Rauschmessung am Chip. Links erkennt man die Weißblechdose und den NIM-Einschub mit der Meßplatine, rechts ein vergrößerter Ausschnitt. Das schwarze Quadrat in der Mitte ist die Fassung mit dem Chip.

Das kleine schwarze Viereck in der Mitte der Platine ist das Gehäuse, in dem sich der Helix-Chip befindet. In dem Bereich unter dem Chip befinden sich die Spindeltrimmer für die Bias-Einstellungen, rechts auf der Platine ist die Spannungsversorgung untergebracht und über dem Chip befinden sich die Videotreiber. Die Eingänge des Chips mit Koppel- und Ladekapazitäten befinden sich links vom Chip.

4.5.4 Messung und Ergebnis des Rauschens am Helix ohne Ladekapazität

Für die Messungen standen 10 Chips in einem LCC68-Gehäuse zur Verfügung. Die Gehäuse mit den Chips wurden in die Fassung gesteckt, die auf die Platine gelötet war. Zunächst waren trotz doppelter Abschirmung die gemessenen Rauschwerte sehr hoch. Rauschquellen außerhalb des Meßaufbaus schienen ausgeschlossen zu sein: Ausschalten von elektrischen Geräten sowie Versuche früh morgens und spät abends brachten keine besseren Ergebnisse. Intensives Suchen nach Rauschquellen innerhalb der Rauschabschirmung führte zur Lösung des Problems: Der auf die Platine gelötete Sockel stellte sich als schwerwiegende Rauschquelle heraus, die das Rauschen der Kanäle um ca. 800-900 Elektronen erhöhte. Im Gegensatz dazu brachte das Entfernen der 2-3cm langen gedruckten Leitung vom Sockel bis zur Einkoppelkapazität keine Rauschminderung. Die Isolierung des Sockels von der Fassung an den Eingangsleitungen mit einem Streifen Klebeband brachte dann die in Tab 4.4 aufgeführten Rauschwerte.

Das Rauschen der Kanäle 3-5 beträgt etwa 290 Elektronen. Das Rauschen von Kanal 6 konnte wegen der durchtrennten Eingangsleitung auf dem Chip nicht in Elektonen geeicht werden. Die Rauschspannung $\sqrt{\overline{u_r^2}}$ lag aber in der gleichen Größe wie die der Kanäle 3-5. Das Rauschen der Kanäle 1,2,7,8 war mehr als doppelt so hoch wie das der mittleren Kanäle. Die Ursache hierfür liegt in Länge und Geometrie der Bonddrähte in der Fassung. Abbildung 4.13 zeigt das Schema der Chipfassung.

Die Skizze deutet an, daß die Bonddrähte der Kanäle 1,2,7 und 8 ungefähr doppelt so lang waren

Kanal	Rauschen [ENC]/e^-
1	663
2	638
3	289
4	293
5	286
6	—
7	615
8	719

Tabelle 4.4: Rauschmessungen am HELIX ohne Ladekapazitäten.

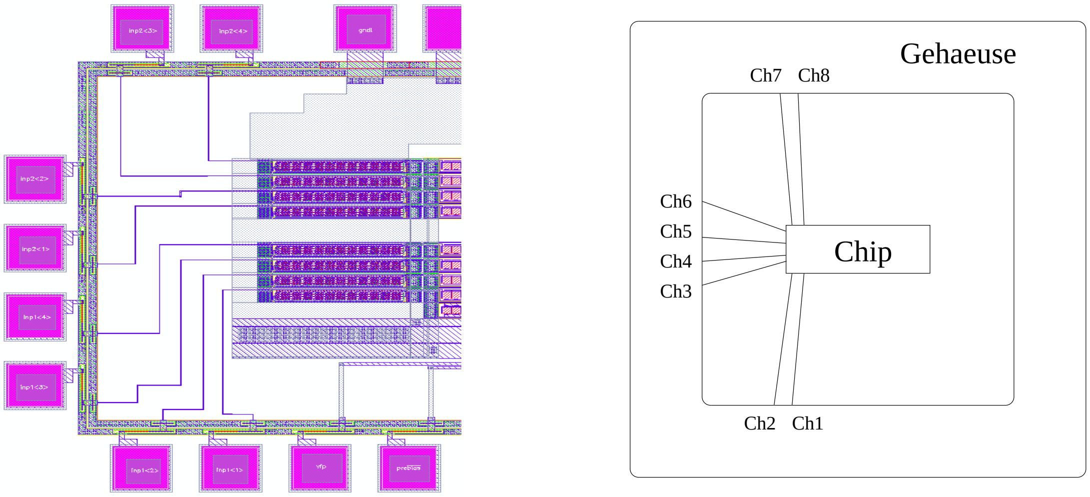


Abbildung 4.13: Layout des Eingangsbereichs auf dem Chip (links) und eine Skizze zur Veranschaulichung der Lage der Bonddrähte (rechts).

wie die der Kanäle 3-6, außerdem verliefen sie orthogonal dazu. Ein Entfernen dieser langen Bonddrähte an den Eingängen des Verstärkers halbierte die Rauschspannung am Ausgang ungefähr auf Werte wie bei den rauscharmen Kanälen 3-5 und halbierte damit auch die in Elektronen geeichten Rauschwerte.
Ein Entfernen der Bonddrähte der Kanäle 3-5 brachte dagegen keine weitere Senkung des Rauschens. Der Einfluß der Richtung und/oder der Länge der Bonddrähte hat einen entscheidenen Einfluß auf das Rauschen des Chips, ebenso wie in diesem Versuch die Fassung.
Um den Einfluß der Bonddrähte genauer fassen zu können, wurde das Rauschspektrum von einem äußeren (Kanal 1) und einem inneren Kanal (4) mit einem HP-4396A Spektrumsanalysator gemessen. Um eine Antennenwirkung der Bonddrähte besser erkennen zu können, wurde diese Messung ohne Rauschabschirmung vorgenommen. Mit der Klebebandisolierung wurde an den Ausgängen der beiden Kanäle die Rauschleistung als Funktion der Frequenz im Bereich von 100kHz bis 1.5MHz[5] gemessen. Abb.4.14 zeigt das Ergebnis. Die Umrechnung in die Rauschspannung läßt sich aus der

---

[5] Dieser Frequenzbereich zeigte deutliche Unterschiede zwischen den beiden Messungen

Leistung $dB_P = 10 \cdot lg(\frac{P_1}{P_2})$ und $P = \frac{U^2}{R}$ in die (logarithmische) Rauschspannung $dB_U = 20 \cdot lg(\frac{U_1}{U_2})$ umformen. Quantitativ soll das Ergebnis nicht untersucht werden, da eine qualitative Betrachtung ausreicht. Vor den Messungen wurden die Bonddrähte in die gleiche Position gedreht.

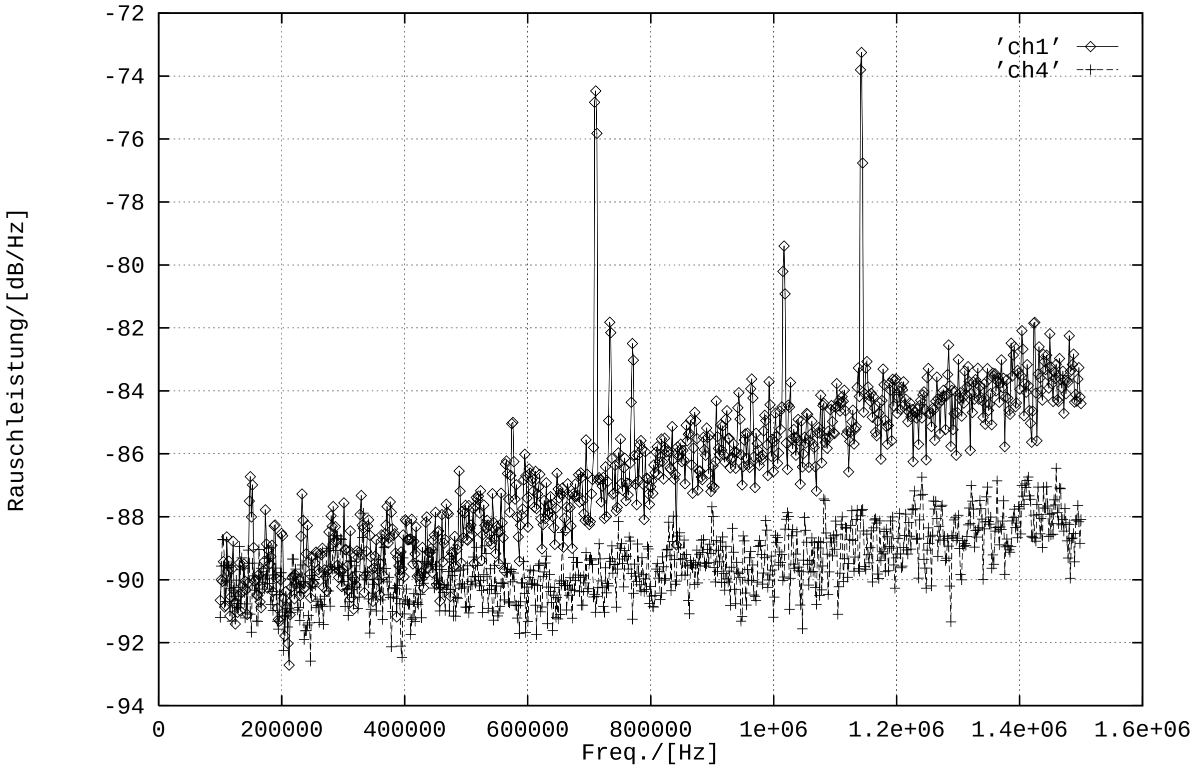


Abbildung 4.14: Rauschleistung des Helix-Chips in dB als Funktion der Frequenz: Die unteren Meßpunkte zeigen einen rauscharmen mittleren Kanal (4), die oberen Meßpunkte den stärker rauschenden äußeren Kanal 1. Dieser zeigt deutliche resonante Einstrahlungskomponenten.

Das Rauschniveau des äußeren Kanals ist bei hohen Frequenzen deutlich größer, vor allem bei 700kHz und 1MHz zeigt das Spektrum Resonanzen. Sie deuten auf eine Antennenwirkung der (längeren) Bonddrähte hin. Sicherlich sind diese beiden Phänomene Ursachen für das erhöhte Rauschen der äußeren Kanäle, auch wenn die Effekte durch die Abschirmung kleiner werden.

Transferkurve

Die Transferkurve des Helix-Verstärkers ist unter anderem für das Verständnis des Rauschens interessant. Sie erklärt den Anstieg der Rauschleistung der in Abb.4.14 dargestellten Kurven.
Der Pulsformer ist in Kombination mit der vorgeschalteten Koppelkapazität ein Bandpaß (Kap.3): Der vorgeschaltete Kondensator wirkt als Hochpaß, gefolgt von einem invertierenden Verstärker, der einen Tiefpaß darstellt. Daher muß der Frequenzgang ein Maximum aufweisen. Gemessen wurde die Transferkurve, indem an einen Eingang über den Koppelkondensator eine Sinusspannung fester Frequenz angelegt und die Maximalamplitude am Ausgang gemessen wurde. Der Quotient aus Spannung am Ausgang und an die Koppelkapazität angelegter Spannung wird hier als Verstärkung definiert. Den Verlauf der Transferkurve findet man in Abb.4.15.
Die Bandpaßwirkung ist deutlich zu erkennen. Die Scheitelfrequenz liegt bei ≈6MHz. Bezüglich

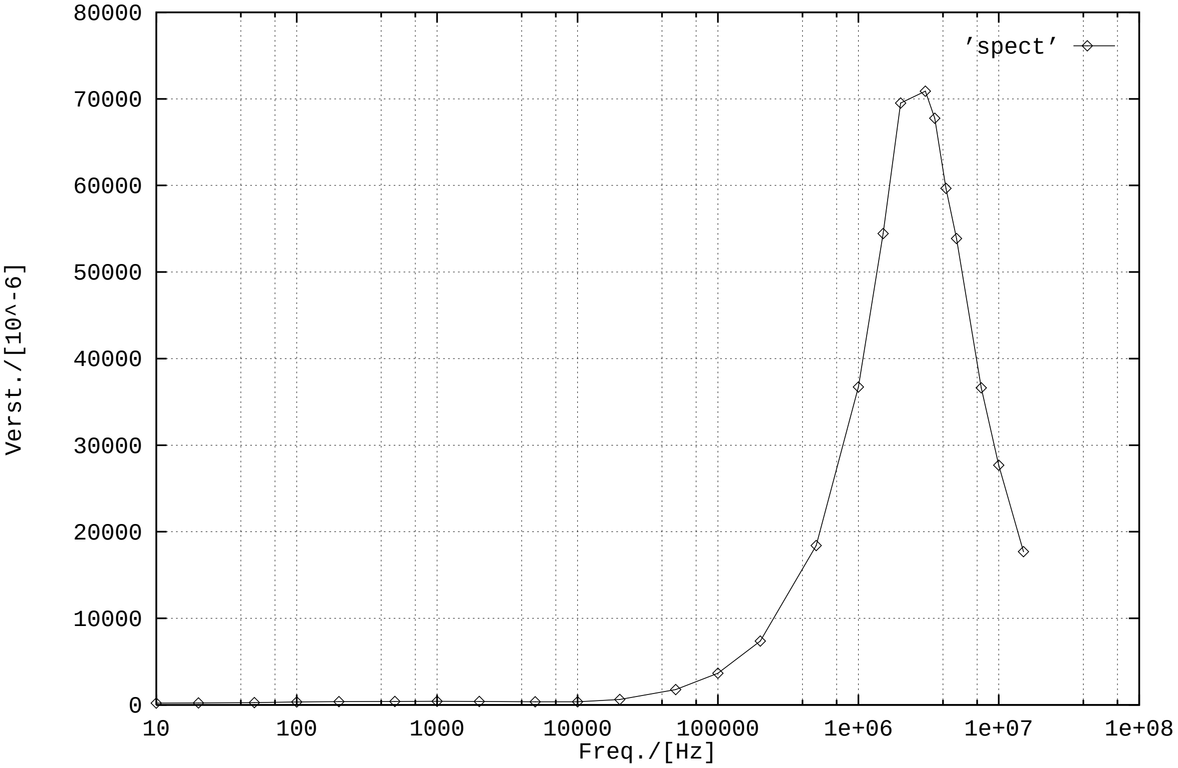


Abbildung 4.15: Transferfunktion des Helix-Verstärkers. Dargestellt ist die Verstärkung als Funktion der logarithmischen Frequenz.

des *Pick-up* und Rauschens durch störende elektrische Geräte sind vor allem Frequenzen im Durchlaßbereich von 100kHz-15MHz kritisch. Rauschquellen in höheren oder niedrigeren Frequenzbereichen werden vom Bandpaß unterdrückt, auch wenn sie stark auf den Eingangstransistor des Vorverstärkers einwirken.

4.5.5 Messung der Steigung: Rauschzunahme pro Ladekapazität

Nachdem das Rauschen bestimmt und die Ursachen für die Unterschiede der einzelnen Kanäle gefunden wurden, konnte die Zunahme des Rauschens als Funktion der Ladekapazität bestimmt werden. Diese Abhängigkeit ist für das Rauschen des Gesamtsystems entscheidend, da die MSGCs eine endliche Kapazität besitzen.
Für diese Meßreihe wurden für die in Abb.4.1 optional eingezeichnete Ladekapazität C_2 die Werte C_2=0pF, 10pF, 22pF, 33pF, 47pF eingesetzt und einer der rauscharmen mittleren Kanäle 3-5 gemessen. Das Ergebnis zeigt Abb.4.16.
Die Steigung des Rauschens pro Ladekapazität wurde zu $m_{\frac{Rauschen}{Kap.}} = 62e^-/pF$ ermittelt.

4.5.6 Zusammenfassung

Der Grund für eine kritische Betrachtung des Rauschens liegt in der großen Empfindlichkeit des Verstärkers auf kleine Ladungen. Da diese kleinen Ladungen mit einem akzeptablen SNR detektiert werden müssen, muß das Rauschen (geeicht in Ladungen) um diesen Faktor kleiner sein. Die Messung des Eigenrauschens des Verstärkers ist wichtig, um eine theoretische obere Grenze des SNR's

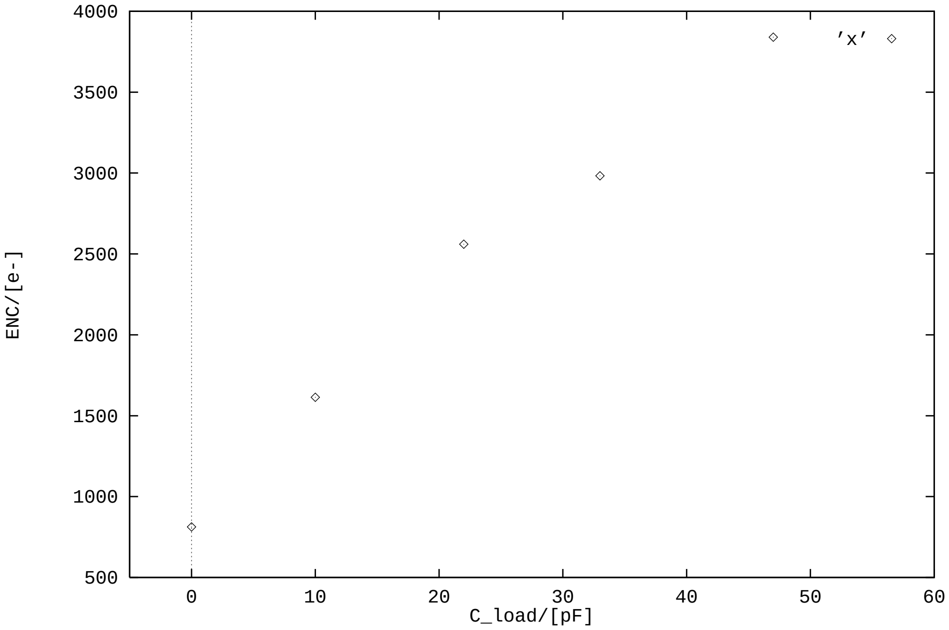


Abbildung 4.16: Gemessene Zunahme des Rauschens aufgetragen in Elektronen als Funktion der Ladekapazität eines rauscharmen Kanals.

angeben zu können. Wie der Einfluß der Bonddrähte gezeigt hat, gibt es sowohl Einstreuungen von außen als auch Einflüsse von anderen Komponenten des Systems. In den im fünften und sechsten Kapitel beschriebenen Experimenten wird sich dieser Einfluß sehr stark bemerkbar machen. Beim Bau von Hybriden und Platinen muß größte Sorgfalt auf das Vermeiden von Rauschquellen gelegt werden.

Das Rauschen des Verstärkers mit einer Ladekapazität von 15pF liegt bei $\approx$ 1200 Elektronen. Diese Größe ist ausreichend. Umgerechnet auf 1MIP ($24.000e^-$) ergibt es ein SNR von 20:1.

4.6 Strahlenhärte des Vorverstärkers

Der 1.2μm und 0.8μm CMOS-Prozeß von AMS, mit dem die Helix-Familie hergestellt wird, ist nicht strahlenhart. In diesem Fall bedeutet "nicht strahlenhart", daß sich Rauschen und Verstärkung schon bei Strahlendosen von 1-2kGy erheblich verschlechtern.
Da die Elektronik sehr dicht an der Strahlachse montiert wird, ist sie einer erheblichen Strahlenbelastung ausgesetzt (Kap.1). Mit den Messungen in diesem Kapitel wird untersucht, ob der Helix-Verstärker der erwarteten Strahlenbelastung von 100-400Gy/Jahr [15] standhält, bzw. nach welcher Strahlendosis das Rauschen so stark zugenommen hat, daß die Verstärker ausgetauscht werden müssen.

Die in diesem Abschnitt besprochenen Messungen beziehen sich auf den HELIX1.0-Chip, da zum Zeitpunkt der Messungen die neuere Version (Helix1.1) noch nicht zur Verfügung stand. Der Helix1.0 ist auch ein 8 Kanal Chip, wobei die einzelnen Kanäle in den Eigenschaften leicht modifiziert sind. Weiterhin besitzen nur 2 Kanäle Eingangsschutzstrukturen, auch haben Konversionsfaktoren und Pulsanstiegszeiten andere Werte. Der absolute Wert für das Rauschen kann daher von den Messungen am Helix1.1 abweichen, die Zunahme des Rauschens als Funktion der Strahlungsdosis sollte aber mit Messungen am Helix1.1 übereinstimmen, da diese Zunahme vom Produktionsprozeß abhängt.

4.6.1 Strahlensensitive Bereiche am Helix

Die strahlungssensitiven Bereiche im CMOS-Prozeß sind die *Gate*oxide der Feldeffekttransistoren (Abb.4.17 zeigt einen Querschnitt durch einen FET). Ionisierende Teilchen erzeugen beim Durchgang durch den Chip Elektron-Loch-Paare. Meistens rekombinieren diese wieder, so daß es keine bleibenden Veränderungen im Material gibt.

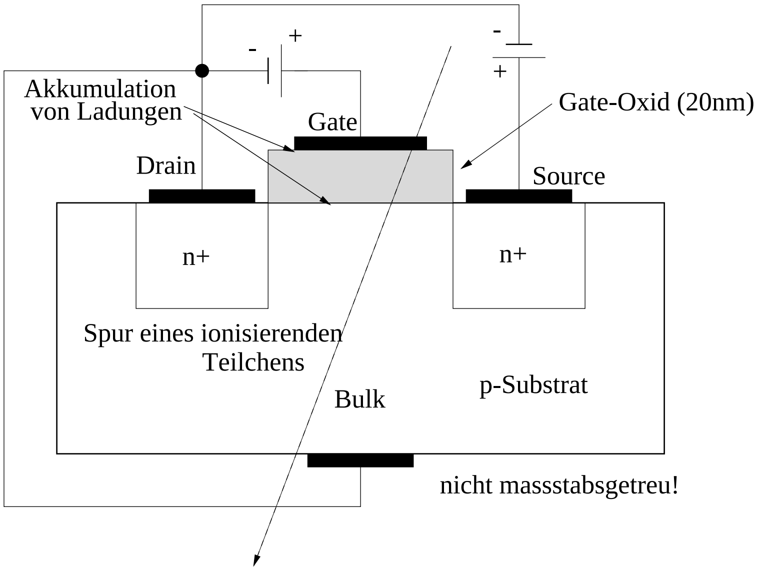


Abbildung 4.17: Querschnitt durch einen FET (n-Kanal-MOS) zur Veranschaulichung der Schäden durch Strahlung. Am sensitivsten reagiert das nur 20nm dünne (grau gezeichnete) *Gate*oxid auf Strahlung, wenn Spannungen anliegen.

Vor allem in den Gateoxiden herrschen durch die am FET anliegenden Spannungen starke elektrische Felder. Diese können die Ladungsträger trennen. Sie wandern durch das *Gate*oxid, bis sie

an der Oberfläche oder an Fehlstellen im Gitter hängen bleiben. Dort akkumulieren sie sich. Die genaueren Ursachen und Mechanismen werden hier nicht erläutert, man findet sie unter anderem in [10] oder in [17]. Die Strahlenhärte hängt von der Dicke der Oxidschicht ab. Je dicker die Oxide sind, desto größer das Volumen und damit die Wahrscheinlichkeit für ionisierende Teilchen, Elektron-Loch-Paare zu erzeugen[6].
Die durch ionisierende Teilchen auftretenden Effekte in den Chips sind folgende:

- Oxidladungen beeinflussen die Schwellenspannung V_{th}
- Die an der Grenze des Gateoxids akkumulierten Ladungsträger sind für die Elektronen zusätzliche Streuzentren. Sie vermindern ihre freie Weglänge und damit die Beweglichkeit μ der Elekronen, was zu einer geringeren Steilheit des Transistors und das wiederum zu einem erhöhten Kanalrauschen führt.
- Durch Erzeugen von Gitterdefekten im *Bulk* haben ionisierende Teilchen die Wirkung einer zusätzlichen Dotierung. Dieses erhöht die intrinsische Leitfähigkeit und damit den Leckstrom eines gesperrten Transistors (Schrotrauschen nimmt zu).

4.6.2 Vorbereitung und Bestrahlungen

Testplatine und Meßapparatur

Der für die Bestrahlung zur Verfügung stehende Helix1.0 Chip befand sich nicht in einer Fassung, sondern war direkt auf eine kleine ($4 \times 5cm^2$) Platine geklebt, auf der die Bonddrähte befestigt waren. An der Unterseite der Platine befanden sich Steckerleisten im Standard-Rastermaß. Damit konnte die Platine mit dem Chip auf verschiedene Boards (ähnlich wie eine Chipfassung in verschiedene Sockel) gesteckt werden. Diese Flexibilität war nötig, da zwei Boards verwendet wurden: Eines mit Spannungs- und Stromquellen für die Bestrahlung und ein weiteres für die Rauschmessungen. Die Bauteile auf dieser Platine sollten durch Strahlenschäden die Rauschmessungen nicht verfälschen.

Die Spannungsversorgung für die Bestrahlungsplatine bestand aus Batterien (4 Mono-Zellen). Die Versorgungsspannung von ±2V sowie die Bias-Spannungen wurden mit ohmschen Spannungsteilern realisiert. Die Platine für die Rauschmessungen war äquivalent zu der für die Messungen am Helix1.1 Chip.

Bias-Einstellungen

Da durch Strahlung verursachte Schäden im *Gate*oxid bei angelegtem elektrischen Feld stärker sind als ohne, mußten während der Bestrahlung die Transistoren unter Spannung stehen und die Bias-Stöme fließen. Für die Bestrahlung wurden die Einstellungen in Tab.4.1 gewählt. Eine kritische Betrachtung dieser Einstellungen folgt in der Diskussion am Ende des Abschnittes.

Funktionsweise der Bestrahlungsapparatur und Montage der Chips

Für die Bestrahlungen stand eine $^{137}Cs - \gamma$-Quelle [1] in der Kopfklinik der Universität Heidelberg zur Verfügung. Sie wird gewöhnlich zur Blutbestrahlung verwendet. Dabei handelt es sich um eine sehr einfach und sicher zu bedienende Kompaktanlage.

---

[6] Im AMS-1.2μm Prozeß sind die Oxide ≈20nm dick. Die Helix-Versionen 1.0 und 1.1 sind in dieser Technologie hergestellt. Für den in 0.8μm-Technologie produzierten Helix128 wird eine größere Strahlenhärte erwartet, da die *Gate*oxide dünner sind.

I_{PRE}	+100μA	V_{fp}	-0.50V	I_{LEV}	-3.0μA
I_{SHA}	+100μA	V_{fs}	+1.0V	I_{BUF}	+100μA

Tabelle 4.5: Bias-Einstellungen HELIX1.0 während der drei Bestrahlungen.

Für das zu bestrahlende Präparat (oder den Chip) steht ein 5l Inhalt fassender Edelstahltopf zur Verfügung, der automatisch in das Innere der Anlage gefahren wird. Während der Bestrahlung rotiert der Topf mit einer Frequenz von 27 U/min. Die Quelle oszilliert neben dem Topf in vertikaler Richtung. Dadurch wird ein homogeneres Dosisprofil ereicht. An den Seitenrändern treten Abweichungen [14] von bis zu +15% auf, oben und unten von bis zu -6% auf.
In der Mitte des Topfes wird eine Dosis von 30Gy in 483 Sekunden erreicht (vgl. dazu den Abschnitt "Messung der Strahlungsquelle").

Die Bestrahlungsplatine mit den zur Stromversorgung dienenden Monozellen wurde in dem Topf montiert. Unten befanden sich die Batterien, die Bestrahlungsplatine wurde so eingesetzt, daß der Chip sich in der Mitte des Topfes befand, um den Chip der richtigen Strahlendosis auszusetzen.

Bestrahlung der Chips

In wöchentlichem Abstand wurde der Chip mit jeweils 500Gy bestrahlt, insgesamt mit einer Dosis von 1.5kGy. Sämtliche Bias-Ströme und Spannungen wurden nach Tab.4.5 eingestellt. Eine Strahlzeit dauerte 2:17 h, während dieser wurden die Bias-Einstellungen halbstündlich kontrolliert und gegebenenfalls nachgeregelt, da die Batteriespannung geringfügig abnahm. Das Rauschen wurde vor der ersten Bestrahlung sowie nach allen Strahlzeiten gemessen.

4.6.3 Ergebnisse der Rauschmessungen

Das Rauschen des Chips wurde mit der oben vorgestellten Testplatine gemessen. Für die Messungen wurden die beiden Kanäle mit Schutzdioden (Kanal1 und 2) sowie der Kanal 3 ausgewählt, der mit den Kanälen 1 und 2 bis auf das Fehlen der Eingangsschutzstruktur identisch ist.
Die Rauschmessungen wurden wie im Abschnitt "Rauschen" vorgestellt vorgenommen. Allerdings stand das automatische Auslesesystem VEE-Test noch nicht zur Verfügung, so daß die mit der Oszilloskopfunktion ermittelte Rauschspannung $\sqrt{\overline{u_r^2}}$ nur jeweils über 10 Werte gemittelt wurde. Quantitativ sahen die Ergebnisse folgendermaßen aus:

Zunahme des Rauschens

Vor der Bestrahlung wurde, gemittelt über die drei Kanäle, folgendes Rauschen gemessen:
ENC=(619±124)e^-+(33.0±6.6)e^-/pF bei einer *Shaper*-Zeit von 110ns. Abb.4.18 zeigt das Rauschen in ENC als Funktion der Strahlendosis.
Abb.4.19 zeigt die Zunahme der Steigung des Rauschens als Funktion der Strahlendosis. Auch hier ist eine deutliche Zunahme zu beobachten, auch wenn der Fehler aufgrund der wenigen Meßdaten groß wird.

Abnahme des Konversionsfaktors

Der Konversionsfaktor, also die Verstärkung des Chips, nimmt mit zunehmender Bestrahlung ab. Die Abb.4.20 zeigt die Resultate. Er sinkt von 105mV/MIP vor der Bestrahlung auf 86.1mV/MIP nach einer Dosis von 1.5kGy.

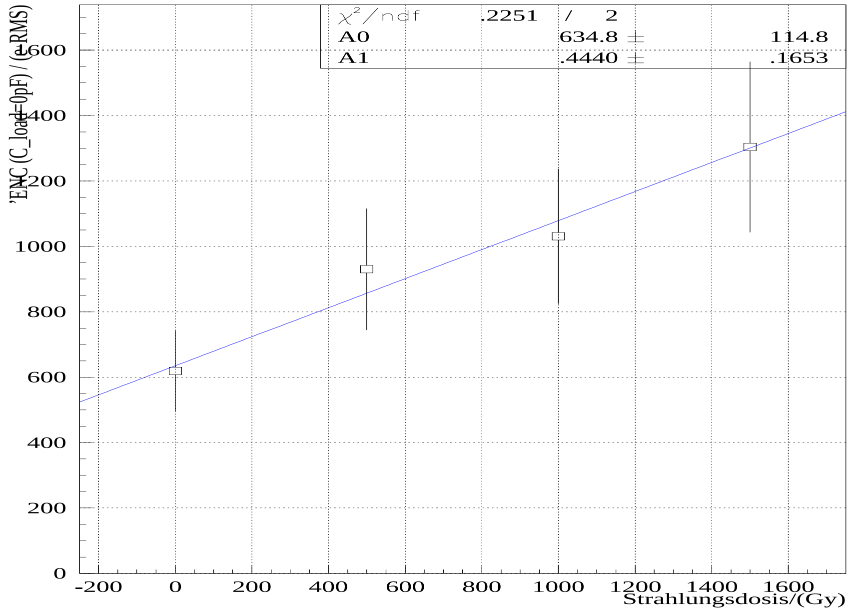


Abbildung 4.18: Zunahme des Rauschens als Funktion der Strahlendosis.

4.6.4 Diskussion der Strahlenhärte des Helix

Nach einer Strahlungsdosis von 1.5kGy hat sich der Rauschoffset (ohne Ladekapazität) etwas mehr als verdoppelt. Die Zunahme beträgt $\approx 700e^-$. Dieser Wert ist tolerabel. Entscheidender ist die Zunahme der Steigung des Rauschens pro Ladekapazität. Der Helix1.0 hatte vor der Bestrahlung eine kleine Steigung von m$\approx$35e^-/pF gehabt. Diese ist (bei einem relativ großen Fehler) auf m$\approx$110e^-/pF nach der Bestrahlung mit 1.5kGy angewachsen. Die Zunahme beträgt Δm$\approx$75e^-/pF. Bei einer Streifenkapazität der MSGC von 12pF ergibt das eine weitere Zunahme im Rauschen von $\approx 900e^-$. Offen bleiben die beiden folgenden Fragen:

a) Der Schaltkreis wurde nur γ-Strahlung ausgesetzt. Aussagen über das Verhalten bei der Bestrahlung mit Neutronen oder schweren Kernen können daher nicht gemacht werden. Am HERA-Ring treten diese Strahlungsarten aber auf. Es ist nicht genau bekannt, wie hoch der Anteil des Neutronenflusses und anderer Strahlung ist. Verschiedene Abschätzungen und Vermutungen darüber haben bis jetzt keine eindeutige Aussage ergeben.

b) Die Bestrahlung wurde mit den Bias-Einstellungen aus Tab.4.5 durchgeführt. Da die optimale Einstellung, bzw. der Chip mit den besten Parametern für MSGCs, noch nicht gefunden ist, steht die endgültige Einstellung der Bias-Werte noch nicht fest.

Wie stark die Zunahme des Rauschens der Kanäle von den Bias-Spannungen und Strömen abhängt, konnte hier nicht untersucht werden. Selbst wenn diese Bias-Einstellungen nicht die endgültigen sind, so ist die gemessene Größenordnung der Zunahme für diesen Produktionsprozeß aber sicherlich richtig.

4.6.5 Anhang: Messung der Strahlenquelle

Die verwendete ^{137}Cs-Quelle liefert γ-Quanten mit einer Energie von 662keV bei einer Aktivität von 16.6TBq [28]. Ihre zentrale Dosisleistung beträgt laut Hersteller 3Gy/min. Es lagen auch

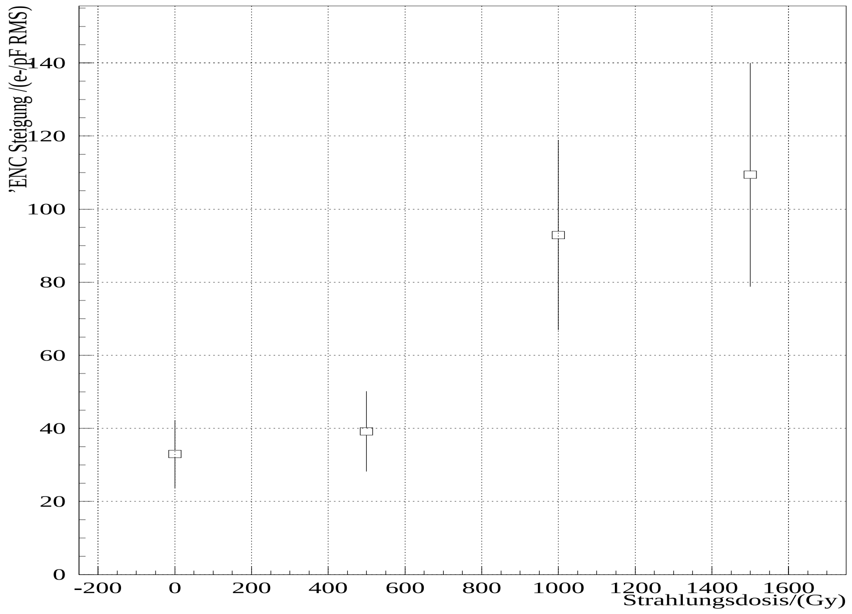


Abbildung 4.19: Zunahme der Steigung des Rauschens (e^-/pF) als Funktion der Strahlendosis.

Messungen des für das Blutbestrahlungsgerät zuständigen Physikers[7] vor, nach denen eine Dosis von 30Gy in 483s erreicht wird. Diese Angaben wurden mit Alanin-Hochdosis-Detektoren (AL-D)[8] überprüft, deren Genauigkeit mit $\leq$5% angegeben ist. Die Genauigkeit dieser Dosimeter wird auch in [10] bestätigt.

Während der drei Bestrahlungen wurde jeweils in der Mitte des Bestrahlungstopfes in unmittelbarer Nähe der Chips ein Alanin-Dosismeter befestigt. Die bestrahlten Dosimeter wurden anschließend zum Anbieter zurückgeschickt, der die Auswertung übernahm. Die Auswertung ergab:

1. Bestrahlung: 552 Gy (H_2O), $\longrightarrow$ 491Gy (Si)
2. Bestrahlung: 547 Gy (H_2O), $\longrightarrow$ 487Gy (Si)
3. Bestrahlung: 553 Gy (H_2O), $\longrightarrow$ 492Gy (Si)

Die Ergebnismitteilung bezog sich auf die in H_2O absorbierte Strahlendosis, die absorbierte Dosis in Silizium ergibt sich[9] zu:

$$D_{Si}[Gy] = 0.89 \cdot D_{H_2O}[Gy]$$

bei E_γ=662keV. Demnach ist die Dosis von 500Gy pro Bestrahlung verifiziert, die gemessenen Dosen weichen nur geringfügig nach unten ab. Die Ergebnisse stimmen mit den Unterlagen der Kopfklinik überein.

4.7 Temperaturabhängigkeit der Basislinie

Änderungen der Basislinie des Helix1.1 Chips verschieben bei direkter Ankopplung des Pulses an den Komparator dessen Amplitude und damit die Triggerschwelle. Eine sich absenkende Basislinie

---

[7] Dr. F. Hensley, Kopfklinik, Universität Heidelberg

[8] Bezug über: Dr. D. Regulla, Behamstraße 17, 80687 München

[9] Ergebnismitteilung des Anbieters (nach Hubbell, 1982)

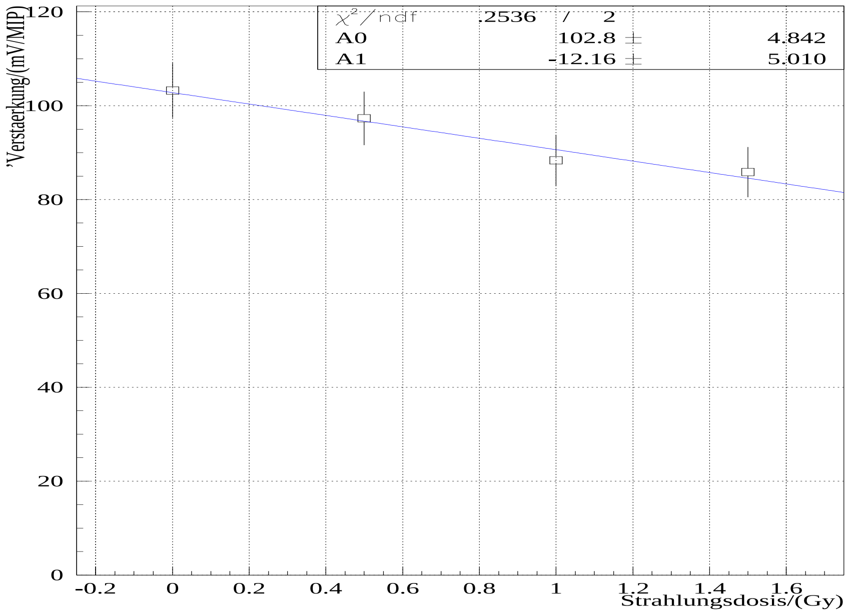


Abbildung 4.20: Abnahme des Konversionsfaktors als Funktion der Strahlendosis.

schiebt die Pulse nach unten. Für die Pulse scheint sich die konstant gehaltene Triggerschwelle nach oben zu verschieben.
Die Temperatur in der Experimentierhalle und damit auch auf dem Chip kann nicht völlig konstant gehalten werden kann, daher muß der Einfluß der Temperatur auf die Basislinie untersucht werden. Man erwartet Temperaturschwankungen von etwa $\Delta T = \pm 5^0$C [15] in der Nähe der Verstärker.

4.7.1 Theoretische Überlegung

Zwei Ursachen sprechen für eine Temperaturabhängigkeit der Basislinie:

- Änderung der Beweglichkeit der Elektronen

  Für die Beweglichkeit der Elektronen als Funktion der Temperatur gilt [2]:

  $$\frac{\mu(T)}{\mu(T_0)} = (\frac{T}{T_0})^{-\beta}$$

  μ: Beweglichkeit, β: Mobilitätskoeffizient

  Die Änderung der Beweglichkeit führt zu einer Änderung in der Steilheit der Transistoren und damit zu einer anderen Steigung der Kennlinien.

- Änderung der Schwellenspannung

  Die Schwellenspannung eines FETs hat folgende Abhängigkeit von der Temperatur [2]:

  $$V_{T_0}(T) = V_{T_0}(T_0) + T_{CV}(T - T_0)$$

  T_{CV}=Temperaturkoeffizient, V_{T_0}=Schwellenspannung

  Eine Änderung der Schwellenspannung verschiebt die Kennlinie der Transistoren.

Die Schwellenspannung sowohl von p-MOSFETs als auch die von n-MOSFETs nimmt mit der Temperatur ab, ebenso die Beweglichkeit der Elektronen. Wie groß die Änderungen quantitativ sind, wurde in einer Simulation [15] untersucht. Die Änderung ergab 2.5mV/K.
Weiterhin wurden an FETs, die bei diesen AMS-Designs eingesetzt werden und als Teststrukturen vorlagen, Temperatur- (und Strahlungs-) Messungen durchgeführt [20].

4.7.2 Messung

Am Ausgang des Helix1.1 wurde die Spannung der Basislinie gegen Masse als Funktion der Temperatur gemessen. Dabei wurde die Spannung mit einem Tastkopf direkt am Ausgang des Helix noch vor der Koppelkapazität zum Operationsverstärker abgegriffen. Die Messung wurde für zwei verschiedene Bias-Einstellungen durchgeführt. Die Ergebnisse der beiden Messungen sind in Abb.4.21 zu sehen.

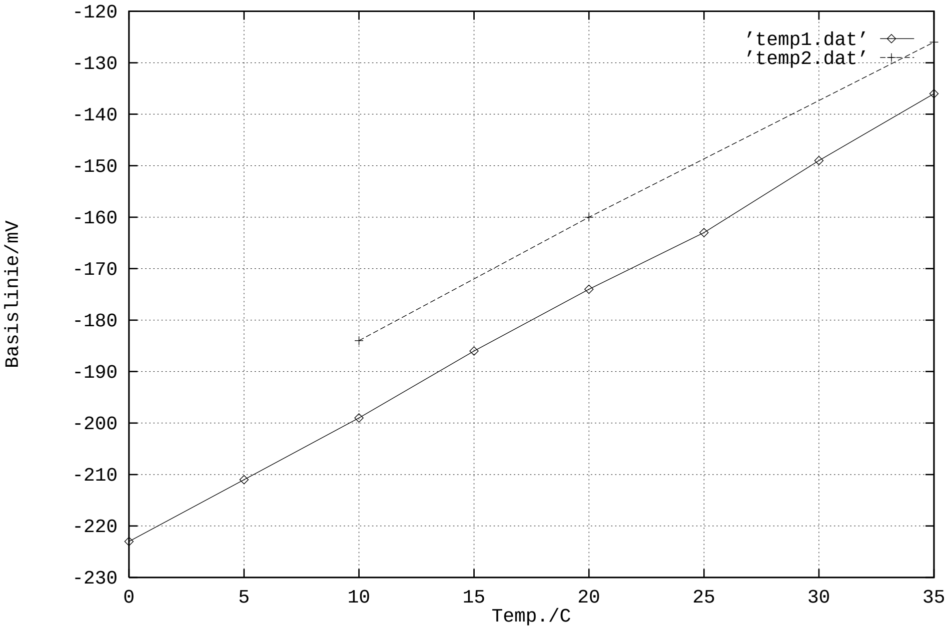


Abbildung 4.21: Spannung der Basislinie (gegen Masse) als Funktion der Temperatur. Es wurden zwei Messungen mit unterschiedlichen Bias-Einstellungen durchgeführt.

Dargestellt ist die Spannung am Ausgang des Helix gegen Masse (Basislinie) als Funktion der Temperatur bei zwei verschiedenen Bias-Einstellungen. Die gestrichelte Kurve wurde mit $I_{PRE} = 640\mu A$, $I_{SHA} = 400\mu A$ aufgenommen, die durchgezogene Kurve mit $I_{PRE} = 200\mu A$, $I_{SHA} = 200\mu A$. Der Offset ist unterschiedlich, die Steigung ist aber bei beiden Kurven gleich, sie beträgt m_T=2.5mV/K. Die Simulation stimmt mit der Messung also überein.

4.7.3 Ergebnis

Die Temperaturabhängigkeit von 2.5mV/K bei zu erwartenden Temperaturschwankungen von 5-10K ist nicht akzeptabel. Dies entspricht bei einem Konversionsfaktor von C_{Konv}=40mV/MIP schon einer Änderung von 1500 Elektronen pro Kelvin in Bezug auf Triggerschwelle und Signalhöhe.

4.8 Test des Komparators

Außer dem analogen Helix-Verstärker befindet sich auf dem Helix1.1 Chip noch ein Komparator-Trigger, der die Triggersignale für den FLT generiert. Es handelt sich um einen getakteter Komparator, der zu fester Phase relativ zum Strahltakt die Pulshöhe mit einer Referenzsspannung vergleicht. Ist die Pulshöhe größer als die Referenzspannung, so wird der Ausgang des Komparators für eine Taktphase auf logisch Eins gelegt.
Ziel der Untersuchung des Komparators ist, dessen Genauigkeit in der Nähe der Schwellenspannung sowie die Auswirkung dieses digitalen Elements auf den Verstärker zu messen. Weiter muß geprüft werden, ob der Komparator bei der *Bunch-Crossing*-Frequenz von 10.4MHz noch einwandfrei arbeitet.

Schon vor dem ersten Test des Komparators, der ursprünglich für einen FADC gebaut wurde [18], konnte festgestellt werden, daß dieser aufgrund eines Designfehlers[10] nicht einwandfrei funktionieren kann. Der Komparator lag auch separat als Teststruktur auf einem weiteren Chip vor. Bei dessen Test wurden die Designmängel bestätigt. Trotz des Fehlers konnte der Komparator in Betrieb genommen werden. Es zeigten sich weitere Mängel, die eine präzise Untersuchung erübrigten. Das Übersprechen des digitalen Teils auf den Verstärker war größer als die Signale von 1MIP. Abb.4.22 zeigt ein mit einem digitalen Oszilloskop aufgenommenes Ergebnis des Komparatortests[11]. Es wurde eine Ladung von +2.5MIPs (60.000 Elektronen) eingekoppelt.

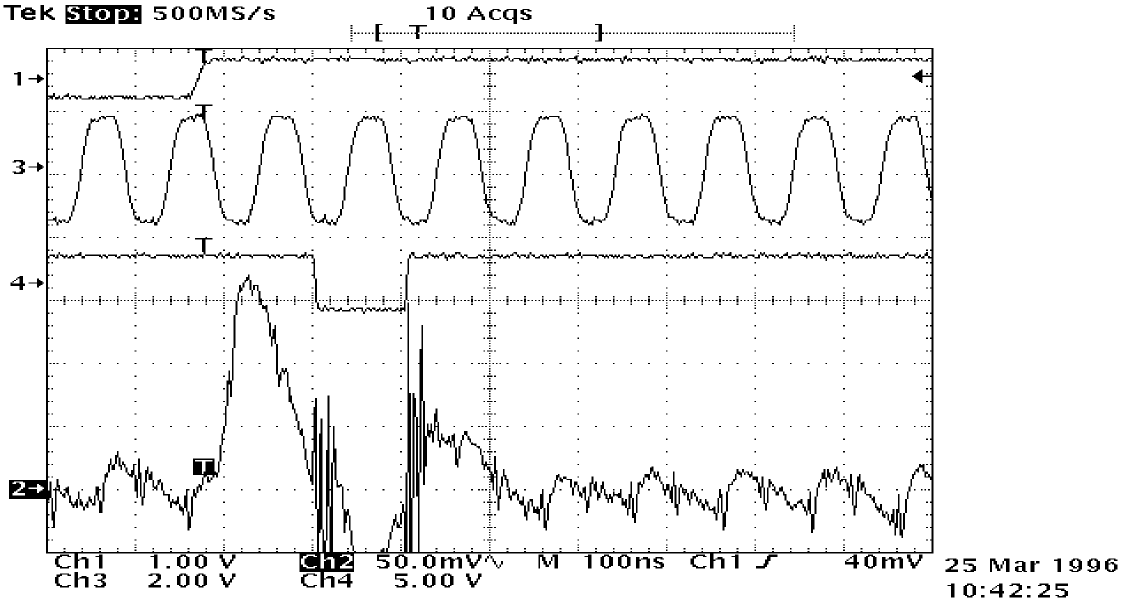


Abbildung 4.22: Ein erstes Ergebnis des Komparatortests. Die Abbildung zeigt die Spannung an der Einkoppelkapazität (Kanal 1), die Clock des Komparators (Kanal 3), den Ausgang des Komparators (Kanal 4) und den Helix-Puls des zugehörigen Kanals (Kanal 2). Eingekoppelt wurde eine Ladung von +60.000 Elektronen (2.5MIP), die Taktfrequenz des Komparators betrug 10MHz.

Kanal 1 zeigt die über die Koppelkapazität am Eingang des Verstärkers liegende Spannung[12]. Kanal 3 zeigt das mit einer Frequenz von 10MHz am Komparator anliegende Taktsignal, Kanal 4

---

[10] Die *Takt*- und $\overline{\textit{Takt}}$-Flanken dürfen nicht überlappen [19]; auf dem FADC war dieses realisiert, auf dem (später submittierten) Helix nicht.

[11] Für diesen Test wurde das PSI-Test-Board (siehe Kap. 6) verwendet

[12] Die Pulshöhe des Kanal 2 ist durch 1.4 zu teilen, da andere Videotreiber (Verstärkung 1.4) verwendet wurden.

den (invertierten) Triggerausgang des Komparators. Den analogen Ausgang mit der Pulsantwort des Helix zeigt Kanal 2.

Der Komparator ist zwar in der Lage, die Referenzspannung mit der Pulshöhe des Helix-Pulses zu vergleichen und den Pegel an seinem Ausgang für eine Takt-Phase umzulegen, aber das Übersprechen des Taktsignals auf den Chip ist sehr groß. Am stärksten ist das Übersprechen des umfallenden Ausgangspegels. Auch das Übersprechen des Taktsignals auf die Basislinie des Ausgangs ist deutlich zu erkennen. Die Amplitude des Übersprechens auf die Basislinie beträgt etwa 30mV und erreicht damit die halbe Höhe eines MIP-Pulses. Eine Präzisionsmessung des Komparators im Bereich der Schwellenspannung mit eingekoppelten Ladungen in den Verstärker wird dadurch unmöglich.

Um das Übersprechen durch die gedruckten Leitungen auf der Platine herauszufiltern, wurde in einer zweiten Messung der Komparator auf Chip 3[13] angeschlossen. Zwei gleich große Signale wurden auf den Kanal, dessen Komparator untersucht wurde und auf einen Kanal von Chip 2 gegeben. Letzterer wird in der Abb.4.23 gezeigt. Die übrigen Einstellungen wurden wie in der ersten Messung gewählt.

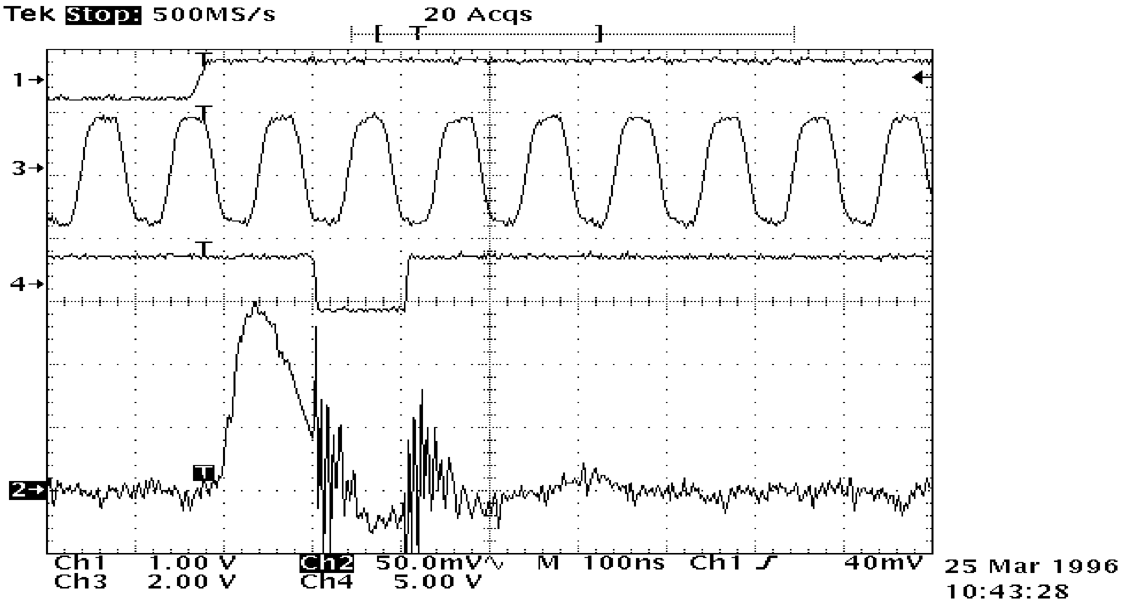


Abbildung 4.23: Kanäle wie in Abb.4.22. Messung des Übersprechens auf der Platine. Takt und Komparatorausgang liegen an Chip 3. Kanal 2 zeigt das Übersprechen eines parallel an Chip 2 anliegenden Pulses.

Das Übersprechen des Taktes auf die Basislinie ist viel kleiner als in Abb.4.22. Im Gegensatz dazu ist die Änderung des Ausgangspegels des Komparators im analogen Signal ebenso deutlich zu sehen wie in der vorherigen Messung. Der Einfluß dieser Flanke ist entscheidend, da zum Zeitpunkt des Übersprechens das Signal des folgenden *Bunch-Crossings* ausgewertet wird. Die Taktleitung wurde auf der Unterseite der Platine (vergleiche Abb.6.2 in Kap.6) auf der Höhe der Chips von der linken zur rechten Seite verlegt. Dieses geringe Übersprechen sieht man in der zweiten Messung (Abb.4.23). Das Übersprechen des Taktes auf das analoge Signal findet vermutlich auf dem Chip oder den Bonddrähten statt.

Ein verbesserter Komparator mit differentieller Signalführung, langsameren Signalen und geringerer Spannungsdifferenz am Ausgang des Komparators wurde bereits produziert (vgl. Tab.3.1, Kap.3).

---

[13] Auf dem PSI-Board befinden sich 4 direkt auf die Platine ge*bond*ete Chip. Hierdurch wird Übersprechen durch Fassung und Sockel umgangen.

Kapitel 5

Verhalten des Helix-Verstärkers an MSGCs

In den Messungen des Kap.4 wurde der Verstärker im Labor mit Testpulsen untersucht. Dieses Kapitel beschreibt Messungen, bei denen der Helix-Verstärker an eine MSGC angeschlossen war. Es wurde untersucht, wie sich der Verstärker bei realen Kammerpulsen verhält, wie diese aussehen und welchen Einfluß der Kammerstrom hat. Das Rauschen des an die MSGC angeschlossenen Verstärkers wurde ohne der Abschirmung aus Kap.4 gemessen.
Der Chip wurde sowohl mit einer $3 \times 2cm^2$ MSGC, als auch mit $10 \times 10cm^2$ Kammern am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg gestestet. Die Kammern wurden sowohl mit einer Eisen- $(\gamma - Strahler)$ als auch mit einer Strontium-Quelle (β und γ -Strahler) bestrahlt.

5.1 Kapazitive und direkte Ankopplung des Helix an die MSGC

Der Helix-Chip soll sowohl an die MSGCs als auch an die Siliziumstreifenzähler (SVDs) angeschlossen werden. SVDs bestehen aus Dioden, die in Sperrichtung über einen Widerstand an positiver Hochspannung liegen. Zwischen Diode und Widerstand wird das Signal über eine Koppelkapazität abgegriffen und an den Eingang des Verstärkers gelegt. Hier wird der Helix also kapazitiv angeschlossen, es fließt kein Gleichstrom in den Verstärker.

Diese Ankopplungsart ist bei MSGCs nicht möglich, da aus aus den Kammern sowohl der ratenabhängige Driftkathodenstrom (I_D) als auch der weitgehend ratenunabhängige Kathodenstrom (I_C) fließt, der auch ohne Zählrate hohe Werte hat. Bei den $10 \times 10cm^2$ MSGCs lag er (siehe PSI-Test, Kap.6) bei $I_C \approx$ 5nA pro Kanal. Da die Streifen bei den später eingesetzten Kammern dreimal so lang sind, nimmt auch I_C um diesen Faktor zu. Bei kapazitiver Kopplung müßte dieser Strom durch einen vorgeschalteten Widerstand nach Masse geleitet werden. Technisch sind diese Bauteile auf den MSGCs nicht zu integrieren.
Bei direkter Ankopplung muß der Verstärker einerseits trotz des Stromflußes das Potential am Eingang halten können, andererseits muß er Ladungen von nur wenigen Tausend Elektronen detektieren.

Die Ladung gelangt auf das extrem hochohmige *Gate* des Eingangstransistors und liegt gleichzeitig an der Rückkoppelkapazität des Vorverstärkers. Sie kann lediglich über den Rückkoppel-FET abfließen. Geregelt wird dieser (nichtlineare) Widerstand über dessen *Gate*spannung V_{fp}. Für $V_{fp} \rightarrow -2V$ sperrt er, bei höheren Spannungen sinkt sein Widerstand. Pulse können detektiert werden, da deren Anstiegszeit viel kleiner ist als die Zeitkonstante aus Rückkoppelwiderstand und Rückkoppelkapazität, die den Stromabfluß regelt.
Bei den Untersuchungen in Kap.4 hatte die Änderung von V_{fp} keinen Einfluß auf die Pulse, da kein

Ruhestrom in den Verstärker floß. Es gab auch keinen ratenabhängigen Strom durch die eingekoppelten Ladungspulse, da der Pulser abwechselnd positive und negative δ-Pulse eingekoppelte.

Untersucht wurde der Einfluß von V_{fp} auf die Pulsform, indem Pulshöhenspektren der Eisenquelle mit verschiedenen Werten von V_{fp} aufgenommen wurden. Zur Ermittlung der Pulshöhenspektren wurde ein auch für die MSGC-Entwicklung verwendetes Auslesesystem mit einem entsprechenden FADC-Modul verwendet. Die Abb.5.1 zeigt ein Pulshöhenspektrum der Eisenquelle.

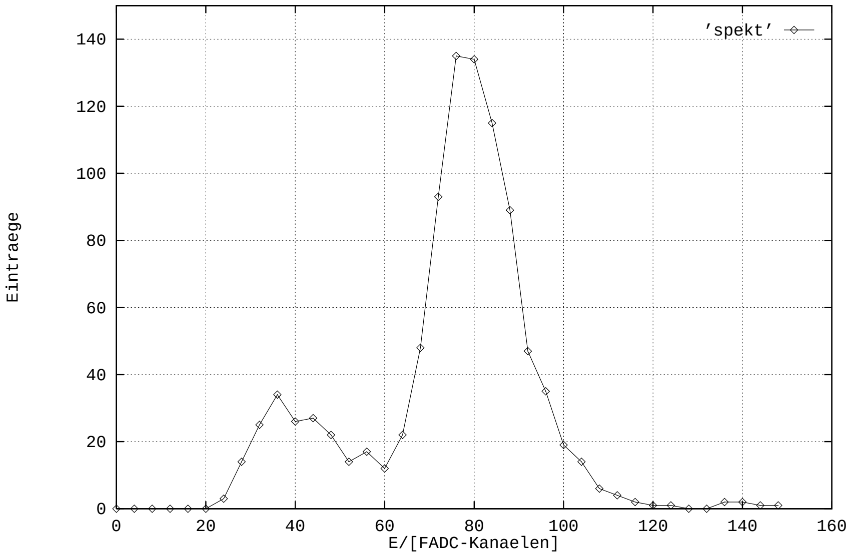


Abbildung 5.1: Spektrum einer Eisenquelle, detektiert mit einer 2×3cm^2 MSGC. Die MSGC ist direkt an den Verstärker angeschlossen. Die Kurve wurde mit einer Spannung V_{fp}=-0.1V aufgenommen. Die von Rauscheinträgen dominierten Kanäle 0-20 liegen unter der Triggerschwelle.

Es ist die Anzahl der gefundenen Einträge als Funktion von FADC-Kanälen gezeichnet. Dabei ist die Kanalnummer proportional zur Amplitude des Pulses und damit zu der in der Kammer deponierten Energie. Die unteren 20 Kanäle sind von Rauschen dominiert, so daß dort geschnitten wurde. Das Spektrum wurde mit einer Spannung des Vorverstärker-Rückkoppelwiderstandes von $V_{fp} = -0.1V$ aufgenommen.
Weitere Spektren, die mit Spannungen $V_{fp} = 0.0V, +0.3V, +1.0V$ gemessen wurden, sahen ähnlich aus. Sie sind hier nicht dargestellt. Bei zwei Messungen mit den Einstellungen V_{fp}=–0.2V, V_{fp}=–0.6V war das Spektrum zu kleineren Pulshöhen (=Energien) verschoben, bzw. fanden sich keine Pulse mehr, sondern nur noch Rauschen. Beim PSI-Strahltest gab es auswertbare Pulse nur bei Spannungen V_{fp} >+0.2V. Dort war der Kathodenstrom höher.

Ergebnis

Das Pulshöhenspektrum in Abb.5.1 mit der Einstellung V_{fp}=–0.1V zeigt den erwarteten Verlauf eines mit einer MSGC detektierten ^{55}Fe-Spektrums. Deutlich sind zwei Linien zu erkennen. Die kleine stammt von Auger-Elektronen, die große setzt sich aus Röntgenquant und Augerelektronen zusammen. Da die (nicht dargestellten) Spektren mit den Spannungen $V_{fp} = 0.0V$, +0.3V und +1.0V diesem Spektrum entsprechen und der Rückkoppelwiderstand hier kleiner wird, bedeutet dies, daß bei dem hier auftretenden Kammerstrom eine Spannung V_{fp}=-0.1V oder höher gewählt werden muß, damit der Verstärker nicht in die Sättigung übergeht. Letzteres tat er bei den Einstellungen $V_{fp} = -0.2V, -0.6V$.

Eine Bestätigung dieser Spektrenverschiebung wurde festgestellt, als bei Variation von V_{fp} ein 500MΩ-Widerstand vom Eingang des Helix gegen Masse geschaltet wurde. Da in diesem Fall ein Teil des Stromes aus der MSGC durch diesen Widerstand abfloß, gab es auswertbare Spektren noch bei $V_{fp} = -0.8V$. Hier fand der Übergang von Normalbetrieb zu vollständiger Sättigung nicht so abrupt statt, so daß die Verschiebung des Spektrums über einen Spannungsbereich von $\Delta U = 0.4V$ schrittweise beobachtet werden konnte.

Die Ursache für die Verschiebung der Spektren zu geringeren Pulshöhen liegt an der in Kap.4 gemessenen Nichtlinearität für große Pulse. Der Verstärker soll das Potential am Eingang auf Masse halten. Der in den Verstärker fließende Strom kann nur über den Rückkoppelwiderstand abfließen. Ist dieser für den Strom zu groß, verschiebt sich das Potential am Eingang, die Verstärkung (Konversionsfaktor) wird kleiner, da das *Gate-Source*-Potential am Rückkoppelwiderstand größer wird. Je nach Höhe des Stromes geht der Verstärker in die Sättigung über, so daß er nicht mehr funktionsfähig ist.

Der Verstärker kann direkt ohne Koppelkapazität an die MSGCs angeschlossen werden. Bei diesem Aufbau und diesen Betriebsbedingungen muß die Bias-Spannung $V_{fp} \geq$-0.1V sein. Die Spannung hängt vom (Ruhe-) Kammerstrom I_C ab. Die Abhängigkeit vom ratenabhängigen Strom I_D wird in Kapitel 6 untersucht.

5.2 Erste Ergebnisse von Kammerpulsen

Um einen Eindruck von realen Kammerpulsen zu bekommen, sind in der Abb.5.2 vier repräsentative Aufnahmen mit dem digitalen Oszilloskop gezeigt. Diese Pulse stammen aus einer $2 \times 3cm^2$ MSGC, die mit einer Eisenquelle bestrahlt wurden.

Bei den beiden Pulsen rechts erkennt man auf der abfallenden Flanke eine Anomalie ("Schulter"/"Höcker"), auch die Pulse auf der linken Seite lassen an dieser Stelle eine Anomalie erkennen. Als Problem wurde dieses Verhalten erst erkannt, als das Phänomen auch bei der $10 \times 10cm^2$ großen Kammer auftauchte und es unabhängig von der Strahlungsquelle war: Es gab keinen Unterschied zwischen Eisen- und Strontiumquelle, auch mit dem Pionenstrahl am PSI (Kapitel 6) traten die Anomalien auf. Das Thema wird später in diesem Kapitel behandelt.

Beim genauen Betrachten der Pulse liegt die Vermutung nahe, daß das Gesamtrauschen eher von *Pick-up* als von intrinsischem Verstärkerrauschen dominiert ist. Oft zeigte das Hintergrundrauschen ein periodisches Verhalten mit einer festen Amplitude. Dieses ist in Abb.5.2 schwach erkennbar. Ein Rauschspektrum, mit dem dieses quantifiziert werden könnte, wurde nicht aufgenommen.

5.3 Einfluß des MSGC-Streifenwiderstandes auf das Rauschen

Das Rauschen der Signale eines MSGC-Streifens hängt von dessen Widerstand ab, der durch Geometrie und Streifenmaterial gegeben ist. Die Messungen konnten nicht an Originalkammern mit einer Streifenlänge von 30cm durchgeführt werden, statt dessen wurden $2 \times 3cm^2$-Kammern benutzt, bei denen 10 Streifen zusammengefaßt waren, was die richtige Kapazität von 12pF ergab.

Die Testkammern hatten Anodenstreifen aus Gold mit einer Breite von 10μm, einer Länge von 3cm und einer Dicke von etwa 150nm. Daraus ergibt sich ein Widerstand [8] von 330Ω für die gesamte Länge eines Streifen der kleinen Kammer und ein Widerstand von 3.3kΩ für die gesamte Länge eines Streifens von 30cm.

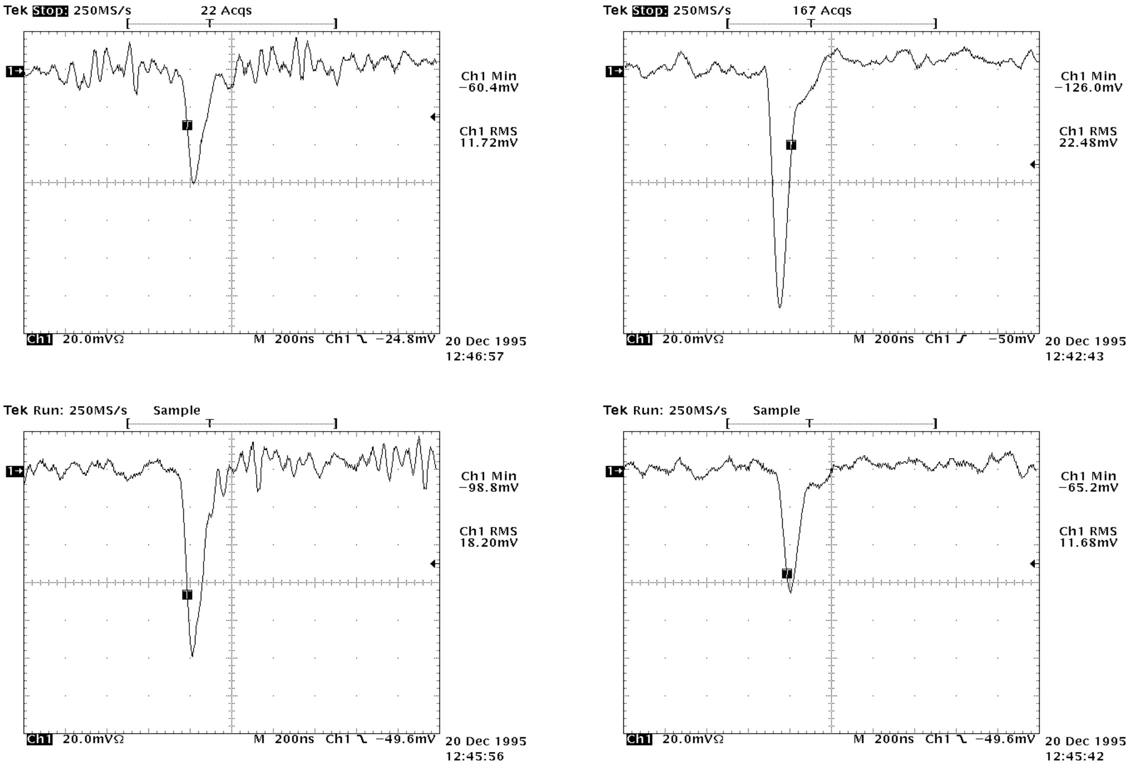


Abbildung 5.2: Vier typische MSGC Pulse des Helix. Es handelt sich um Signale aus einer $2 \times 3cm^2$ Kammer, die mit einer Eisenquelle bestrahlt wurde.

Der Widerstand der Streifen wurde durch einen externen Widerstand angenähert. Da die Anodenstreifen sowohl eine Kapazität als auch eine Induktivität haben, die sich vom Widerstand unterscheiden können, muß dieses Verfahren diskutiert werden (siehe unten). Das Ersatzschaltbild für einen MSGC-Streifen ist im linken Teil der Abb.5.3 zu sehen. Weiterhin zeigt diese Grafik den Meßaufbau, mit dem der Einfluß des MSGC-Streifenwiderstandes auf das Rauschen ermittelt wurde.

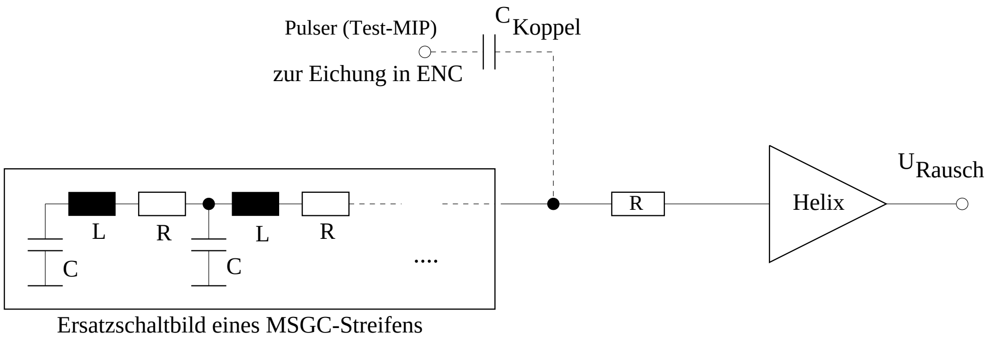


Abbildung 5.3: Ersatzschaltblid eines MSGC-Streifens (links) und der Versuchsaufbau zum Bestimmen des Widerstandsrauschens des Streifens. Der Widerstand R simuliert den Widerstand der MSGCs für das Experiment.

Die Rauschspannung wurde wieder mit der entsprechenden Oszilloskopfunktion ermittelt, wobei für die endgültige Rauschspannung der Mittelwert über 20 Werte gebildet wurde. Für die Eichung in Elektronen wurde eine definierte Pulserladung eingekoppelt. Während der gesamten Messung blieb die Kammer angeschlossen. Untersucht wurden die Widerstandswerte R=0Ω, 1kΩ, 3.3kΩ, 5.9kΩ, 10kΩ, 15kΩ. Das Ergebnis in Abb.5.4 zeigt eine ungefähr lineare Zunahme des Rauschens in Elektronen.

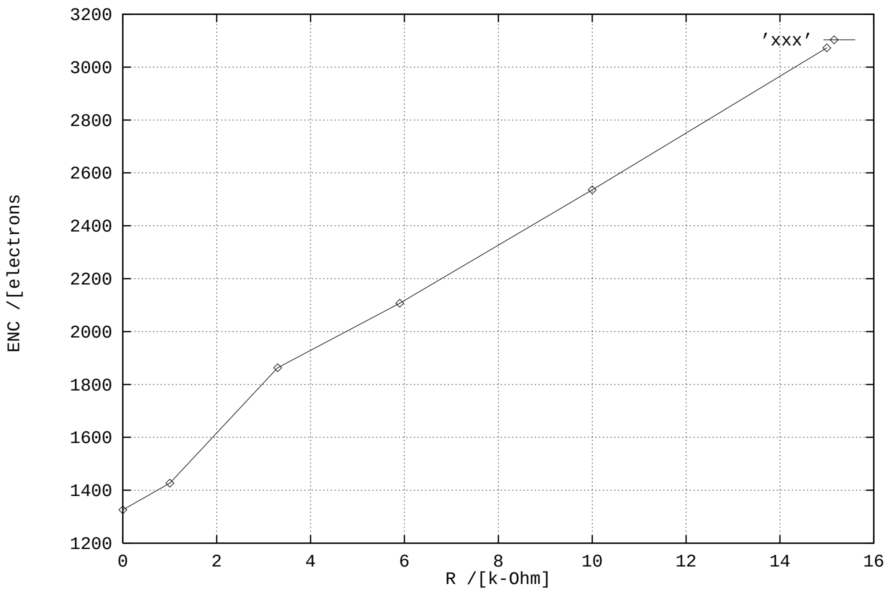


Abbildung 5.4: Rauschmessung in Elektronen des an die Kammer angeschlossenen Helix als Funktion des Streifenwiderstandes. Dieser wurde durch einen externen Widerstand angenähert.

Das Rauschen hat mit angeschlossener Kammer aber ohne zusätzlichen Widerstand einen Wert von etwas über 1300 Elektronen. Dieser hohe Wert liegt zum einen an der angeschlossenen Kammer, zum anderen aber an der bedeutend schlechteren Abschirmung von Rauschquellen. Es gab einen Faradayschen Käfig, den man über die gesamte Apparatur aus Kammer, Verstärker, Quelle und einem vorhandenen Photomultiplier montieren konnte. Dieses brachte aber keine eindeutige Verringerung des Rauschens. Verwunderlich ist dieses nach den Rauschmessungen in Kap.4 nicht, da selbst Bonddrähte und Fassung des Chips erhebliche Rauschquellen darstellen können. Im vorherigen Abschnitt wurde bereits darauf hingewiesen, daß es sich aufgrund der Betrachtung der Pulse mit dem Oszilloskop eher um *Pick-up* handelte. Dieser *Pick-up* stellt einen vom eingesetzten Widerstand unabhängigen Untergrund dar.

Die Steigung der Kurve liegt bei ca. $120e^-/\mathrm{k}\Omega$. Bei einem Gesamt-Streifenwiderstand von 3.3kΩ pro Anodenstreifen ergibt das eine Zunahme von weniger als 400 Elektronen.

Diskussion des eingesetzten Widerstandes

Das Rauschen eines Widerstandes ist thermisch bedingt, der Meßwert hängt entscheidend von der Bandbreite Δf der Meßeinrichtung ab [16]. Durch die Kapazität der Anodenstreifen wird die Rauschspannung durch Tiefpaßwirkung zu hohen Frequenzen hin beschränkt. Frequenzen $>\approx$100MHz werden vom Helix sehr stark gedämpft (Kap.4). Da die Kammersignale Anstiegszeiten von $\approx$50ns (20MHz) haben, kann die frequenzbegrenzende Wirkung durch die Anodenstreifen, wenn überhaupt, nur gering sein. Gleichströme fließen auch durch die Streifen, eine Hochpaßwirkung der Anodenstreifen tritt nicht ein.

Fazit: Der Helix wirkt nach dieser Abschätzung viel früher frequenzlimitierend als die Anodenstreifen. Daher ist die Näherung der Anoden durch einen externen Widerstand angemessen.
Um den Helix vor Hochspannungsüberschlägen (Kap. 6) zu schützen, muß ein (externer) Widerstand an dieser Stelle eingebaut werden. Für das Rauschen dieses Widerstandes gilt die Messung exakt.

5.4 Zufalls-Triggerrate

Der auf dem Chip implementierte Komparator liefert die Triggersignale für den FLT. Signale, die hier nicht gefunden werden, sind für das Experiment verloren. Um möglichst keine (kleinen) Signale zu verlieren, muß die Triggerschwelle so tief wie möglich gesetzt werden, ohne Fehltrigger durch Rauschen zu erhalten.

Obwohl die Ergebnisse der beiden vorherigen Abschnitte ergeben, daß der Aufbau von Helix-Verstärkern und MSGC hinsichtlich Rauschen und *Pick-up* verbesserungsbedürftig ist, wurde die Zufallstriggerrate als Funktion einer angelegten Schwellenspannung gemessen. Abb.5.5 zeigt die in Elektronen geeichte Schwellenspannung als Funktion der Rausch-Triggerrate in logarithmischer Darstellung. Gezeigt ist die Messung für einen rauscharmen Kanal (Kanal 4, vgl. Kap.4) mit $I_{SHA} = 300\mu$A, $I_{PRE} = 200\mu$A.

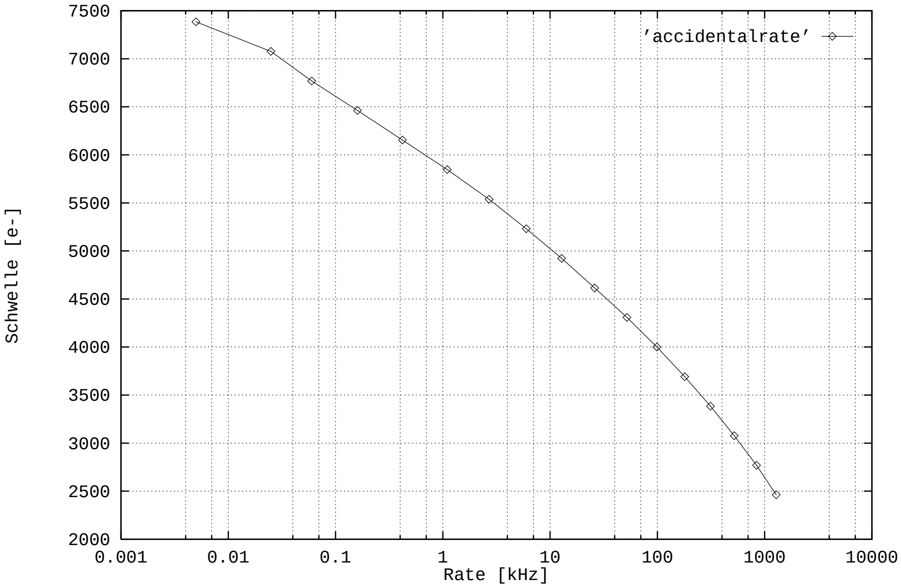


Abbildung 5.5: Messung der Zufallstriggerrate eines an eine MSGC angeschlossenen Helix-Verstärkers: Dargestellt ist die in Elektronen geeichte Triggerschwellen- Spannung als Funktion der Zufalltriggerrate.

Toleriert man bei der *Bunch-Crossing*-Frequenz von 10.4MHz eine durch das Rauschen verursachte Zufallstriggerrate von 1kHz, so kann die Schwelle auf weniger als 6000 (≈5800) Elektronen gesetzt werden. Bezogen auf ein Ereignis (Ereignisrate $\approx 30MHz$) ergibt das einen Anteil an Zufallstriggern von $\frac{1kHz}{30MHz \cdot Occ.} \approx 5.6 \cdot 10^{-4}$ ($Occ. = Occupancy : 6\%$).
Das Ergebnis deutet darauf hin, daß der Einfluß des Systems auf das Rauschen nicht zu groß ist, wenn man von einer integrierbaren Ladung der minimal ionisierenden Teilchen in MSGCs

von Q=24.000 Elektronen ausgeht. Man erhält ein SNR von 4:1 für MIPs. Das Rauschen des Verstärkers liegt bei ENC$\approx$ $300e^{-}$+20pF$\cdot 60\frac{e^{-}}{pF}$ $\approx$ $1500e^{-}$. Die Steigung des Chips der nächsten Generation soll bei 30-40$\frac{e^{-}}{pF}$ liegen. Daraus folgt, daß bei sorgfältigem Aufbau unter Verhinderung von *Pick-up* die Schwelle auf etwa 1200 Elektronen gesetzt werden kann. Damit kann theoretisch ein SNR von bis zu 20:1 erzielt werden. Bei sorgfältigem Aufbau einer Platine für den Helix1.1 mit guter elektromagnetischer Abschirmung gegen *Pick-up* sollte eine Schwelle von 2500 Elektronen und damit ein SNR von 10:1 erreichbar sein.

5.5 Systematische Untersuchung von Pulsformen aus der MSGC

In diesem Abschnitt werden Pulsformen an der MSGC studiert. Zum einen werden reale Kammerpulse untersucht, bei der die MSGC mit einer Fe-Quelle bestrahlt wurde, zum anderen Pulse, die bei fließendem Kathodenstrom I_C aus der MSGC mit dem Pulser erzeugt wurden. Damit lassen sich Veränderungen und Unterschiede von δ-Pulsen zu Kammerpulsen feststellen.

5.5.1 Unterschiede zwischen positiven und negativen Pulsen

Da die Kammer nur negative Ladungen liefert, mußte für einen systematischen Vergleich von positiven und negativen Ladungen der Pulser eingesetzt werden. Mit der langen Anstiegszeit des Pulsers von t_r=250ns wurde ein über diese Zeit kontinuierlicher Strom in den Verstärker gespeist. In Kap.4 wurde bereits auf den unterschiedlichen dynamischen Bereich von positiven und negativen Pulsen hingewiesen. Es gibt nicht nur Unterschiede in der Linearität, sondern auch in der Pulsform. Ein Beispiel für den Unterschied zeigt Abb.5.6.

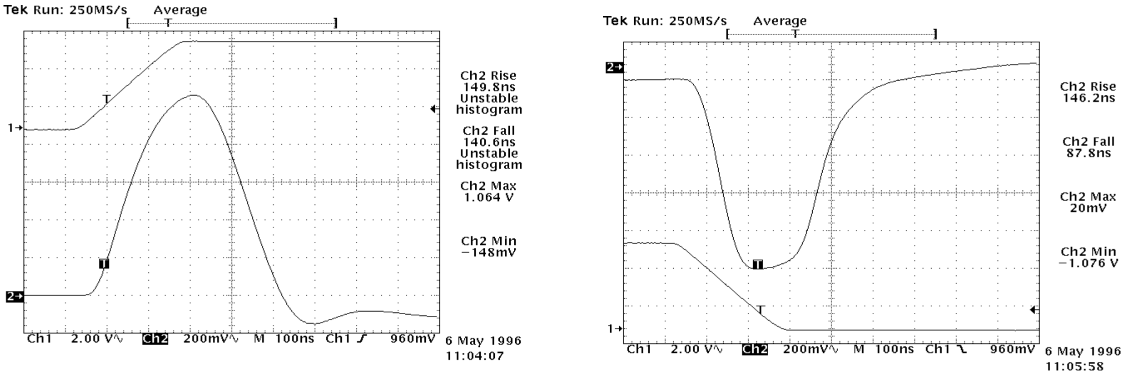


Abbildung 5.6: Unterschied von positiven zu negativen Pulsantworten des Helix bei gleichen Pulseranstiegszeiten (hier 250ns).

Aus später ersichtlichen Gründen wurde eine längere Anstiegszeit des Pulsers gewählt, sowie eine sehr große Ladung. Auch bei sehr kurzen Anstiegszeiten des Pulsers (t_r <20ns) und kleineren Testladungen, bei denen der Verstärker bei beiden Vorzeichen noch im linearen Bereich arbeitet, bleibt der Unterschied bestehen.

Bei den Bildern handelt es sich um eine Mittelung über 100 Pulse. Eingekoppelt wurden die Testpulse durch Übersprechen eines nicht abgeschirmten Kabels, das an den Pulser angeschlossen und über die Verbindungsleitung von der Kammer zum Verstärker gelegt war. Der Unterschwinger fehlt beim negativen Testpuls. Dieses Verhalten ist ebenso unabhängig von der Ladungsmenge wie die Existenz des Unterschwingers bei positiven Testpulsen. Versuche der Variation dieser Anstiegszeit sind am Ende des Kapitels beschrieben.

5.5.2 Weitere Pulseigenschaften

In den in Kap.4 beschriebenen Versuchen wurden periodisch Pulserladungen auf den Helix gegeben und die Pulsform durch Mittelung über 100 Pulse ermittelt. Ladungen, die durch eine Quelle entstehen, sind aber nicht gleich, sondern variieren sowohl in Größe als auch in ihrem zeitlichen Verlauf.
Um dennoch durchschnittliche Pulsformen zu erhalten, wurde auch hier gemittelt. Mit dem digitalen Oszilloskop wurde eine feste Triggerschwelle eingestellt und bei jeder Bias-Einstellung über 100 Pulse gemittelt. Außerdem wurden Ladungen mit dem Pulser eingekoppelt. Auch diese Pulse wurden vermessen. Um einen objetiveren Vergleich zu erhalten, wurden die Amplituden aller vermessenen Pulse in einer Meßreihe etwa gleich groß eingestellt. In Tab.5.1 findet man die gemessenen Anstiegszeiten der Pulse und die relative Pulshöhe ca. 100ns nach dem Maximum. Sie sollte Null sein, um eine optimale Effizienz im nachfolgenden Ereignis zu erhalten. Einige dieser Pulse findet man in Abb.5.7 und 5.8. Sie geben einen Eindruck von der Pulsform. Interessant sind die Vergleiche zwischen realen Kammer- und Pulserladungen. Die Spannungen sind auf 5mV, die Zeiten auf 5ns Genauigkeit bestimmt. Die in der Tabelle angegebene Bias-Einstellung wurde jeweils aus folgender Grundeinstellung variiert: V_{fp}=0.25V, V_{fs}=1.9V, $I_{PRE} = 200\mu$A, $I_{SHA} = 200\mu$A.

	Fe-Puls	δ-Puls	Fe-Puls	δ-Puls
Bias-Strom/ Spannung ↓	Anstieg $t_{rise}/[\text{ns}]$	Anstieg $t_{rise}/[\text{ns}]$	Ampl.@$t + 100ns$ $U_{Amp}/[\%]$	Ampl.@$t + 100ns$ $U_{Amp}/[\%]$
$I_{SHA} = 80\mu A$	75	65	$\frac{45mV}{595mV} = 8$	$\frac{140mV}{565mV} = 25$
$I_{SHA} = 150\mu A$	60	55	$\frac{45mV}{575mV} = 8$	$\frac{95mV}{575mV} = 16$
$I_{SHA} = 200\mu A$	55	55	$\frac{35mV}{320mV} = 11$	$\frac{10mV}{305mV} = 4$
$I_{SHA} = 400\mu A$	55	50	$\frac{115mV}{635mV} = 18$	$\frac{60mV}{645mV} = 9$
$I_{PRE} = 60\mu A$	65	55	$\frac{150mV}{340mV} = 44$	$\frac{65mV}{360mV} = 18$
$I_{PRE} = 130\mu A$	65	55	$\frac{100mV}{450mV} = 22$	$\frac{0mV}{470mV} = 0$
$I_{PRE} = 280\mu A$	65	55	$\frac{20mV}{290mV} = 7$	$\frac{-35mV}{305mV} = -11$
$I_{PRE} = 400\mu A$	65	55	$\frac{0mV}{295mV} = 0$	$\frac{-50mV}{330mV} = -15$
$I_{PRE} = 600\mu A$	65	55	$\frac{-5mV}{340mV} = -1.5$	$\frac{-65mV}{335mV} = -19$
$V_{fp} = 0.0\text{V}$	65	55	$\frac{95mV}{530mV} = 18$	$\frac{-25mV}{495mV} = -5$
$V_{fp} = 0.2\text{V}$	65	55	$\frac{80mV}{470mV} = 17$	$\frac{-25mV}{495mV} = -5$
$V_{fp} = 0.7\text{V}$	65	55	$\frac{25mV}{445mV} = 6$	$\frac{-60mV}{480mV} = -13$
$V_{fp} = 1.5\text{V}$	65	55	$\frac{35mV}{530mV} = 7$	$\frac{-80mV}{470mV} = -17$
$V_{fp} = 1.95\text{V}$	65	55	$\frac{10mV}{425mV} = 2$	$\frac{-95mV}{470mV} = -20$
$V_{fs} = 1.9\text{V}$	65	55	$\frac{70mV}{540mV} = 13$	$\frac{-35mV}{540mV} = -6$
$V_{fs} = 1.25\text{V}$	75	65	$\frac{25mV}{620mV} = 20$	$\frac{-60mV}{645mV} = -9$
$V_{fs} = 0.6\text{V}$	90	85	$\frac{10mV}{800mV} = -12$	$\frac{-35mV}{775mV} = 5$

Tabelle 5.1: Anstiegszeiten (0-100%) und Pulshöhen in Prozent 100ns nach der maximalen Amplitude von Kammerpulsen. Die Signale stammen aus der Eisenquelle. Im Vergleich dazu wurden Pulserladungen (bei fließendem Kammerstrom) vermessen.

Die Anstiegzeiten der Pulse lassen sich vor allem durch Änderungen am Pulsformer variieren. Kammersignale sind erwartungsgemäß niemals kürzer als Pulsersignale. Art und Größe der Unterschwinger lassen sich deutlich variieren. Je größer der Unterschwinger, desto mehr bildet sich insgesamt eine gedämpfte Schwingung mit weiteren Maxima und Minima aus. Betrachtet man in der Tabelle die Amplitude ≈100ns nach dem Pulsmaximum, so erkennt man deutliche Unterschiede zwischen Pulser- und Kammersignalen. Der Nulldurchgang findet bei Pulsersignalen früher statt (vgl. Abb.5.7 und 5.8). Bei Kammersignalen tritt ein "Höcker" auf, hierauf wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Wichtig ist nicht nur, daß die Amplitude nach 100ns die Nullinie schneidet, sondern auch, daß die Steigung dem Betrag nach möglichst klein ist, da sonst schon ein Zeitjitter der Kammersignale den Meßfehler stark erhöht.

5.6 Untersuchung von Anomalien der Kammerpulse

Bei genauem Betrachten der Kammerpulse in Abb.5.2 erkennt man auf der abfallenden Flanke der Pulse eine Anomalie. Diese trat sowohl bei Bestrahlung mit der Strontium- als auch mit der Eisenquelle und sogar im Pionenstrahl am PSI (Kap.6) auf. Auch die Kammergröße ($2\times3cm^2$, $10\times10cm^2$) hatte keinen Einfluß auf die Anomalie. Sie äußerte sich in einem "Höcker" oder einem "Plateau" auf der abfallenden Pulsflanke.

Da diese Anomalie einen großen Einfluß auf die (Fehl-) Trigger im nachfolgenden Ereignis hat, ist dem bis jetzt (September 1996) unverstandenem Phänomen dieser Abschnitt gewidmet.
Für die Versuche wurde ein Helix-Verstärker an die $10\times10cm^2$-Kammern angeschlossen. Die Spannung an der MSGC betrug $U_{Kathode}$=–600V und U_{Drift}=–3.3kV. Sie wurde bei der Untersuchung mit dem Pulser nicht abgeschaltet, damit der Ruhestrom aus der Kammer fließen konnte.

5.6.1 Verstärker, Ladungen, Strahlenquellen

Bevor die Helix-Verstärker für den Einsatz an MSGCs bereitstanden, wurden die Kammern mit den diskret aufgebauten Vorverstärkern VV-50 des Physikalischen Instituts ausgelesen. Die Anomalie wurde dabei bis jetzt nicht eindeutig nachgewiesen.
Andererseits zeigte der Helix-Verstärker im Betrieb mit Pulser-Ladungen ohne angeschlosene Kammer dieses Phänomen ebenfalls nicht. Im Betrieb mit Pulser-Ladungen und angeschlosener MSGC trat eine andere Anomalie auf (siehe unten).
Es gab keinen Unterschied der Anomalie zwischen kleinen Kammern (3cm lange Streifen) und größeren (10cm lange Streifen). Ebensowenig hatte die Strahlenquelle einen Einfluß auf die Anomalie. Sie trat sowohl bei der Strontium- als auch bei der Eisenquelle auf, ebenso wie beim PSI-Test im Pionenstrahl. Ein Einfluß wäre denkbar gewesen, da der differentielle Energieverlust ($\frac{dE}{dx}$) in Gas von γ's anders ist als der von Teilchen (z.B. β's, Pionen). Die Signalform ist eine Funktion dieses Energieverlustes.

5.6.2 Anomalie und Vorzeichen des Pulses

Die Pulsantwort des Helix ist auf positive und negative Ladungen nicht symmetrisch. Daher wurde untersucht, wie der Höcker vom Vorzeichen der Signale abhängt.
Die Ergebnisse einer früheren Messung (Abb.5.6) zeigen jedoch trotz fließendem Kammerstrom I_C und der Kopplung von Helix und MSGC nicht die Anomalie. Der Unterschied zwischen den negativen Lsdungen aus dem Pulser und realen Kammersignalen liegt im zeitlichen Verlauf des Signalstroms: In der Messung fließt er während der Anstiegsdauer des Pulsers in Höhe von ca. 250ns mit konstantem Wert, bei echten Kammerpulsen zeigt er die in Kap.2 diskutierte Form. Versuche mit Variation der Anstiegszeit findet man am Ende des Kapitels.

5.6.3 Abhängigkeit der Anomalie von I_{PRE}

In dieser Versuchsreihe wurde die Abhängigkeit der Anomalie als Funktion des Vorverstärker-Bias-Stromes I_{PRE} mit zwei verschiedenen Pulsformer-Strömen I_{SHA} als Parametern untersucht. In beiden Fällen waren die Bias-Spannungen: V_{fp}=+0.25V, V_{fs}=1.9V.

Die Pulsformen für den (sehr hohen) SHA-Strom I_{SHA} = 530μA sind nicht abgebildet, die Pulsformen für den kleineren Strom I_{SHA} = 200μA zeigt Abb.5.7. Bei allen Pulsen handelt es sich um eine Mittelung über jeweils 100 Pulse. Bei dem in den Oszilloskopbildern jeweils oben dargestellten Puls handelt es sich um das Signal aus der Fe-Quelle, unten um das des Pulsers.

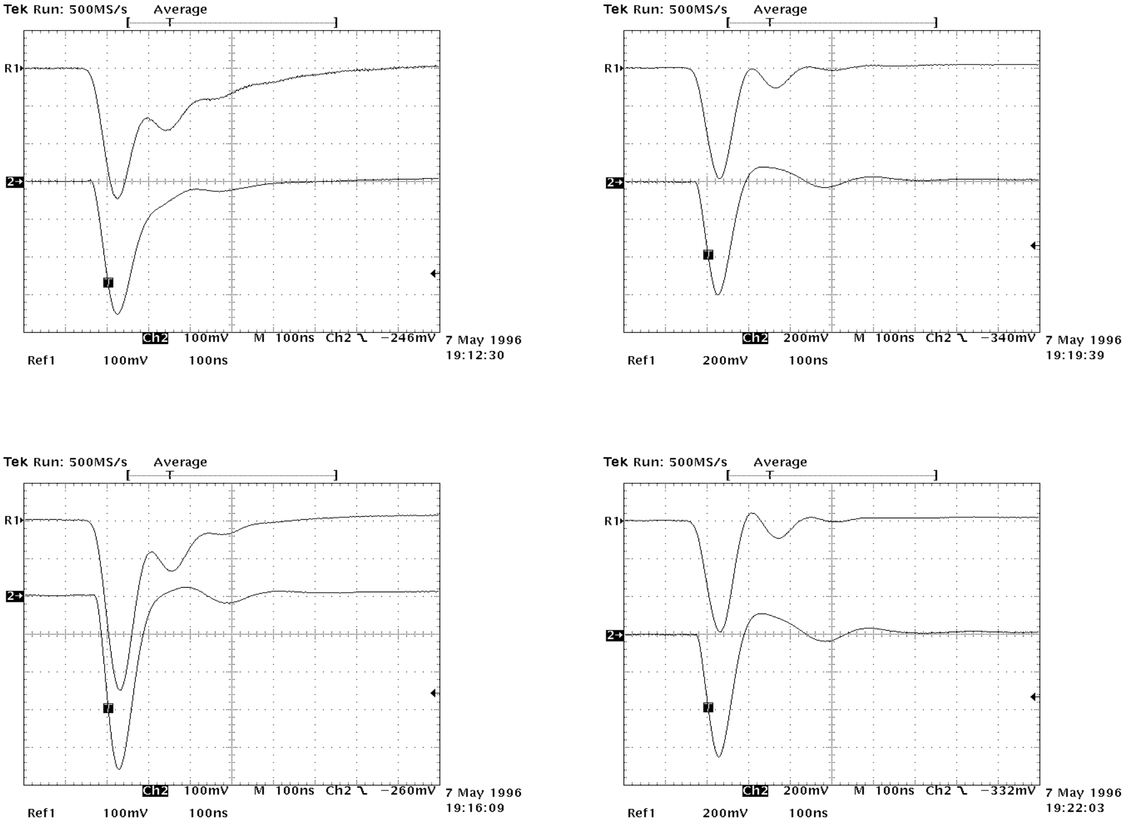


Abbildung 5.7: Abhängigkeit des Höckers von I$_{PRE}$ mit I$_{SHA}$ = 200μA: I$_{PRE}$=60μA, 130μA, 280μA, 400μA (spaltenweise von oben nach unten). Oben sind jeweils die Eisen-Signale, unten die Pulsersignale dargestellt.

Die Triggerschwelle wurde so niedrig gesetzt, daß über beide Fe-Linien gemittelt wurde. Die Pulse in der jeweils unteren Bildhälfte kommen aus dem Pulser, wobei die eingekoppelte Ladung so groß gewählt wurde, daß die Amplitude der Helix-Antwort mit der Amplitude der Pulsantwort aus der Fe-Quelle übereinstimmte.

Die Versuchsreihe mit dem hohen Pulsformer-Strom spiegelte die Situation am PSI wider, wo bei allen Versuchen ein ebenso hoher Strom eingestellt wurde (Kap.6). Die zeitliche Differenz zwischen maximaler Amplitude des Eisenpulses und der Amplitude des darauffolgenden Höckers betrug unabhängig von I_{PRE} immer Δt=130ns.
Anders sahen die Resultate mit I_{SHA} = 200μA (Abb.5.7) aus. Durch den geänderten Bias-Strom änderte sich die Pulsform. Hier trat eine Abhängigkeit in der zeitlichen Differenz von Amplitude des Fe-Pulses und der des Höckers auf, welcher sich gut sichtbar ausbildete. Die zeitliche Differenz in Abhängigkeit von I_{PRE} ist in Tab. 5.2 zu finden.
Vor allem im Oszilloskopbild links sieht man jetzt auch eine Anomalie in der Antwort des Helix

$I_{PRE}/[\mu A]$	$\Delta t_{PRE}/[ns]$
60	120
130	125
280	135
400	140
600	140

Tabelle 5.2: Zeitliche Differenz von max. Amplitude des Eisenpulses und der max. Amplitude des darauffolgenden Höckers in Abhängigkeit von I_{PRE} bei $I_{SHA} = 200\mu A$.

auf Pulserladungen. An der Stelle, an der beim Puls aus der Eisenquelle der Höcker auftritt, ist die Steigung der abfallenden Flanke des Pulsersignals verändert. Sie knickt kurz vorher und hinterher ab. Der Höcker befindet sich in der Mitte dieses Zeitbereichs. In den Bildern rechts (aus dem digitalen Oszilloskop) ist das Phänomen nicht gut zu erkennen, es trat aber bei allen fünf [1] Einstellungen von I_{PRE} auf. In allen Fällen lag das Maximum des Höckers von Fe-Pulsen in der Mitte des anomalen Bereichs der Pulser-Signale, daß heißt er verschob sich mit.

5.6.4 Abhängigkeit der Anomalie von I_{SHA}

Die Abhängigkeit der Anomalie von I_{SHA} wurde in diesem Abschnitt getestet. Die Bias-Einstellungen der nicht variierten Parameter waren: V_{fp}=+0.25V, V_{fs}=1.9V, I_{PRE} = 200μA. Die Ergebnisse findet man in Abb.5.8.
Es zeigt sich eine eindeutige Abhängigkeit zwischen I_{SHA} und der zeitlichen Differenz der Amplituden von Fe-Puls und Höcker. Die Abhängigkeit zeigt Tab.5.3.

$I_{SHA}/[\mu A]$	$\Delta t_{SHA}/[ns]$
40	265
80	180
150	140
400	125
530	115

Tabelle 5.3: Zeitliche Differenz von der maximalen Amplitude des Eisenpulses und der maximalen Amplitude des darauffolgenden Höckers in Abhängigkeit von I_{SHA} bei I_{PRE} = 200μA.

5.6.5 Abhängigkeit der Anomalie von V_{fs} und V_{fp}

Bei Variation von V_{fs} im Bereich von 0.6 bis 1.9 Volt trat keine signifikante Änderung auf. Als Parameter wurden gewählt: V_{fp}=+0.25V, I_{PRE} = 200μA, I_{SHA} = 200μA. Die Zeitdifferenz zwischen Puls und Höcker betrug $\Delta t = 130 ns$.

Ebensowenig änderte sich Δt bei Variation von V_{fp} im Bereich von 0.0 bis 1.95 Volt. Die Zeitdifferenz blieb bei Δt=130ns. Für V_{fp} <0.0V konnte keine Messung durchgeführt werden (Verstärker geht in die Sättigung, siehe oben). Die Parameter in diesem Versuch waren V_{fs}=1.9V, I_{PRE} = 200μA, I_{SHA} = 200μA.

---

[1] das fünfte Bild ist nicht dargestellt

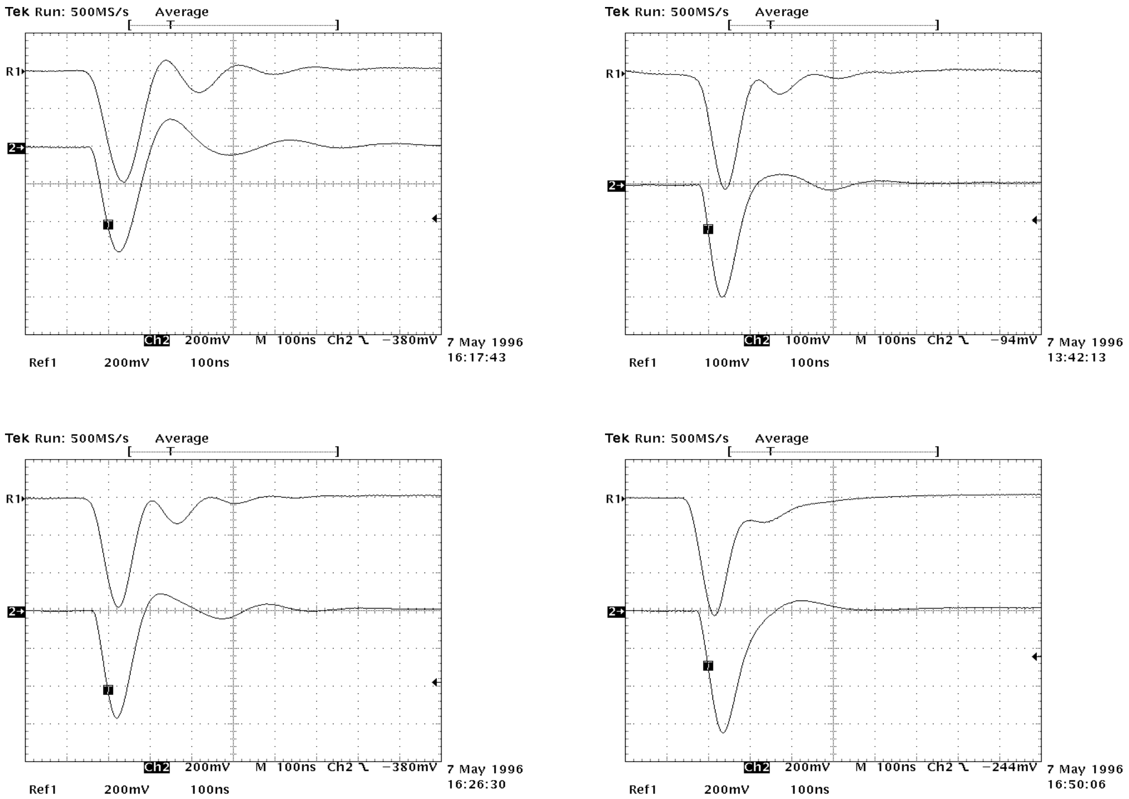


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der Anomalie von I_{SHA} bei $I_{PRE} = 200\mu$A: $\mathrm{I}_{SHA} = 80\mu$A, 150μA, 200μA, 400μA (spaltenweise von oben nach unten). Oben sind jeweils die Eisen-Signale, unten die Pulsersignale dargestellt.

5.6.6 Abhängigkeit von Dauer und Stärke des Stromes (Pulser-Flankensteilheit)

Bei kurzen Testpulsen ist kein Höcker aufgetreten. Jedoch haben die MSGC-Pulse einen ≈40ns dauernden Stromfluß. Daher besteht die Möglichkeit, daß die Anomalie durch länger andauernde Signale verursacht wird.

Um dieses zu überprüfen, wurde der Pulser mit unterschiedlich steilen Flanken verwendet. Wie in Kap.4 erläutert, fließt während der Änderung der an der Koppelkapazität anliegenden Spannung ein Strom in den Verstärker. Die Zeitdauer des Stromes hängt bei vorgegebener Spannungsdifferenz von der Flankensteilheit des Pulsers ab.

Als Bias-Einstellungen wurde gewählt: V_{fp}=+0.25V, V_{fs}=+1.9V, I_{SHA}200μA, $I_{PRE} = 200\mu$A. Das Ergebnis für vier verschieden steile Pulser-Antworten zeigt Abb.5.9.

Bei allen vier Pulsen ist die maximale Amplitude des Höckers ≈ 255ns von der des Pulses entfernt. Das bedeutet, daß dieser (konstante) Verlauf des Stromes keinen Höcker erzeugt: Beim Pulser-Signal existiert der Unterschwinger, dieser verschiebt sich bei Kammerpulsen in die Richtung des Pulses. In Abb.5.8 (Bild oben rechts) ist dies gut zu sehen. Dort stimmen Bias-Einstellungen und Zeitdifferenz Δt mit den hier verwendeten Testbedingungen aus diesem Abschnitt überein. Würde ein längerer (konstanter) Stromfluß die Anomalie verursachen, so hätte sich der Höcker wie beim Fe-Puls zu diesem hinbewegen müssen.

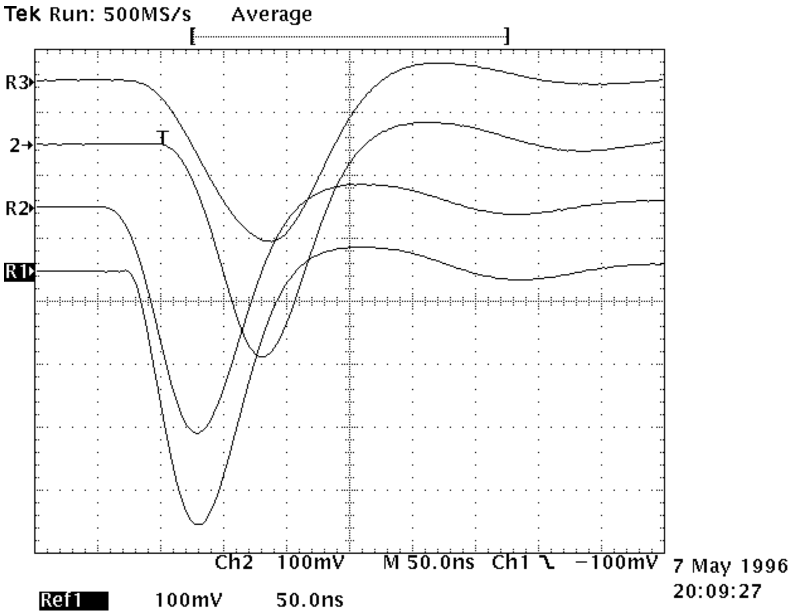


Abbildung 5.9: Abhängigkeit des Höckers von der Stromdauer (Steilheit der Flanke) R1=5ns, R2=40ns, *Kanal*2=60ns, R3=100ns. Die Differenz vom Pulser-Peak zum Höcker beträgt überall ≈255ns.

5.6.7 Folgerungen

Trotz intensiver Suche nach der Ursache der Anomalie konnte diese bis jetzt nicht identifiziert werden. In derselben Form wie bei Kammerpulsen konnte sie nicht nachgstellt werden. Eine herbeigeführte Anomalie war das in Abb.5.7 (vor allem in den Bildern links) gezeigte "Abknicken" der Pulserflanke, deren zeitlicher Abstand zur maximalen Amplitude des Pulses mit Kammersignalen korrelierte.
Der Einfluß von Dauer und Stärke von Signalströmen auf die Anomalie wurden untersucht. Allerdings wurden reale Pulsformen noch nicht mit einem Funktionsgenerator nachgestellt. Gegebenenfalls muß dies noch durchgeführt werden. Der zeitliche Verlauf des Stromes aus der MSGC wurde in Kap.2 diskutiert.
Erste Messungen am neueren Helix2.0 haben gezeigt, daß die Anomalie dort auch ohne MSGC mit δ-Pulsen auftrat, der zeitliche Abstand von maximaler Pulsamplitude und Anomalie war größer. Ein Unterschied zum Helix1.1 ist ein zusätzlich eingebauter Impedanzwandler zwischen Vorverstärker und Pulsformer.

Die Problematik der Anomalie ist noch nicht geklärt, weitere Untersuchungen sind notwendig. Sicher ist, daß der Höcker die Fehltriggerrate im darauffolgenden Ereignis erhöht. Besonders schwerwiegend ist, daß er bei vielen Bias-Einstellungen bei Kammerpulsen um die Dauer von ungefähr einem *Bunch-Crossing* verschoben ist und damit genau in den Zeitpunkt des nächsten Triggers fällt.

5.7 Zusammenfassung: Ankopplung des Helix an die MSGC

In diesem Abschitt wurden die Ergebnisse der ersten Messungen des Helix-Verstärkers an MSGCs dargestellt. Der Helix-Verstärker kann ohne Koppelkapazität direkt an die MSGC angeschlossen werden. Er kann das Potential am Eingang trotz des Kathodenstromes aus der MSGC auf Masse halten. Dabei detektiert er die aus der Kammer kommenden Ladungen mit einem SNR von 4:1,

das bei sorgfältiger elektromagnetischer Abschirmung und dem neuen Verstärker *theoretisch* bis zum Verhältnis 20:1 verbessert werden kann. In der Praxis dürfte mit dem Helix1.1 bei besserer elektromagnetischer Abschirmung ein SNR von 10:1 erreicht werden können. Der Signalstreifenwiderstand und ein externer Schutzwiderstand gegen Hochspannungsüberschläge vergrößern das Gesamtrauschen des Verstärkers um etwa 400 Elektronen. Diese Zunahme ist akzeptabel.
Ein noch unverstandenes Problem ist die Anomalie der Kammerpulse, die die Fehltriggerrate im nachfolgenden Ereignis erhöht.

Kapitel 6

Systemtest im Pionenstrahl am Paul Scherrer Institut

Am Paul Scherrer Institut (PSI) in Villigen, Schweiz, wurde erstmals ein vollständiges System aus MSGCs, Helix1.1-Verstärkern und einer Ausleseelektronik aus DL-305 FADCs und Macintosh-Rechnern in Betrieb genommen.
Im Pionenstrahl am PSI sollten Ladungspulse von MIPs detektiert und weitere Erfahrungen mit den MSGCs gewonnen werden. Vor allem aber sollte die Untersuchung eines vollständigen Systems wichtige Hinweise für die Weiterentwicklung des endgültigen Aufbaus des HERA-B Detektors liefern.

6.1 Meßprogramm am PSI

Die Ergebnisse des Strahltests am PSI wurden weitestgehend *online* ausgewertet. Das Ziel hierbei war, auftretende Fehler und Probleme vor Ort möglichst schnell erkennen und korrigieren zu können. Für eine genauere Datenanalyse wurden Rohdaten gesammelt, die später mit aufwendigeren Analysemethoden ausgewertet wurden. Die folgende Auflistung faßt die am PSI untersuchten Fragestellungen und Probleme zusammen. Im Laufe des Kapitels werden diese Punkte im Detail diskutiert, sie gliedern sich in drei Abschnitte:

- allgemeines Betriebsverhalten
  - Untersuchung des Rauschens/*Pick-up* des Systems
  - Schäden an den MSGCs durch stark ionisierende Teilchen im Strahl
  - Funktionsfähigkeit der Hochspannungs-Schutzstrukturen am Helix

- Ergebnisse aus der *Online*-Analyse
  - Ermittlung von Multiplizität, *Clustergröße*, Anzahl der *Cluster* in der Kammer
  - Zeitauflösung der MSGC
  - Messung des Pulshöhenspektrums, Bestimmung des Landaumaximums
  - Effizienz der MSGC
  - Abhängigkeit der Effizienz von der Hochspannung (Gasverstärkung)
  - Auflösungsvermögen der Kammer mit drei hintereinander aufgestellten MSGCs
  - Ratenabhängigkeit von Effizienz, *Wiremap*, *Clustergröße*, Anzahl der *Cluster*

- Ergebnisse aus der *Offline*-Analyse
  - Bestimmung des Zeitjitters der MSGCs
  - Effizienzverlust durch zerstörte Anodenstreifen
  - Auflösungsvermögen

6.2 Vorbereitung und Aufbau des Strahltests

Ein System aus drei hintereinander montierten $10 \times 10cm^2$ MSGCs wurde im Pionenstrahl installiert. Verschiedene Anodengruppen in einer Kammer wurden an die Helix1.1-Verstärker angeschlossen. Die Auswertung der Signale erfolgte *online* über DL305-FADCs mit einem auf Macintosh-Rechnern laufendem Analysesystem.

6.2.1 Überblick über den Aufbau des Experiments

Die Abb.6.1[1] zeigt den schematischen Gesamtaufbau am PSI im Überblick.

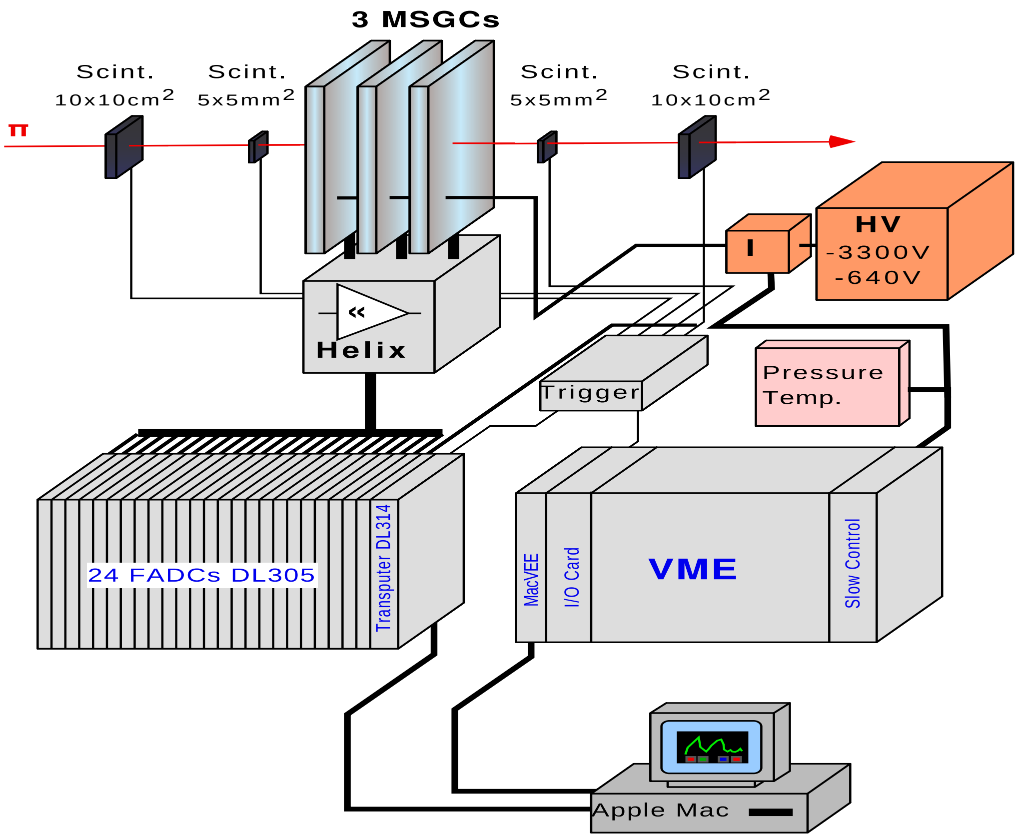


Abbildung 6.1: Schema des Aufbaus am PSI. Oben erkennt man die MSGCs im Strahl mit Szintillatoren und Helix-Verstärkern. Die Helix-Platinen sind über 30m lange Kabel mit DL305 FADCs verbunden. Die Daten wurden mit Rechnern verarbeitet. Die Szintillatoren erzeugten die Triggersignale über eine Koinzidenzschaltung. Kammerströme, Temperatur und Luftdruck wurden protokolliert.

Oben im Bild erkennt man den Pionenstrahl. Die maximal drei eingesetzten MSGCs standen zwischen den Szintillatoren, mit deren Hilfe die Trigger abgeleitet wurden. Direkt an die Kammern angeschlossen befanden sich die Platinen mit den Helix-Verstärkern und den Kabeltreibern. Von dort aus wurden die Signale differentiell über eine 30m lange Flachbandleitung in den Meßraum geführt. Digitalisiert wurden sie mit DL-305FADCs, deren Steuerung vom Transputer DL314 übernommen wurde. Dieser bezog seine Start/Stop-Anweisungen von den Szintillatoren über eine Koinzidenz-Triggerelektronik. Die Daten wurden *online* mit einfachen Routinen analysiert,

---

[1] Die Grafik wurde freundlicherweise von S. Hausmann, Physikalisches Institut, überlassen.

für die spätere genauere Analyse wurden Rohdaten gespeichert. Luftdruck und Temperatur im Strahlbunker sowie Kathoden- und Driftkathodenstrom einer MSGC wurden mit einem zweiten Rechner gemessen und auf einer Festplatte protokolliert.

6.2.2 Die Platine für Auslesechips, *Support* und Leitungstreiber

Für den Strahltest wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit spezielle Elektronikplatinen entwickelt. An jede im Experiment eingesetzte MSGC wurde eine Platine angeschlossen. Auf diesen befanden sich jeweils vier Helix-Chips, so daß maximal 4·7–1=27 Kanäle[2] zum Auslesen der Anodenstreifen zur Verfügung standen. Untergebracht wurden auf den Platinen Leitungstreiber für alle Kanäle, Spannungsversorgung für diese und die Chips, einstellbare Bias-Strom/Spannungsquellen und ein *Fan-In* für den Anschluß der MSGC an die Helix-Verstärker.
Um Übersprechen zu minimieren, wurden die Platinen vierlagig ausgeführt. Die beiden mittleren Lagen dienten als Masseschicht und zur Spannungsversorgung. Die Maße der Platinen war $\approx 15 \times 15 cm^2$. Die Abb.6.2 zeigt die oberste Lage der Platine.

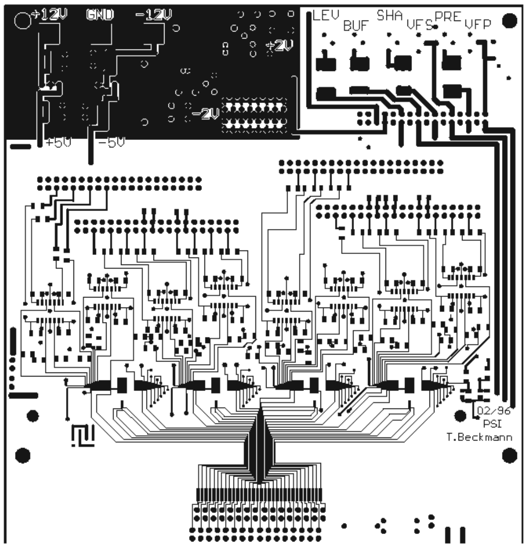


Abbildung 6.2: Layout der obersten Seite der Platine für die Chips. Es hat die Maße $15 \times 15cm^2$. Unten befindet sich das *Fan-In*, darüber nebeneinander angeordnet die Metallflächen für die vier Helix-Chips. In der Mitte über den Chips werden die Videotreiber plaziert. Oben rechts befinden sich die Bias-Einstellungen, die Spannungsversorgung ist oben links.

Am unteren Rand erkennt man das *Fan-In* für Kammersignale mit den Rastermaßen 2.54mm (unten) und dem 300μm-Raster (Verengung). Darüber sind nebeneinander angeordnet die Plätze für vier Chips. Im mittleren Bereich der Platine ist Platz für die Videotreiber und Anschlüsse an die Flachbandkabel. Im oberen Bereich sind links die Spannungsversorgungen und rechts die Spannungs- und Stromquellen für die Bias-Einstellungen untergebracht.

Bias-Strom/Spannungserzeugung

Die Bias-Spannungen und Ströme wurden wie für die in Kap.4 beschriebene Testplatine generiert, eingestellt und gemessen. Die Ströme und Spannungen wurden direkt auf die vier Chips verteilt, die dazu parallel geschaltet waren.

---

[2] Kanal 6 der Chips funktionierte nicht und ein Kanal war auf der Platine defekt.

Helix-Chips und *Fan-In*

Um Rauschquellen durch Chipfassung und Sockel (vergleiche Kap.4) zu vermeiden, wurden die Helix-Chips mit Leitsilber direkt auf die Platine geklebt. Durch das direkte *Bonding* auf der Platine konnten die einzelnen Chips dichter nebeneinander plaziert werden als in einer Fassung. Die Leitungen an den Eingängen wurden dadurch deutlich kürzer. Dieses sollte sich positiv auf die Rauschwerte auswirken. Trotzdem waren die Eingangsleitungen der äußersten Kanäle ca. 8cm lang. Eine über alle Chips reichende Plexiglasabdeckung schützte insbesondere die empfindlichen *Bond*drähte, deren Länge mit 4-5mm größer war als die der *Bond*drähte von Chips in einem Gehäuse.

Die gedruckten Leitungen der Verstärker-Eingänge auf der Platine führten von den Chips zu einem *Fan-In*, das im Rastermaß der MSGC-Anoden von 300μm mündete, um die Kammern dort direkt, bzw. über Kaptonfolie mit Z-Kleber[3] zu befestigen. Im weiteren Verlauf wurde das *Fan-In* in das gängige Rastermaß von 2.54mm aufgefächert, um Labormessungen zu erleichtern und alternativ eine Schnittstelle für einen Flachbandsteckeranschluß zu haben.

Leitungstreiber

Zum Treiben der 30m langen Kabel vom Strahlbunker in den Meßraum wurden Videotreiber vom Typ CLC-415 AJE verwendet, die sich durch folgende Eigenschaften [4] auszeichneten:

- hohe Integrationsdichte (4 Kanäle pro Bauteil)
- extrem geringes Übersprechen (70dB Kanalisolation bei 5MHz)
- hohe Bandbreite (170MHz nach 3dB Dämpfung)
- externe Einstellmöglichkeit des Verstärkungsfaktors (± 1 bis ± 10)
- hoher Eingangswiderstand (1.3MΩ)
- geringe Eingangskapazität (1.0pF)

Die hohe Integrationsdichte von 4 Kanälen war nötig, um die Größe der Platine zu begrenzen: Zum *Bonding* der Chips durfte aus technischen Gründen eine bestimmte Platinengröße nicht überschritten werden. Auch mußten die Kapazitäten der Leitung vom Chip zum Leitungstreiber möglichst niedrig gehalten werden, damit die Signale nicht an Geschwindigkeit verlieren. Der Verstärkungsfaktor sollte durch Umlöten der SMD-Widerstände flexibel gehalten werden. Um den dynamischen Bereich des FADC-Auslesesystems besser auszunutzen, wurde ein Verstärkungsfaktor $A=1+\frac{R_3}{R_2}=1.4$ gewählt. Die Videotreiber wurden nicht invertiert betrieben, die in Abb.6.3 gezeigte Beschaltung kam zum Einsatz.
Die von der positiven und negativen Versorgungsspannung der Videotreiber gegen Masse geschalteten Kapazitäten (6.8μF, 100nF) blockten hochfrequente Störungen und niederfrequente Spannungsschwankungen ab. Die Widerstände R_2 und R_3 stellten die Verstärkung ein. R_1 verhinderte das Schwingen des Videotreibers (Einzelheiten findet man in [4]).
Die beiden in der 30m langen Ausgangsleitung eingebauten Kondensatoren C=220nF bewirkten eine Entkoppelung in Bezug auf Gleichströme zwischen Videotreibern und FADC-System, die beiden Widerstände R=47Ω terminierten die Leitung.

Spannungsversorgung

Die Versorgungsspannungen für die Videotreiber betrugen $U_\pm = \pm 5$V und wurden mit Festspannungsreglern der Typen 7805 (+5V) und 7905 (–5V) erzeugt. Vor und hinter den Festspannungsreglern wurden jeweils eine Kapazität C=10μF (Tantal) und C=100nF zum Blocken von Störun-

---

[3] Ein mit winzigen Metallkügelchen vermischter Spezialkleber. Die Metallkügelchen stellen die elektrische Leitfähigkeit zwischen den zu klebenden Flächen ("Z-Richtung") sicher.

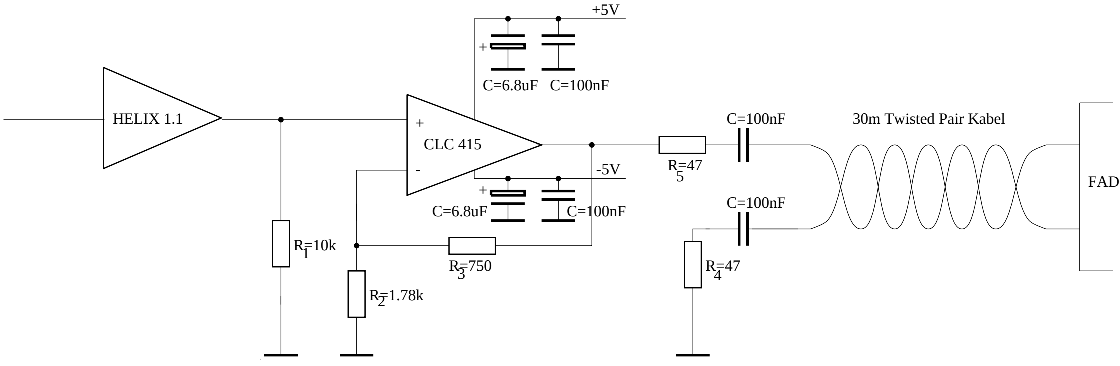


Abbildung 6.3: Beschaltung der Videotreiber für den Betrieb während des Strahltests am PSI.

gen gegen Masse geschaltet. Die Stromaufnahme der 8 Videotreiber lag für beide Polaritäten bei I_{CLC} ≈140mA, so daß die Leistungsaufnahme der Festspannungsregler (bei einer anliegenden Vorspannung von $U_V = \pm 7V$) P=(7V–5V)·0.14A=0.28 Watt betrug. Es wurden keine externen Kühlbleche eingesetzt.

Die Versorgungsspannungen für die Helix-Verstärker $U_{Helix} = \pm 2$ Volt wurden mit Parallelreglern (einstellbare Zenerdioden) erzeugt. Abb.6.4 zeigt die Schaltpläne. Links ist die Schaltung für die negative, rechts die für die positive Versorgungsspannung zu sehen.

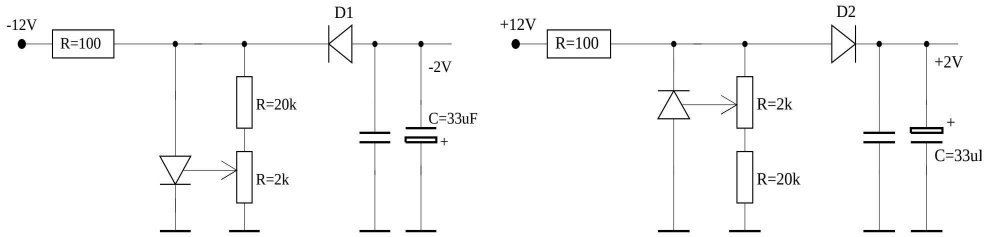


Abbildung 6.4: Spannungserzeugung für die Helix-Verstärker: Links die Schaltung für die negative, rechts die für die positive Versorgungsspannung.

Die mit Parallelreglern erzeugten Spannungen waren mit den Spindeltrimmern in begrenzten Bereich einstellbar und lagen bei ±2.7V. An den Dioden D_1 und D_2 fiel eine Spannung von jeweils 0.7 Volt ab, so daß anschließend die benötigten Spannungen von $U_{Helix} = \pm 2V$ vorlagen. Die nachgeschalteten Kapazitäten blockten Spannungsschwankungen ab.

6.2.3 Die Mikrostreifengaskammern

Eingesetzt wurden drei diamantbeschichtete etwa $10 \times 10cm^2$ MSGCs. Sie wurden nicht mit Kaptonfolie und Z-Kleber an das *Fan-In* der Helix-Platinen geklebt, sondern mit einem ca. 8cm langen Flachbandkabel verbunden. Anoden und Kathoden wurden in 16er Gruppen eingeteilt. Bei jeder der drei eingesetzten Kammern konnte wahlweise eine von drei Doppelgruppen mit jeweils 2·16=32 Anodenstreifen an die Verstärker angeschlossen werden. Alle Anoden wurde einzeln ausgelesen. Jeweils 16 Kathodenstreifen lagen zu einer Gruppe zusammengeschaltet über einen Widerstand R=56MΩ an der Kathodenspannung U_C. Es wurden nur die zu den jeweils ausgelesenen Anoden gehörenden Kathodengruppen an die Hochspannung angeschlossen. Dadurch wurden nicht ausgelesene Streifen geschont. Die MSGCs wurden mit einer Gasmischung aus Argon/DME (50/50) betrieben. Im Drei-Kammer-Betrieb wurde das Gas seriell durch alle Kammern geleitet. Dies garantierte einen Gasfluß durch alle Kammern und erleichterte das Auffinden von Lecks im Gassystem. Die Kammern wurden mit einer Kathodenspannung U_C=–640V betrieben. Die Driftkathode lag über einen Widerstand R=10MΩ an der Driftspannung U_D=–3.3kV.

6.2.4 Das Auslesesystem

Mit 27 auslesbaren Kanälen pro Platine und maximal drei eingesetzten Platinen und Kammern standen 81 Signalkanäle, ergänzt durch vier Szintillator-Triggerkanäle, zur Verfügung. Pro Platine wurden diese über vier 30m lange abgeschirmte *twisted-pair*-Leitungen in den Meßraum geführt. Digitalisiert wurden die Signale mit DL305 FADCs [7], die im Stop-Modus betrieben wurden. Die Steuerung erfolgte mit dem Transputer DL314, der sein Stopsignal aus der Koinzidenzschaltung der Szintillatoren bezog. Die FADCs wurden mit einem Macintosh-Rechner ausgelesen. Die Daten konnten auf Festplatte geschrieben werden und/oder *online* ausgewertet und die Ergebnisse graphisch dargestellt werden.
Luftdruck und Temperatur im Strahlbunker sowie der Kathoden- I_C und Driftkathodenstrom I_D einer Kammer wurden mit einem zweiten Rechner erfaßt und ebenfalls auf Festplatte protokolliert.

6.2.5 Der Pionenstrahl

Am PSI wurde der Pionenstrahl im Areal πE1 verwendet. Diese Strahllinie liefert Pionen und Myonen mit hohem Fluß und Impulsen von 10-500MeV/c [30]. Es gibt zwei Betriebsmodi. Modus A liefert einen hohen Fluß mit geringer Impulsauflösung. Der Impuls wird durch den ersten fokussierenden Quadrupolmagneten auf 280MeV/c begrenzt. Modus B stellt eine hochauflösende Version mit Impulsen bis zu 500MeV/c dar. Dieser Modus wurde nicht verwendet, hierfür sind erhöhte Auflagen der Strahlenschutzkommission zu erfüllen.
Nach [30] sind die erzielbaren Pionen- und Myonenraten in Abhängigkeit des in Milliampere gemessenen Protonenstromes im Beschleuniger angegeben. Im normalen Betrieb lag der Protonenstrom bei $I_{Prot} \approx$1.080mA.

Im Betriebmodus A haben die Pionen Impulse von 80-280MeV/c. Die Raten sind
$R_{\pi^+} = 1.8 \cdot 10^9 \frac{\pi^+}{mA \cdot s} \approx 1.67 \cdot 10^9 \frac{\pi^+}{s}$ und $R_{\pi^-} = 1.9 \cdot 10^8 \frac{\pi^-}{mA \cdot s} \approx 1.76 \cdot 10^8 \frac{\pi^-}{s}$ bei einem Impuls von 200MeV/c.
Die für das Experiment weniger interessanten Myonen im Strahl haben Impulse von 10-280 MeV/c. Bei einem Impuls von 28MeV/c sind die Raten
$R_{\mu^+} = 1 \cdot 10^6 \frac{\mu^+}{mA \cdot s} \approx 0.93 \cdot 10^6 \frac{\mu^+}{s}$ und $R_{\mu^-} = 2 \cdot 10^7 \frac{\mu^-}{mA \cdot s} \approx 1.85 \cdot 10^7 \frac{\mu^-}{s}$.
Auf das Strahlprofil wird im nächsten Abschnitt eingegangen, da dort die Triggerlogik beschrieben wird.

Gemessene Teilchenraten
Die Teilchenraten wurden mit vier Szintillatoren gemessen. Die Szintillatoren Sz1 und Sz4 hatten eine Fläche von $10 \times 10cm^2$ und deckten die Fläche der MSGCs ab. Die Szintillatoren Sz2 und Sz3 hatten eine Fläche von $5 \times 5mm^2$. Für die geometrischen Verhältnisse des Aufbaus aus Kammern und Szintillatoren im Pionenstrahl vergleiche man Abb.6.5 im nächsten Abschnitt. Die Quadrupolmagnete zur Ablenkung und Fokussierung des Strahls wurden so eingestellt, daß der Pionenstrahl möglichst stark auf die Kammern konzentriert wurde. Die Raten wurden als Funktion der Magnete und der Szintillatorpositionen gemessen. Sie variierten je nach Stromstärke des Protonenstrahls und anderer vorgegebener Parameter (zum Beispiel Magnetfelder) bis ca. 10%. Die maximal erzielten Raten findet man in Tab.6.1.
Die maximal erzielbare Rate lag lokal bei R_{Sz2}=2-3$\frac{kHz}{mm^2}$ für Szintillator Sz2, über die gesamte Fläche der MSGC lag die maximale Rate bei R_{Sz1}=1-2$\frac{kHz}{mm^2}$. Damit wurde ca. ein Drittel der bei HERA

Szintillator	Szint.-Fläche/[mm^2]	Rate/[Hz]
Sz1	10.000	15M
Sz2	25	60k
Sz3	25	40k
Sz4	10.000	1.4M
Sz1*Sz4	10.000	600k
Sz2*Sz3	25	1k

Tabelle 6.1: Gemessene Teilchenraten mit den Szintillatoren Sz1-4. Die Raten unterlagen je nach Stromstärke des Protonenstrahls im Beschleuniger und der Fokussierung der Magnete Schwankungen von bis ca. 10%.

erwarteten Rate für die Kammern in Höhe von $R_{HERA} = 10\frac{kHz}{mm^2}$ erreicht. Die Raten der beiden hinteren Szintillatoren Sz3 und Sz4 waren kleiner als die der vorderen, da sich zwischen ihnen drei MSGCs befanden. Der Pionenstrahl ließ sich nicht so scharf wie wünschenswert auf die MSGCs fokussieren. Dadurch konnten die in [30] angegebenen Raten auf der Fläche der $10 \times 10cm^2$ MSGC nicht erreicht werden.

6.2.6 Die Triggerlogik

Der Trigger zum Auffinden von Kammerpulsen wurde aus einer Koinzidenzschaltung der vier Szintillatoren abgeleitet. Abb.6.5 zeigt die Schaltung der Triggerlogik und die geometrischen Verhältnisse von Szintillatoren und MSGCs.

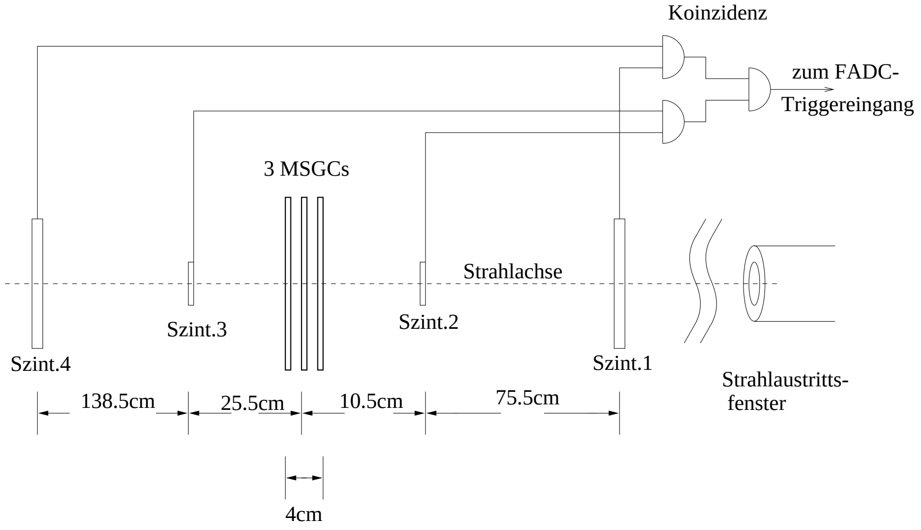


Abbildung 6.5: Veranschaulichung der geometrischen Verhältnisse von Szintillatoren, Strahl und MSGCs sowie im oberen Bildteil die Schaltung der Triggerkoinzidenz.

Das Triggersignal wurde im Auslesesystem verzögert, um es gleichzeitig mit den später eintreffenden Kammersignalen verarbeiten zu können. Mit einer Schrittmotorsteuerung konnten die kleinen Szintillatoren Sz2 und Sz3, die an einer gemeinsamen Halterung befestigt waren, synchron horizontal und vertikal bewegt werden. Damit wurde das Strahlprofil vermessen. Die Ausmessung des Strahlprofils ergab die in Abb.6.6 gezeigten Verteilungen.

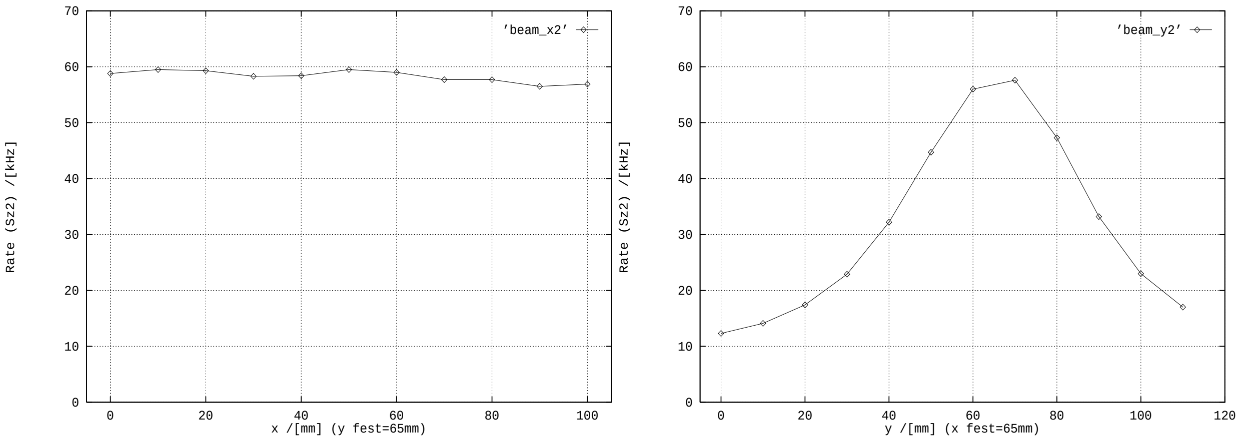


Abbildung 6.6: Profil des Pionenstrahls im Areal πE1: Links das Profil in horizontaler Richtung, rechts in vertikaler Richtung. Angegeben sind die Raten des Szintillators Sz2.

Aufgetragen ist in beiden Plots die mit dem kleinen Szintillator Sz2 gemessene Rate als Funktion seiner Position in horizontaler (Bild links) bzw. vertikaler Richtung (Bild rechts). Bei Messung des horizontalen Profils wurde die Position in vertikaler Richtung bei y=65mm, bei Messung des vertikalen Profils in horizontaler Richtung bei x=65mm festgehalten. In horizontaler Richtung war das Profil über den gesamten Kammerbereich von 100mm homogen. In vertikaler Richtung war die Rate dagegen stark inhomogen. Sie zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei Position 60-70mm und nahm nach beiden Seiten stark ab.

6.2.7 Eichung der Pulshöhe

Die Eichung des Konversionsfaktors wurde wie in Kap.4 vorgenommen. Eine definierte Ladung wurde mit dem Pulser eingekoppelt und die Amplitude des Pulses am Ausgang des Helix gemessen. Da die Amplitude nach dem Videotreiber gemessen wurde, dessen Verstärkungsfaktor auf A=1.4 eingestellt war, war der Konversionsfaktor des gesamten Aufbaus am PSI größer als der in Kap.4 gemessene. Der mittlere Konversionsfaktor wurde zu $C_{Konv_{Aufbau}}$ ≈130mV/60.000e$^-$=52mV/24.000e$^-$ ermittelt.

Die Spannungen wurden mit dem 6Bit-FADC DL305 digitalisiert. Dieser ist nichtlinear. Für die Umwandlung von Spannungen in Bits bzw. umgekehrt gilt [7]:

$$C = Int(\frac{U_i}{U_0 + 0.75 \cdot U_i} \cdot 64) \qquad\qquad U_i = \frac{C}{64 - 0.75 \cdot C} \cdot U_0$$

mit C=$\{$0...63$\}$, U_0=0.5V, U_i=am FADC anliegende Spannung.

Für die LSBs 0, 1, 2, ..., 62, 63 gilt: $\Delta U_i = 7.9$mV ... $\Delta U_i = 119.5$mV. Das *Online*-Analyseprogramm rechnete die logarithmische Amplitude in lineare Werte zurück. Der Vorteil der logarithmischen Digitalisierung ist der größere Arbeitsbereich des FADC. Der damit verbundene Nachteil besteht in den größer werdenen Spannungsdifferenzen für höhere Spannungen. Die Pulshöhenspektren (siehe Abb.6.18) zeigten deutlich dieses Verhalten.

Die mit dem Analyseprogramm linearisierten Spannungen wurden so geeicht, daß 1 Millivolt = 1 Einheit$_{FADC}$ entsprach. Dies vereinfachte die Rechnungen in den Programmen der *Offline*-Analyse.

6.2.8 Fotos vom Experiment am PSI

Abschließend zeigt Abb.6.7 zwei Fotos vom experimentellen Aufbau. Im linken Bild erkennt man unterhalb der Mitte eine auf eine Aluminiumplatte geschraubte MSGC. Hinter der Kammer befindet sich ein $10 \times 10 cm^2$ Loch für den Teilchenstrahl. Über der Kammer befindet sich die Platine in einem Aluminiumrahmen, auf den ein Metalldeckel geschraubt wird. An den Seiten der Platine sind jeweils 2 Stecker für die *twisted-pair*-Leitungen angebracht. Ganz unten im Bild erkennt man die zum Testen eingesetzte Halterung mit der Fe-Quelle. Links von der Kammer befinden sich die HV-Anschlüsse, rechts die Anschlüsse für das Gassystem. Zwischen Kammer und Ausleseplatine erkennt man das Steckersystem von der MSGC zu den Verstärkereingängen.

Abbildung 6.7: Fotos vom Aufbau: Das linke Bild zeigt eine MSGC (unten) mit der darüber angeschlossenen Helixplatine, das rechte Foto den Bunker: In der Bildmitte die MSGCs mit Verstärkern, oben die Strahlöffnung.

Das rechte Foto zeigt eine Gesamtansicht des Aufbaus im Strahlbunker. Die drei MSGCs befinden sich in der Bildmitte auf dem hellen Tisch. Zu beiden Seiten führen von den Kammern die Signalleitungen in den Meßraum. Oben im Bild erkennt man das von einem Magneten umschlossene Strahlaustrittsfenster. Zwischen diesem und den MSGCs befindet sich der vordere große Szintillator Sz1.

Ergebnisse

Der Ergebnisteil gliedert sich in die drei Abschnitte:

- allgemeines Betriebsverhalten
- Ergebnisse der *Online*-Analyse
- Ergebnisse der *Offline*-Analyse

6.3 Allgemeines Betriebsverhalten

Zunächst dominierte der Aufbau von *Pick-up*. Verschiedene störende Frequenzen traten im Spektrum auf, vor allem eine Frequenz im Bereich von 500kHz. Im Gegensatz dazu trat die Teilchenpaket-Frequenz des Pionenstrahls von 50MHz im Meßraum nicht auf, obwohl das Frequenzspektrum im Strahlbunker bei 50MHz eine deutliche Resonanz zeigte.
Um Rauschen und *Pick-up* zu verringern, wurde eine sternförmige Erdung ausgelegt, deren zentraler Punkt die Aluminiumhalterung der MSGCs war. Hieran wurden alle metallischen Gegenstände in der Umgebung der Kammern mit Ausnahme des Quadrupolmagneten am Austrittsfenster des Strahls angeschlossen (dessen Anschluß erhöhte den *Pick-up*). Angeschlossen wurden auch die Massen der HV-Geräte und der FADC-Elektronik, sowie einseitig die Abschirmung der *twisted-pair*-Leitungen.
Die im Labor gemessenen Rauschwerte waren deutlich kleiner als der *Pick-up* am PSI. Die mittlere Rausch/*Pick-up* Amplitude der Spannung betrug nach Helix-Verstärker und Videotreiber (mit einer Verstärkung A=1.4) $U_{Noise} \approx 20\text{mV}_{PP} = 14\text{mV}_{RMS}$. Dieses entspricht einem Rauschen von ca. 6000 Elektronen. Um das Signal/Rausch-Verhältnis zu verbessern, wurde bei fast allen Meßreihen mit der hohen Kathodenspannung U_C=–640V gearbeitet, um die Sekundärionisaton zu erhöhen. Dieses Spannung entsprach einer Gasverstärkung von $A_{Gas} \approx 3500$.

Die Teilchenrate des Pionenstrahls war bei weitem höher als die im Labor an der MSGC mit der Eisen- bzw. Strontiumquelle erreichten Teilchenraten. Die Vorverstärker-Rückkoppelspannung V_{fp} mußte erwartungsgemäß höher gestellt werden, damit der Verstärker den ratenabhängigen Strom und den Ruhestrom aus der Kammer aufnehmen konnte. Bei allen eingestellten Teilchenraten lief der Verstärker mit einer Spannung V_{fp}=+0.25V stabil.
Probleme gab es beim Einstellen des Pulsformer-Bias-Stromes I_{SHA}. Wie in den Kap.3 und 4 diskutiert, wird durch Variation dieses Stromes der sinusförmige Anteil mehr oder weniger gedämpft und damit der Unterschwinger reguliert: Je höher der Strom, desto kleiner der Unterschwinger. Bei kleinen Strömen I_{SHA} begann der Helix-Chip mit der Amplitude der Betriebsspannungen (±2V) zu schwingen. Besonders stark trat dieses Phänomen im Drei-Kammer-Betrieb in Erscheinung. Zunächst konnte das Schwingen hier durch keine Bias-Einstellung verhindert werden. Erst der Einsatz weiterer Koppelkondensatoren (100nF) im Bereich der Spannungsversorgung sowie weitere Masseverbindungen zwischen den Platinen und der Aluminiumhalterung verhinderte ein Schwingen bei hohen Strömen I_{SHA}. Der Chip mußte in allen Fällen mit einem Bias-Strom von mindestens $I_{SHA} \approx 400\mu\text{A}$ betrieben werden. Dieser hohe Strom entspricht einer starken Dämpfung des sinusförmigen Anteils und einer kleinen Amplitude in der Pulsantwort des Helix (Kap.4).
Bei Messungen im Labor mit dieser Platine und angesschlossener Kammer, aber ohne den 30m langen Kabeln und FADC-Ausleseelektronik, konnten kleinere Ströme (I_{SHA}=100-200μA) eingestellt werden.

Der Kathodenstrom I_C der MSGC war konsistent mit dem im Labor mit einem Tera-Ohmmeter gemessenen Wert des Anoden-Kathodenwiderstandes $R_{A-K} = 8 \cdot 10^9\Omega$ für 26 Anodenstreifen. Bei

einer Driftspannung U$_D$=–3.3kV und einer Kathodenspannung U$_C$=–640V zeigte die Kammer einen Ruhestrom I$_C$=100nA und I$_D$=0-1nA für zwei angeschlossene Gruppen. Bei einer Teilchenrate von R=20-100$\frac{Hz}{mm^2}$ erhöhte sich der Driftstrom auf I$_D$=25nA, während der Kathodenstrom unverändert blieb. Bei hohen Raten (R=3·10$^3\frac{Hz}{mm^2}$) erhöhten sich die Ströme auf I$_C$=120nA und I$_D$=95nA. Der durch die Teilchen verursachte Strom betrug I$_T$ ≈115nA.
Die Hochspannungsprobleme der Kammern und Verstärker sowie die Probleme mit den Pulseinstellungen werden gesondert behandelt.

6.3.1 Pulsformen im Strahltest

Wie bereits diskutiert, mußte der Helix-Chip mit hohen Pulsformer-Bias-Strömen betrieben werden, um ein Schwingen zu verhindern. Dies begrenzte die Auswahl an einstellbaren Pulsformen stark. So konnten keine Pulsformen eingestellt werden, die 100ns nach dem Pulsmaximum wieder nahezu vollständig abgefallen waren.
Abb.6.8 gibt einen Eindruck von Pulsen, die der Verstärker lieferte. Es handelt sich um eine Auswahl häufig aufgetretener Pulse. Die oberen sechs Oszilloskopbilder zeigen Momentaufnahmen von Kammerpulsen. Die Aufnahme unten links zeigt den Signalverlauf einer eingekoppelten Pulserladung bei eingeschalteter Kammer, das Bild unten rechts zeigt eine Mittelung über 152 Kammerpulse bei fester Triggerschwelle (U$_{Trigg}$=–254mV). Die Zeitbasis beträgt bei allen acht Bildern t$_{Basis}$=100ns/div. Die Spannungswerte liegen bei U$_{Basis}$=50-500mV/div. Teilweise sieht man hochfrequente Störungen (oben rechts), teilweise periodische Störungen bei niedrigeren Frequenzen (rechte Spalte, zweites und drittes Bild). Die in Kapitel 5 untersuchten Anomalien traten auch hier auf (gut sichtbar im Bild links oben). Die Aufnahmen wurden mit den Bias-Einstellungen V_{fp}=+0.25V, V_{fs}=1.9V, $I_{PRE} = 285\mu$A und $I_{SHA} = 395\mu$A gemacht. Die MSGC wurde mit den Spannungen U$_C$=–640V und U$_D$=–3.3kV betrieben.

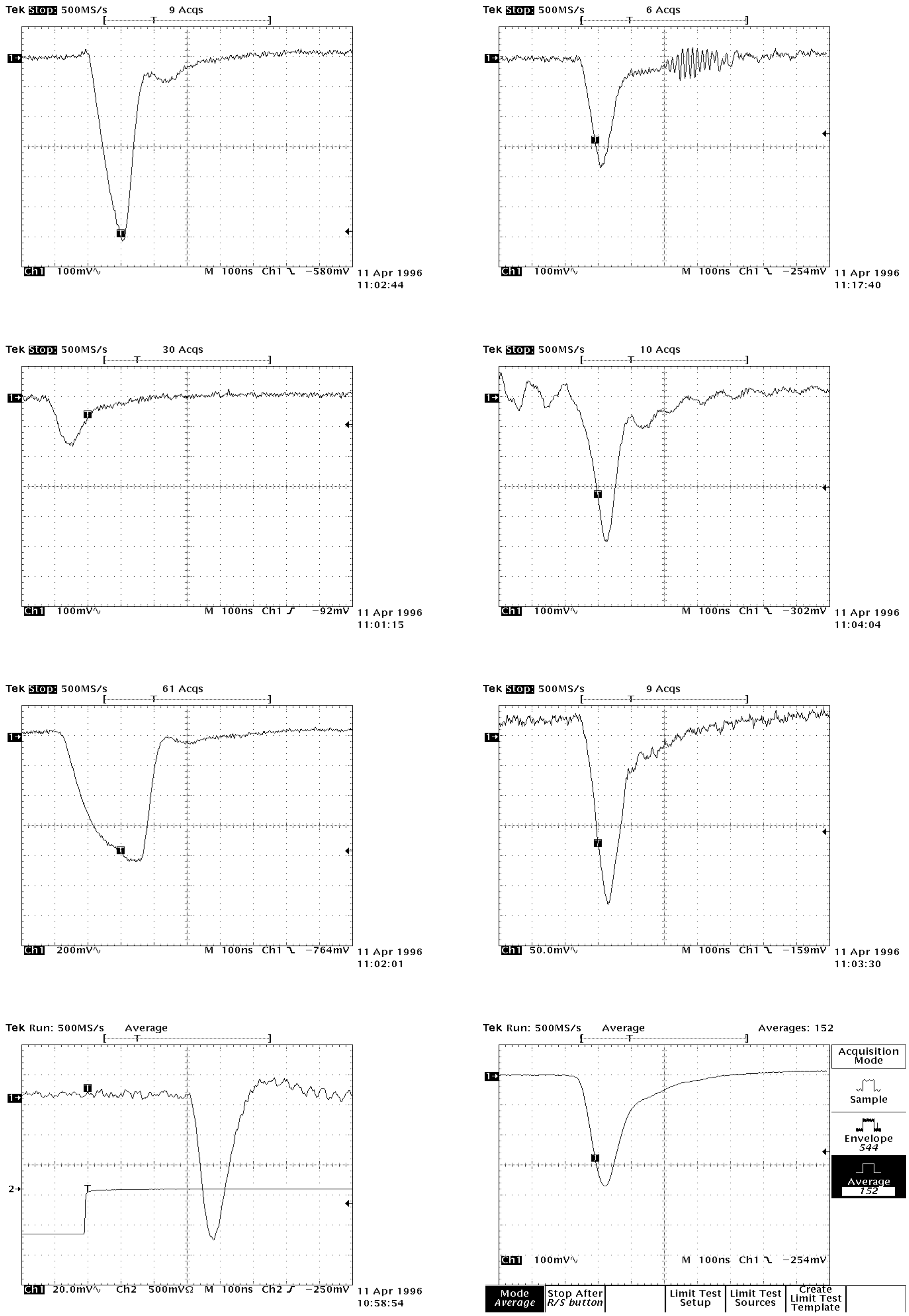


Abbildung 6.8: Beispiele für Pulsformen von Pionen im Strahltest mit den Bias-Einstellungen V_{fp}=+0.25V, V_{fs}=1.9V, I_{PRE} = 285μA, I_{SHA} = 395μA. Die MSGC wurde mit den Spannungen U$_C$=–640V und U$_D$=–3.3kV betrieben. Die oberen sechs Bilder sind Momentaufnahmen, unten links ist die Antwort auf eine Pulserladung (bei eingeschalteter MSGC) zu sehen, unten rechts eine Mittelung über 152 Kammerpulse. Die Zeitskala beträgt bei allen Bildern 100ns/div, die Amplitudenskala beträgt bei den oberen vier Bildern 100mV/div.

Hochspannungsschäden an der Kammer

Durch stark ionisierende Teilchen (zum Beispiel langsame α-Teilchen) kann es zu Überschlägen in den MSGCs zwischen den Kathoden und den Anoden kommen. Dadurch werden die Streifen beschädigt. In besonders schlimmen Fällen werden die nur 10μm breiten Anoden durchtrennt.

Ausführlich werden die Hochspannungsschäden in den Kammern in [29] diskutiert. Dort werden auch Laborversuche mit α-Teilchen beschrieben, die die Ergebnisse des Strahltests bestätigen.

6.4 Hochspannungsschäden an den Eingängen des Helix

Die in Kapitel 3 beschriebene implementierte Schutzstruktur auf dem Helix erwies sich bei Hochspannungsüberschlägen als nicht ausreichend. Im folgenden Abschnitt wird auf Probleme und Lösungen eingegangen. Der darauf folgende Abschnitt beschäftigt sich mit weiteren eingehenden Untersuchungen im Labor und an der Kammer.

6.4.1 HV-Schäden und Maßnahmen am PSI

Zunächst wurde eine MSGC mit einer Helix-Platine im Pionenstrahl montiert. Während der ersten 24 Stunden Betriebszeit fielen nach und nach alle 27 funktionsfähigen Kanäle aus. Mit dem Pulser eingekoppelte Ladungen in den Verstärker ergaben keine Signale in diesen Kanälen, auch verhielten sich die Basislinien dieser Kanäle völlig ruhig. Die Ursache mußte beim Helix liegen. Spätere mikroskopische Untersuchungen bestätigten dies. Die Eingangsschutzstrukturen waren beschädigt, wie Abb.6.9 zeigt. Es handelt sich um Aufnahmen mit 200facher bzw. 100facher Vergrößerung und differentiellem Interferenzfilter.
Im Bild links oben erkennt man über dem Polysiliziumwiderstand an der Kontaktierung zum Anschlußpad eine Blase, im Foto darunter ist ansatzweise eine Blase an der Kontaktierung zu den beiden Dioden sichtbar. Das Foto unten rechts zeigt eine kleine, aber deutliche Wölbung an der Kontaktierung zum Pad im Bereich des Widerstandes. Die stärkste Zerstörung zeigt das Bild oben rechts. Obwohl nur 100fache Vergrößerung gewählt wurde, ist der zerstörte Widerstand deutlich sichtbar. Eine solch große Zerstörung war jedoch nicht die Regel.
Bei allen (auch den hier nicht gezeigten Schäden) hat sich die obere Polysiliziumschicht abgelöst. Ob zusätzlich die Dioden und das *Gate*oxid des Eingangstransistors zerstört sind, ist nicht erkennbar.

Nachdem auf der ersten Platine alle Kanäle des Verstärkers zerstört worden waren, wurde als Sofortmaßnahme zwischen die MSGCs und die Verstärker eine diskret gelötete Schutzstruktur eingebaut. Sie entsprach der in Kap.3, Abb.3.7 links skizzierten Schaltung auf dem Chip. Es wurden Dioden des Typs 1N 44148 (Kapazität $C_D \approx 1.5$pF) und 1kΩ-Widerstände ($\frac{1}{8}$-Watt) eingesetzt. Daraufhin war die Hochspannungsfestigkeit des Verstärkers gesichert, nicht ein weiterer Kanal wurde in der restlichen Experimentierzeit von zwei Wochen zerstört.

6.4.2 Hochspannungstests im Labor

Um zu prüfen, bis zu welchen Spannungen und Überschlagskapazitäten die Schutzstruktur das *Gate* des Eingangstransistors schützen kann, wurden Hochspannungspulse bekannter Spannung und Anstiegszeit über Kondensatoren unterschiedlicher Kapazität eingekoppelt. Den Schaltplan des Versuchsaufbau zeigt Abb.6.10.
Während der HV-Tests wurden Testladungen mit dem Pulser permanent über ein unabgeschirmtes Kabel, das über den Eingangsleitungen lag, eingekoppelt. Damit konnte die Funktionstüchtigkeit

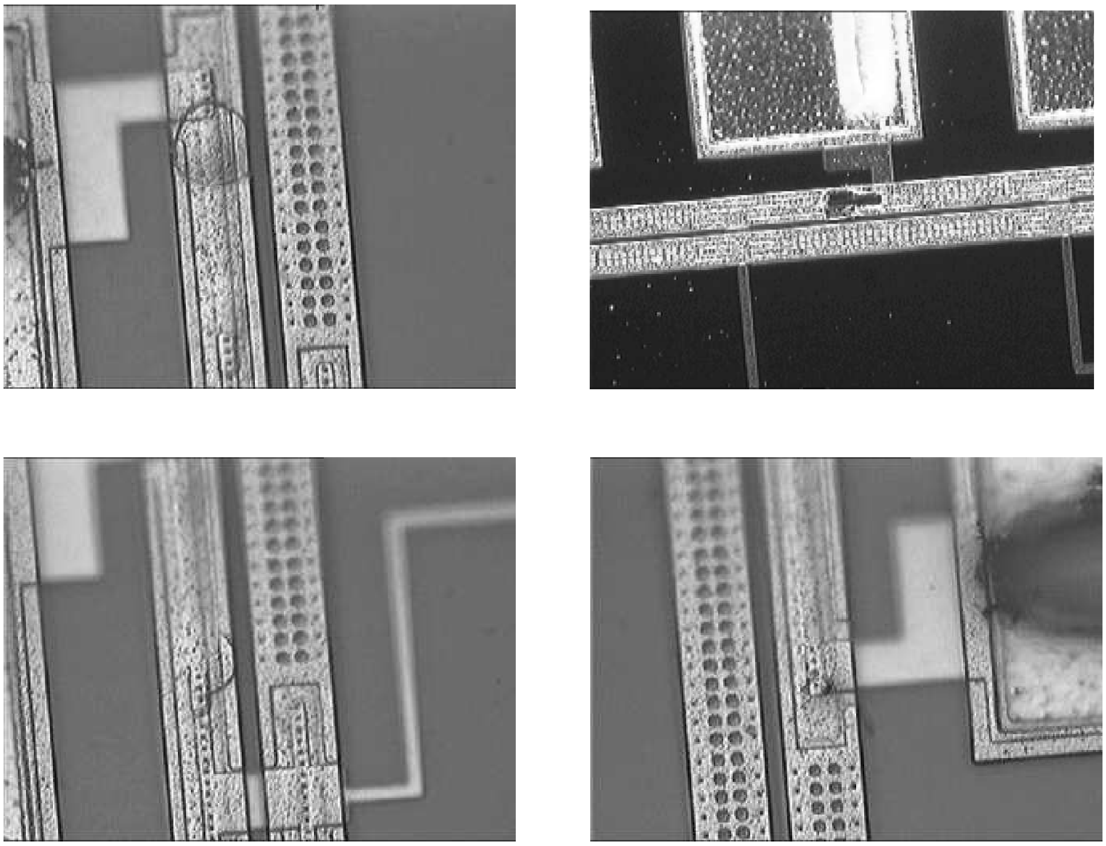


Abbildung 6.9: Am PSI aufgetretene Schäden an den Eingangsschutzstrukturen des Helix. Die Fotos sind mit 200facher Vergrößerung (oben rechts 100fach) aufgenommen. Man erkennt deutliche Wölbungen am Schutzwiderstand.

des Kanals kontrolliert werden. Der optional eingezeichnete Widerstand wurde im zweiten Teil der Versuchsreihe eingesetzt.
Die Anstiegszeit des HV-Pulsers betrug bei leichter Abhängigkeit von der Spannung ca. 30ns. Zwei Oszilloskopbilder in der Abb.6.11 zeigen Anstiegszeit und Schwingen des HV-Pulsers. Die Zeitbasis im Bild links beträgt 400ns/div, im rechten 50ns/div.

Zunächst wurde das Langzeitverhalten der Wirkung von Hochspannungspulsen untersucht. Mit

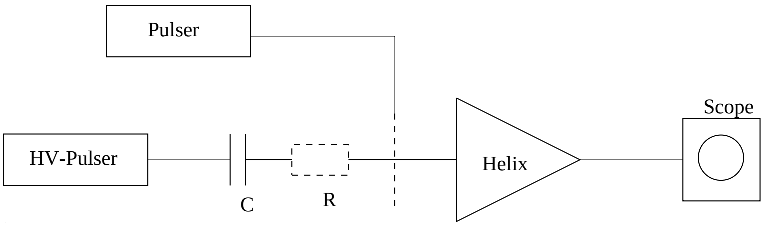


Abbildung 6.10: Schaltplan für die HV-Tests. Während der Versuche koppelte der Pulser Ladungen durch Übersprechen in den Helix-Verstärker. Damit wurde die Funktionstüchtigkeit während der Experimente kontrolliert.

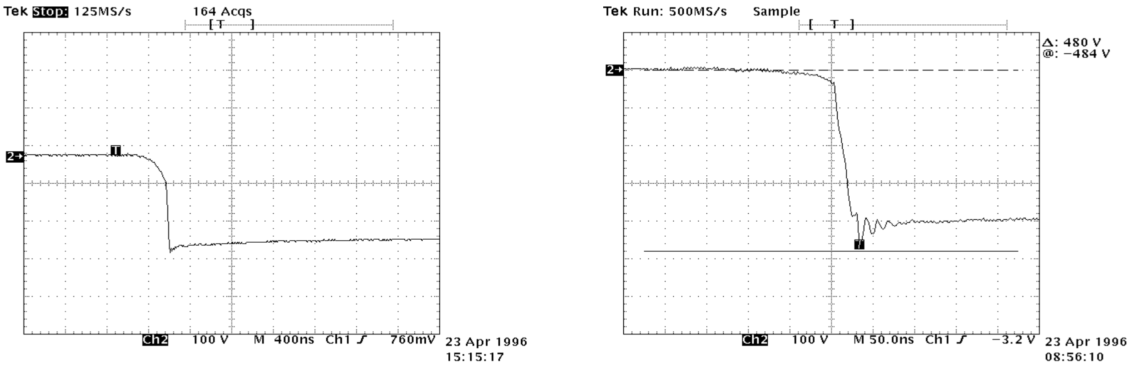


Abbildung 6.11: Anstiegszeiten und Überschwinger des HV-Pulsers bei einer Hochspannung von 260 Volt (links) und 480 Volt (rechts). Die Anstiegszeit beträgt ca. 30ns.

verschiedenen Raten wurden sehr viele Hochspannungspulse auf die Eingänge gegeben. Die Spannungen wurden etwas kleiner eingestellt als die in Tab.6.2 gezeigten Spannungen, bei denen die Kanäle (in Kombination mit der Kapazität) nach wenigen Pulsen ausfielen (siehe unten).
Mit einer Frequenz von 5Hz und einer Spannung von –495V wurden 51.000 Pulse über eine Kapazität C=12pF eingekoppelt, ohne daß der Helix zerstört wurde. Ebenso hielt die Schutzstruktur bei 30.000 Pulsen mit einer Spannung von –470V und einer Frequenz von 100Hz. Die Spannung wurde für weitere 48.000 Pulse auf –480V gestellt. Erst nach weiteren 12.000 HV-Pulsen mit der gleichen Frequenz und –470V fiel der Kanal aus.
Die mikroskopische Auswertung der Kanäle zeigte im Gegensatz zu den Ergebnissen des Strahltests keine sichtbaren Veränderungen im Eingangsbereich der Kanäle. Lediglich ein Kanal, an dessen Eingang jeweils 40 Pulse bei Spannungen von –430V und –525V ohne *Online*-Kontrolle gelegt wurden, zeigte deutliche Zerstörungen am Polysiliziumwiderstand.

Daraufhin wurde untersucht, wie groß die Hochspannung sein muß, um bei gegebener Koppelkapazität den Widerstand zu zerstören. Mit kleiner Rate (1Hz) wurden jeweils ca. 100 Pulse auf die Eingänge gegeben. Solange der Kanal funktionierte, wurde die Hochspannung in Schritten von 5-10V geändert. Tab.6.2 zeigt die Kombination von Kapazität und Spannung, bei der der Kanal innerhalb der 100 Überschläge zerstört wurde. Nach Erhöhen der Spannung fielen die Kanäle meistens erst nach einigen Überschlägen aus.

Kapazität/[pF]	Spannung/[V]
2.2	–850
12	–505
24	–460
47	–350

Tabelle 6.2: Ergebnisse der HV-Tests mit dem Hochspannungspulser. Zu sehen sind die Werte der Kapazitäten in Verbindung mit den zugehörigen Spannungen, bei denen die Schutzstrukturen zerstört wurden.

Im Anschluß wurden auf zwei Kanäle, die bereits zerstört waren, ohne sichtbare Veränderungen zu zeigen, weitere Pulse mit einer Spannung von –640V über eine Kapazität C=12pF gegeben. Die Spannung entsprach der Kathodenspannung U$_C$ am PSI. Auf den einen Kanal wurden drei Pulse, auf den anderen 40 Pulse gegeben. Beide Kanäle zeigten keine sichtbaren Schäden. Erst nach weiteren 80 HV-Überschlägen mit C=18pF zeigte der Kanal am Polysiliziumwiderstand zwei kaum sichtbare Wölbungen, diese sind im rechten Foto der Abb.6.12 gezeigt. Sehr starke Schäden traten bei 60 Pulsen mit einer Spannung von –640V, eingekoppelt über C=25pF auf. Das linke Foto in Abb.6.12 zeigt dies. In dieser letzten Testreihe traten bei einigen HV-Pulsen Spannungsspitzen bis zu –670V auf.

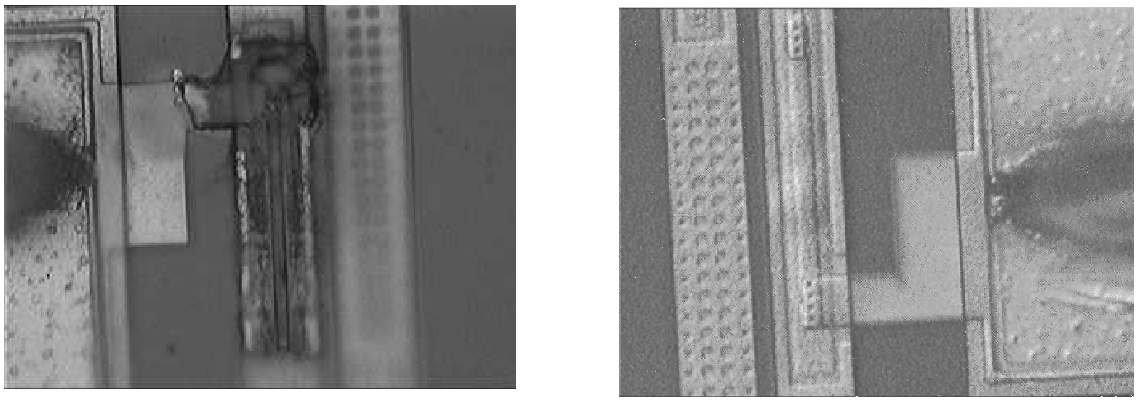


Abbildung 6.12: Mikroskopische Aufnahme zweier Eingangsschutzstrukturen nach HV-Tests im Labor. Das rechte Bild zeigt zwei leichte Wölbungen im Polysiliziumwiderstand nach 80 Pulsen mit einer Spannung von U_{HV}=–640V und C=18pF. Nach 60 Pulsen mit der gleichen Spannung und einer Kapazität C=25pF war der Widerstand im linken Bild völlig zerstört.

6.4.3 Hochspannungstests mit externem Vorwiderstand

Weitere Experimente wurden durchgeführt, um festzustellen, ob nur die Widerstände zu schwach dimensioniert oder ob auch die Schutzdioden ungenügend waren. Da der Chip keine Testpads hat, mit denen die Kennlinien der Dioden gemessen werden könnten, war die optische Kontrolle mit dem Mikroskop die einzige Möglichkeit der Überprüfung. Über sichtbare Schäden an den Dioden könnte möglicherweise eine obere Schranke für Ströme oder Spannungen angegeben werden, bevor die Diode ausfällt.

Vor die Schutzstruktur wurde ein externer Widerstand geschaltet (vergleiche Abb.6.10), der den auf dem Chip implementierten Polysiliziumwiderstand durch Spannungsteilung und Strombegrenzung schützen sollte.

Ein Kanal wurde über C=12pF und ein zweiter über C=18pF mit jeweils 80 HV-Überschlägen belegt. Die Ergebnisse sind in Tab.6.3 zusammengestellt. In beiden Fällen wurde eine Spannung U_{HV}=–680V gewählt. Mit der Koppelkapazität C=12pF fiel der Kanal bei R_{ext}=1.02kΩ aus, mit C=18pF bei R_{ext}=1.3kΩ.

Die mikroskopische Auswertung ergab weder sichtbare Veränderungen an den Dioden noch an den Widerständen. Im Vergleich mit den Ergebnissen aus Tab.6.2 können höhere (negative) Spannungen eingestellt werden, bevor die Kanäle ausfallen. Da bei den vorherigen Messungen auch Kanäle ohne sichtbare Schäden ausgefallen sind, liegt es nahe, daß auch hier der Widerstand zerstört wurde. Sichere Aussagen können jedoch nicht gemacht werden, da sich die Funktion der Dioden nicht überprüfen läßt.

Kanal	U/[V]	C_{Koppel}/[pF]	$R_{Kanal-noch-o.k.}/[k\Omega]$	$R_{Kanal-tot}/[k\Omega]$
1	–680	12	1.2	1.02
2	–680	18	1.6	1.3

Tabelle 6.3: Ergebnisse der HV-Tests mit externem Vorwiderstand. Die vorletzte Spalte gibt den Widerstand an, mit dem der Kanal nach allen Überschlägen noch funktionierte, die letzte Spalte gibt den Widerstand an, bei dem der Kanal zerstört wurde.

6.4.4 Zusammenfassung

Die Ergebnisse zeigen, daß die Schutzstrukturen nicht ausreichend sind. Schwächstes Glied sind die für die Dioden als Strombegrenzung dienenden Polysiliziumwiderstände. Elektromigration scheidet als Ursache aus, da auch bei Langzeit-Tests knapp unter der kritischen Spannung der Kanal erst nach über 160.000 Überschlägen ausfiel, die teilweise mit der hohen Frequenz von 100Hz erfolgten. Es kann eine relativ scharf definierte Spannungsobergrenze abhängig von der Einkoppelkapazität angeben werden, bei der die Schutzstrukturen versagen. Bei Hochspannungspulsen, die ca. 10 Volt unter den in Tab.6.2 angegebenen Spannungen liegen, ist die HV-Festigkeit für sehr viele (10^5) Pulse gegeben.

Sehr große Differenzen zu der erforderlichen Haltbarkeit zeigen die Schutzstrukturen jedoch nicht. Dies erkennt man bei Vergleich der am PSI aufgetretenen Schäden mit denen aus den Laborversuchen. Die sichtbaren Schäden im Labor wurden schnell sehr groß, wenn die Kapazitäten oder die Spannung etwas erhöht wurden, wie Abb.6.12 zeigt. Die am PSI aufgetretenen Schäden entsprechen eher dem in Abb.6.12 rechts gezeigten Schaden als dem im Bild links. Ob die Dioden den schnellen Stromanstieg verkraften können, kann ohne Testpads nicht gesagt werden.

In der weiteren Entwicklung wurde ein Chip mit verbesserten Schutzstrukturen und Testpads für die Dioden produziert (vergleiche Tab.3.1 in Kap.3). Testergebnisse stehen noch aus.

Diskussion der Überschlagskapazität

Offen bleibt die Frage, ob die angegebenen Kapazitäten und Spannungen der Realität entsprechen. Neuere Messungen [29] haben gezeigt, daß das Anodenpotential beim Überschlag kurzzeitig in Richtung der Kathodenspannung U_C abfällt, so daß man nur von einer Spannungsdiffferenz zwischen Anode und Kathodengruppe von ≈50V ausgehen darf.

Auch sollte nicht von der Streifenkapazität (12pF) gegen Masse ausgegangen werden, sondern bei den $10 \times 10cm^2$ MSGCs von der Kapazität des Anodenstreifens gegen die Gruppe von 16 zusammengeschlossenen Kathodenstreifen, die über einen 56MΩ-Widerstand an der Hochspannung liegen. Eine Simulation mit dem Programm "ACE" [26] ergab eine Kapazität zwischen Anoden und Kathoden von $C_{A/K}$=192pF. Die $30\times30cm^2$ MSGCs werden demnach eine Überschlagskapazität von $C_{A/K}$ ≈600pF haben.

6.5 Ergebnisse aus der *Online*-Analyse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus der *Online*-Analyse der Strahltestdaten zusammengestellt. Im einzelnen sind das die Ergebnisse aus den Analyseschritten *Wiremap*, Zeitverhalten, *Clustergröße*, Anzahl der *Cluster* und Effizienz der Kammer. Die *Online*-Analyse wurde mit einer in LAB-View mit eingebundenen C-Routinen programmierten Analysekette[4] vorgenommen. Zunächst werden die mit einer Kammer erzielten Ergebnisse bei niedrigen Raten präsentiert, anschließend die Resultate mit drei Kammern (Auflösungsvermögen der MSGC) und zuletzt die Ergebnisse der ratenabhängigen Messungen.
Die niedrige Rate betrug $R_{klein} = 2 \cdot 10^2 \frac{Hz}{mm^2}$. Die Messungen in den folgenden sechs Abschnitten wurden mit dieser Rate durchgeführt.

6.5.1 *Wiremap*

Der Auswerteschritt *Wiremap* der *Online*-Analyse gibt ein erstes Ergebnis hinsichtlich der qualitativen Funktionsfähigkeit des Systems. Kanalweise wurden alle Einträge histogrammiert, die über einer Triggerschwelle in einem Zeitfenster gefunden wurden. Die Triggerschwelle wurde für alle Kanäle auf den gleichen Wert U_{th}=30mV gesetzt. Das Zeitfenster wurde in Einheiten von FADC-Bins gesetzt, wobei die Zeitdifferenz zweier Bins 10ns beträgt. Die Breite des Fensters betrug 60Bins=600ns. Das Ergebnis der *Wiremap*-Auswertung aus *Run22* ist in Abb.6.13 dargestellt.

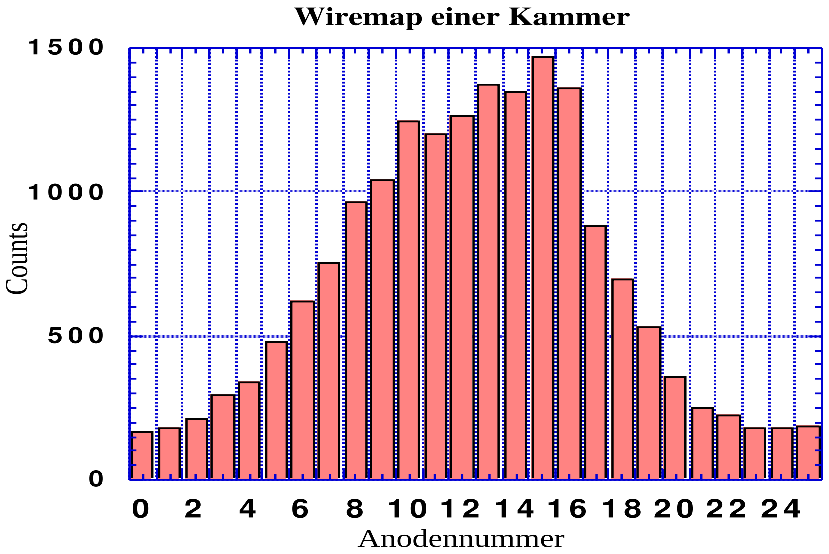


Abbildung 6.13: *Wiremap* der *online*-analysierten Daten aus *Run22*.

Alle Anoden waren angeschlossen und die Kanäle detektierten Signale. Es wurden 10.000 Ereignisse gewertet. Die Summe der Einträge im Histogramm war viel größer. Dafür gibt es drei Möglichkeiten: Die Multiplizität war größer 1, es wurden Rauscheinträge gezählt, die über der Schwelle lagen, oder mehrere Teilchen flogen gleichzeitig durch die Kammer.
Der Signalstreifenabstand beträgt 300μm, so daß mit den 26 angeschlossenen Anoden ein Bereich von 7.5mm in horizontaler Richtung abgedeckt wurde. Die Verteilung zeigt nicht das Strahlprofil,

---

[4] programmiert von M. Feuerstack und S. Hausmann, beide Physikalisches Institut, Universität Heidelberg.

dieses ist breiter als 100mm (siehe Abb.6.6 links). vielmehr wurde hier das Profil der Koinzidenz aus den beiden kleinen Szintillatoren (Sz2*Sz3) im divergenten Pionenstrahl abgebildet.

6.5.2 Multiplizität

Die Multiplizität zeigt an, wieviele Anodenstreifen in einem Ereignis ein Signal detektiert haben. Dabei spielt es keine Rolle, ob die Streifen benachbart sind oder nicht (vergleiche Abb.6.17: *Clustergröße*). Da bei hohen Raten die Wahrscheinlichkeit steigt, daß zwei oder mehrere Teilchen gleichzeitig durch die Kammer fliegen und mehrere Kanäle ansprechen, wurde hier mit der kleinen Rate gearbeitet (vergleiche *Wiremap*, es handelt sich um denselben *Run*). Die Kanäle müssen im Gegensatz zur *Clustergröße* nicht benachbart sein.

Abb.6.14 zeigt das Ergebnis der Multiplizitätsauswertung. Das Maximum liegt bei $\overline{x_{Mult}}$=1.8 getroffenen Streifen. Das bedeutet nicht, daß ein Teilchen im Durchschnitt diese Streifen getroffen hat (siehe oben). Von den 10001 auf die Koinzidenz der vier Szintillatoren getriggerten Ereignisse wurde in 191 Fällen kein Signal gefunden. Damit kann eine erste untere Grenze für die Effizienz der MSGC gesetzt werden. Es ergibt sich eine Effizienz von mindestens 98.1%, sofern es keine Rauscheinträge gab. Da die Kammersignale mit einem einfachen Schwellenwert-Diskriminator nachgewiesen und die unterschiedliche Höhe der Basislinien der einzelnen Kanäle nicht korrigiert wurden, kann die Effizienz noch höher sein. Kleine Signale werden nicht gefunden, wenn sie in einem Kanal mit tief liegender Basislinie auftreten oder mit der unteren Halbwelle niederfrequenten *Pick-up*s überlagert werden.

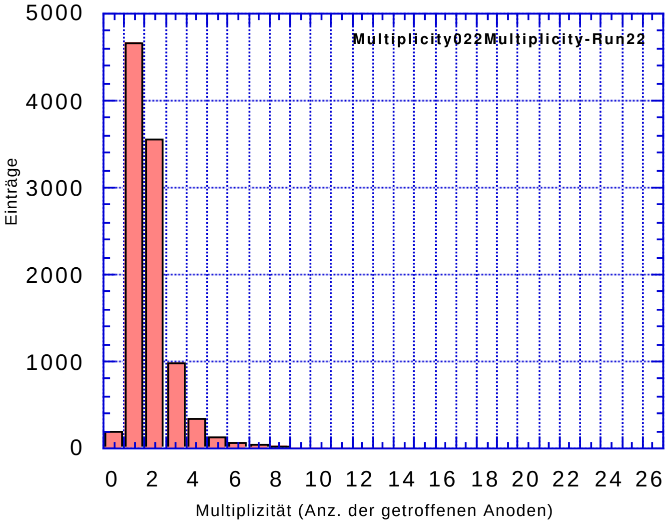


Abbildung 6.14: Multiplizität der *online*-analysierten Daten aus *Run22*. Im Durchschnitt zeigten $\overline{x}$=1.8 Streifen ein Signal. In 191 der insgesamt getriggerten 10.001 Ereignisse zeigte kein Streifen ein Signal.

6.5.3 "Zeitauflösung" mit Schwellenwert-Trigger

Die Zeitauflösung der Kammer, daß heißt die Driftzeitverteilung der Elektronen zur Anode, muß weit kleiner sein als die Zeitdauer zum nächsten Ereignis 96ns nach dem ersten, um die Ereignisse dem richtigen *Bunch-Crossing* zuordnen zu können und hohe Triggereffizienzen zu erzielen.

Die *Online*-Analyse konnte nur eine obere Abschätzung der Zeitauflösung liefern. Mit Hilfe des einfachen Schwellenwertkomparators aus der Auslesesoftware wurde die Summe aus Zeitjitter der Elektronik und der Driftzeit der Elektronen in der Kammer bestimmt. Dazu wurden die ersten Einträge der FADC-Bins histogrammiert, die in einem Ereignis oberhalb der Diskriminatorschwelle lagen. Um den Anteil der Elektronik am Zeitjitter von dem der Driftzeit separieren zu können, wurden die Verteilungen getrennt für Kammerpulse und Testladungen aus dem Pulser untersucht. Auch wurde der Zeitjitter der Szintillatoren gemessen. Da der durch den Szintillator verursachte Zeitjitter gering ist und der Szintillator nicht an den Helix angeschlossen ist, wurde in dieser Messung hauptsächlich der Jitter der FADC-Ausleseelektronik gemessen.

Abb.6.15 zeigt die zeitliche Verteilung von Kammerpulsen für den in der Mitte des Szintillators befindlichen Kanal 12 (obere Kurve) und den weiter außen liegenden Kanal 5. Letzterer hat zwar weniger Einträge, die Breite ändert sich aber nicht.

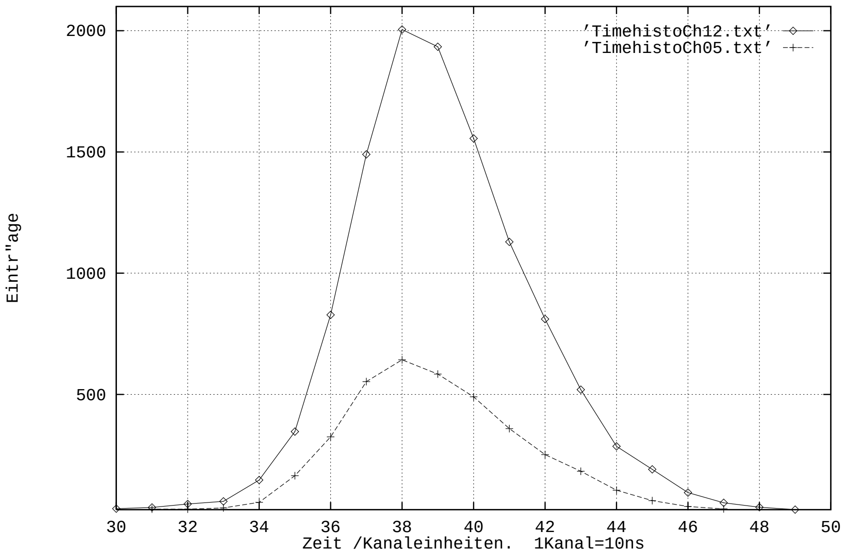


Abbildung 6.15: Zeitjitter aus den Daten der *Online*-Analyse (*Run36*), untersucht mit einem Schwellenwert-Komparator: Die obere Kurve zeigt die zeitliche Verteilung von Kammerpulsen für Kanal 12, die untere Kurve die für Kanal 5.

Die Einheiten auf der Zeitachse sind in FADC-Bins (jeweils 10ns) angegeben. Es ergibt sich eine zeitliche Verteilung von über 100ns. Dieses Ergebnis ist für den Betrieb bei HERA-B unzureichend, da die Signale nicht dem richtigen Ereignis zugeordnet werden können. In der *Offline*-Analyse wird ein verbesserter Triggeralgorithmus eingesetzt, der im Gegensatz zu diesem Schwellenwert-Komparator nicht die Anstiegszeit von unterschiedlich großen Pulse mißt (siehe unten).

Abb.6.16 zeigt den Zeitjitter eines Pulserspektrums (links) und den des kleinen Szintillators (rechts). In beiden Plots der Abb.6.16 ist der Zeitjitter der FADC-Ausleseelektronik enthalten. Im linken

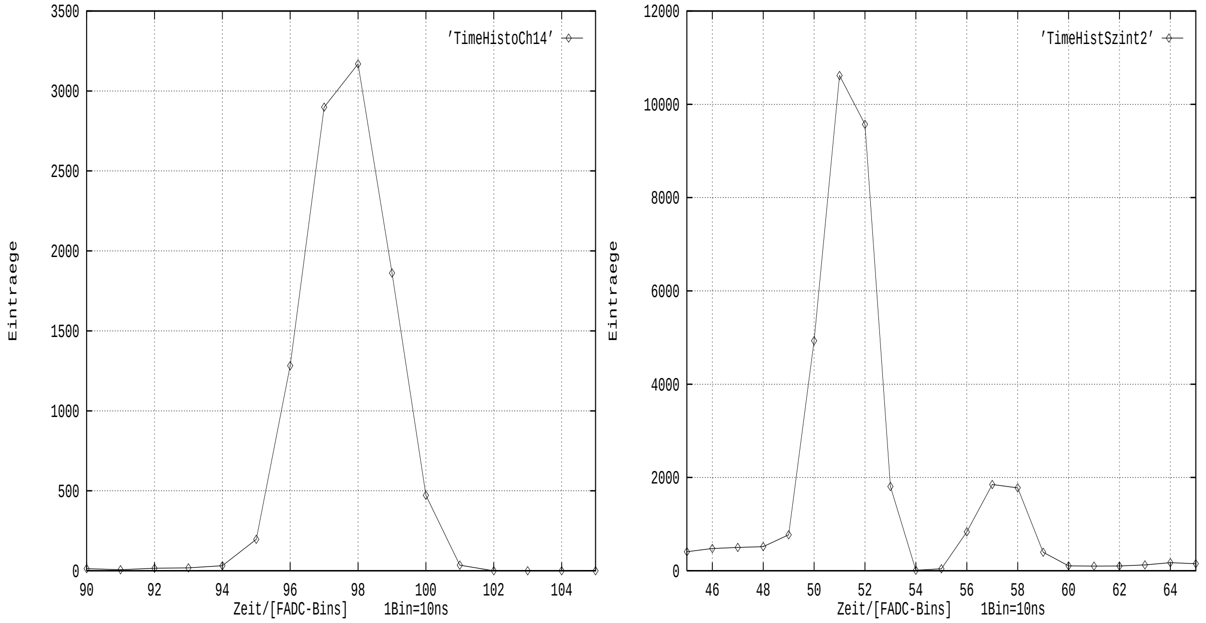


Abbildung 6.16: Zeitjitter eines Pulserspektrums (links) und Zeitjitter des (kleinen) Szintillators Sz2 aus der *Online*-Analyse, gemessen mit einem Schwellenwert-Trigger.

Plot (Pulser) addiert sich zum Gesamt-Jitter der Jitter von Helix-Verstärkern und Videotreibern. Die Zeitverteilung des Szintillator-Zeitspektrums beträgt ca. 4 Bins (40ns), die des Pulserspektrums ca. 5 Bins (50ns). Die Pulshöhenverteilung von Pulsersignalen ist deutlich schmaler als die von Kammersignalen. Hier sollte die Anstiegszeit des Helix nicht mitgemessen werden, da Pulsersignale alle gleiche Amplituden besitzen. Da die Breite des Pulserspektrums nur geringfügig größer ist als die des Szintillatorspektrums, ist der Beitrag der Verstärker nicht groß. Beide Verteilungen sind aber breiter als erwartet. Dieses liegt an zeitlichen Schwankungen der einzelnen Basislinien, die zum Beispiel durch niederfrequente Störungen verursacht werden. Damit wird wieder die Anstiegszeit der Signale mitgemessen.

6.5.4 Größe und Anzahl der *Cluster*

Die Größe der *Cluster* (*Clustergröße*) gibt an, wieviele benachbarte Anodenstreifen in einem Ereignis getroffen wurden. Bei hohen Raten steigt die Wahrscheinlichkeit, daß zwei oder mehrere Teilchen in benachbarten Streifen fälschlich als ein Ereignis mit größerem *Cluster* gezählt werden. Daher wurde auch hier mit niedriger Rate (siehe oben) gearbeitet. Die Auswerteroutine "Anzahl der *Cluster*" zählt die *Cluster* pro Ereignis. Der hier diskutierte *Run* für Größe und Anzahl der *Cluster* schloß sich direkt an den *Run* mit der *Wiremap*-Auswertung ohne Änderung der Betriebsparameter an.

Abb.6.17 zeigt die Ergebnisse der Analyseschritte *Clustergröße* (links) und Anzahl der *Cluster* (rechts).

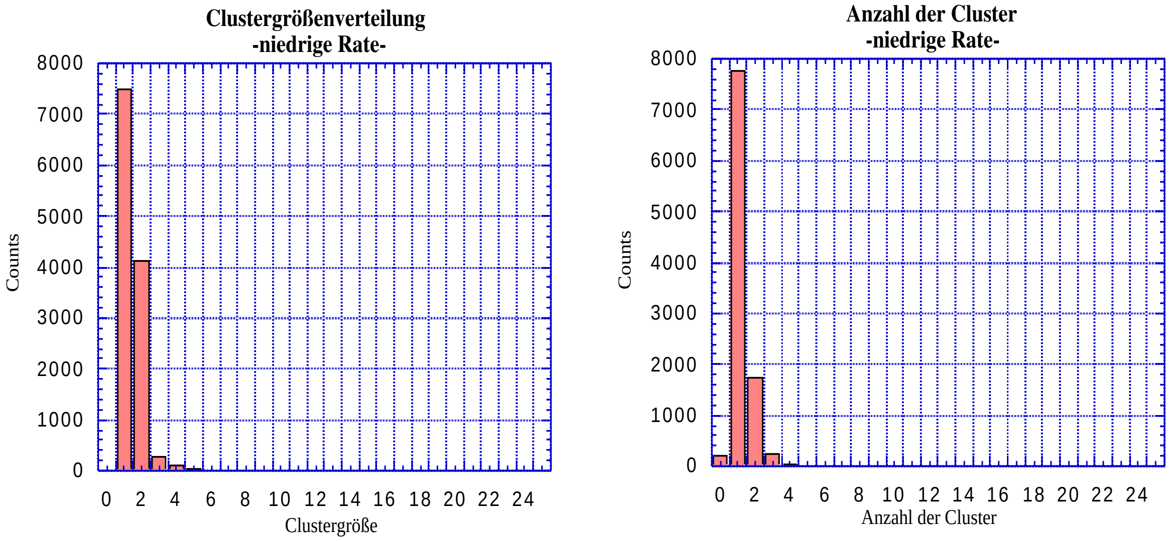


Abbildung 6.17: *Clustergröße* (links) und Anzahl der *Cluster* (rechts) bei niedriger Rate. Die mittlere *Clustergröße* beträgt 1.4 Streifen, die mittlere Anzahl der *Cluster* beträgt 1.2.

Die durchschnittliche *Clustergröße* ist $\overline{x_{Cl.size}}$=1.44, daß heißt die Ladung eines Teilchens verteilte sich im Durchschnitt auf 1.44 benachbarte Streifen. Die durchschnittliche Anzahl der *Cluster* ist $\overline{x_{Anz.Cl}}$=1.22. In wenigen Fällen durchquerten zwei Teilchen gleichzeitig die Kammer. Nach diesem *Run* waren noch alle Kanäle funktionsfähig. Das Ergebnis wird durch abgetrennte Streifen nicht verfälscht, die die Anzahl der *Cluster* erhöhen können (siehe unten).

Aus dem Signalstreifenabstand von 300μm ergab sich ein Auflösungsvermögen der Kammer $\sigma_x \approx$ 85μm (Kap.2). Durch Schwerpunktbildung aus der *Clustergröße* $\overline{x_{Cl.size}}$=1.44 könnte das Auflösungsvermögen noch verbessert werden. Durch $\overline{x_{Cl.size}}$ >1 wird zwar das Auflösungsvermögen verbessert, die *Occupancy* und das SNR durch Ladungsteilung aber verschlechtert.

6.5.5 Pulshöhenverteilungen, Landaumaximum

Ein großes Signal/Rauschverhältnis (SNR) ist im Experiment nötig, um mit einer eingestellten Triggerschwelle möglichst viele Signale zu detektieren, ohne Fehltrigger durch Rauschen zu erhalten. Eine Abschätzung, ob das SNR im Experiment groß genug ist, läßt sich aus der Pulshöhenverteilung der ionisierenden Teilchen vornehmen. Wenn das SNR groß ist, kann das Landaumaximum gut vom Untergrundrauschen getrennt werden. Ziel ist es, einen Schnitt in der Pulshöhe durchzuführen, der Rauschen von Pulsen möglichst gut trennt.
In Abb.6.18 sind vier Pulshöhenplots gezeigt. In allen Grafiken findet man bei kleinen Pulshöhen (links in den Bildern) die dominierenden Beiträge durch Rauschtrigger.

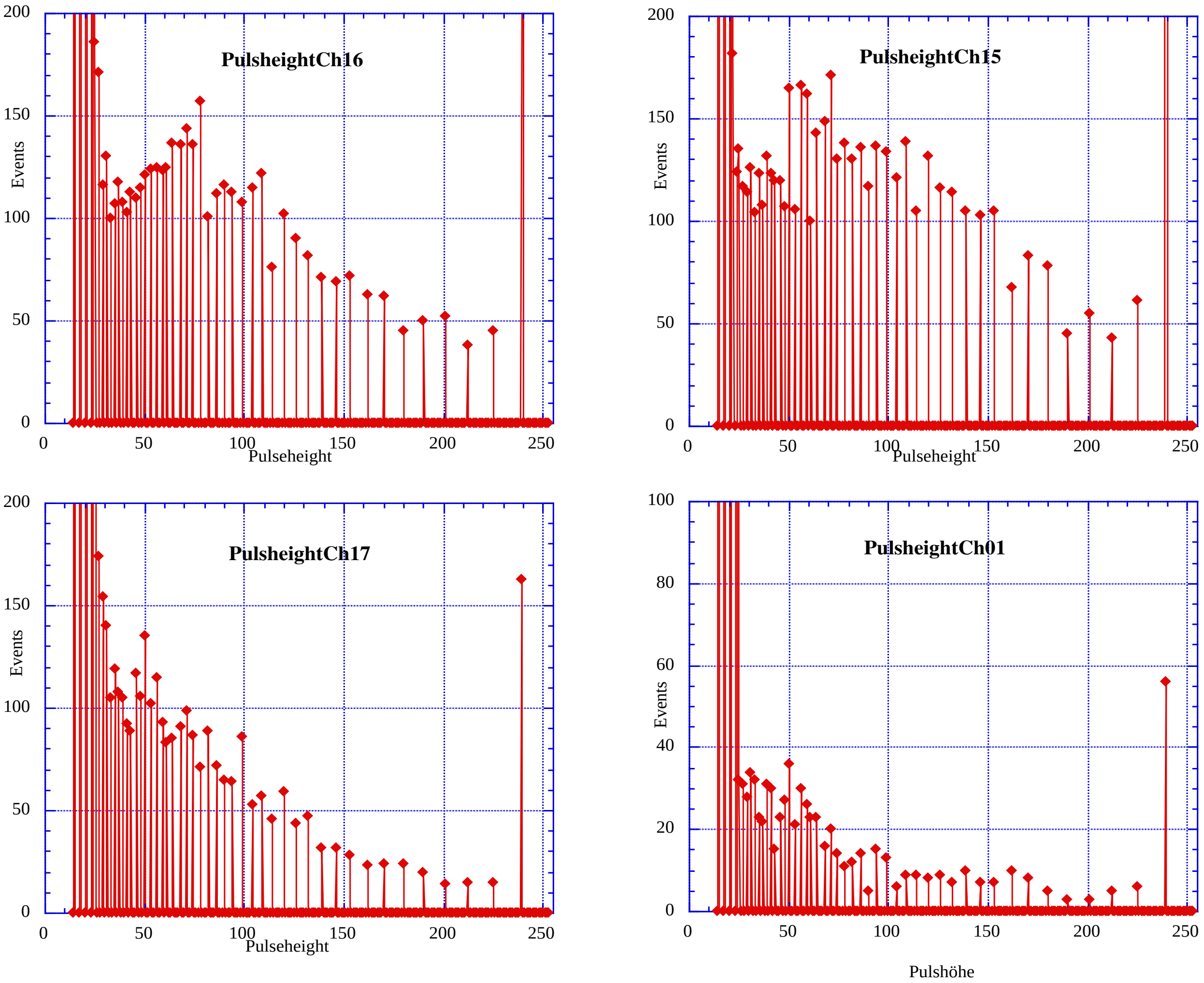


Abbildung 6.18: Pulshöhenverteilungen bei kleinen Raten ausgewählter Kanäle. In den oberen Histogrammen läßt sich das Landaumaximum gut separieren, in den unteren geht es in das Rauschen über.

In den oberen Grafiken läßt sich das Maximum der Landauverteilung gut separieren. Dieses war nicht bei allen Kanälen der Fall, wie die unteren Grafiken beispielhaft zeigen. Die zu großen Pulshöhen hin wachsenden Abstände zwischen den Einträgen werden durch die Linearisierung der FADC-Daten (siehe oben) verursacht. Das ist auch der Grund für die langsame Abnahme der Verteilung: Zu großen Pulshöhen hin werden immer größere Amplitudenbereiche in einer Histogrammspalte zusammengefaßt. Alle Pulshöhen, die über den dynamischen Bereich des FADC von 250mV hinausgehen, werden in der letzten Histogrammspalte zusammengefaßt.

6.5.6 Abhängigkeit der Kammereffizienz von der HV (Gasverstärkung)

Das Signal/Rauschverhältnis (SNR) wird besser, je größer die zu detektierende Ladung ist. Mit dem SNR steigt die Effizienz der MSGCs, da mehr kleine Pulse über die Triggerschwelle gelangen, ohne daß Rauschtrigger auftreten. Die Größe der Ladung wiederum hängt bei gegebener Primärionisation der Teilchen von der Gasverstärkung ab. Für die Elektronik ist eine hohe Gasverstärkung erwünscht, um das SNR zu verbessern. Für die MSGCs wird eine niedrige Gasverstärkung angestrebt, da die Hochspannungen dann niedriger sind und somit Hochspannungsüberschlägen seltener und mit geringerer Energie auftreten.

Die Effizienz der Kammer als Funktion der Kathodenspannung U_C wurde ermittelt, indem bei verschiedenen Kathodenspannungen für jeweils 1000 Ereignisse eine Multiplizitäts-Analyse durchgeführt wurde. Der Anteil der Einträge mit der Multiplizität Null entspricht der Ineffizienz der MSGC. Die mit diesen Triggern verbundenen ionisierenden Teilchen gelangten nicht über die Schwellenspannung.

In Abb.6.19 ist die prozentuale Kammereffizienz als Funktion der Kathodenspannung U_C dargestellt. In 10V-Schritten wurde die Spannung von U_C=–600V auf U_C=–650V variiert, die Triggerschwelle wurde auf eine umgerechnete Ladung von ca. 8000 Elektronen gesetzt.

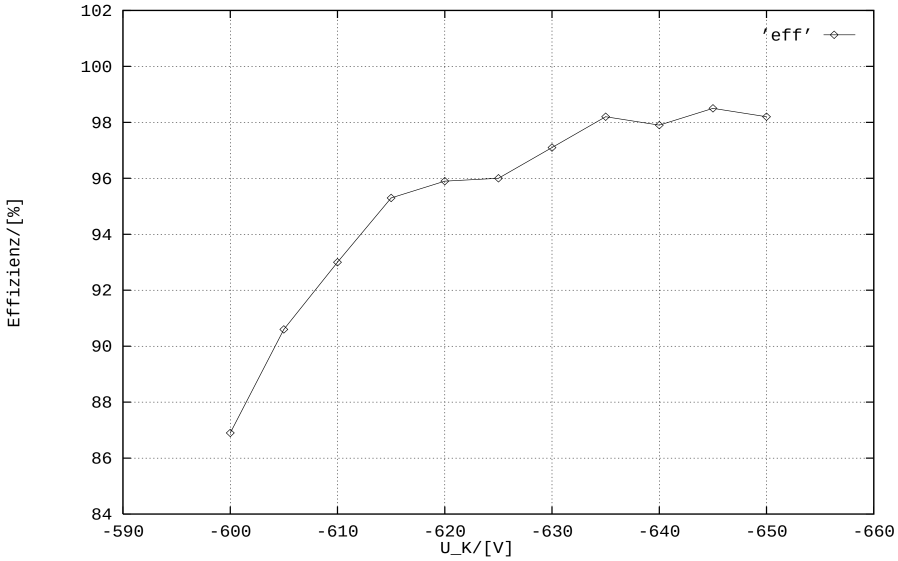


Abbildung 6.19: Abhängigkeit der Kammereffizienz als Funktion der Kathodenspannung U_C.

Die Effizienz steigt mit $-U_C$ zunächst schnell an. Der Anstieg flacht ab und geht bei einer Spannung von ca. –635V in ein Plateau über, bei dem sich die Effizienz von ≈98% nicht weiter ändert.

6.5.7 *Online*-Ergebnisse mit drei Kammern: Auflösungsvermögen der MSGC

Im Inneren Spurkammersystem ist die Spurdichte sehr groß. Um Teilchenspuren eindeutig identifizieren zu können, muß die Ortsauflösung sehr groß sein. In diesem Abschnitt wird das Auflösungsvermögen der MSGCs mit einem einfachen Spurfindungsalgorithmus gemessen, der die Daten von drei MSGCs verwendet.

Drei MSGCs wurden im Abstand von 20mm hintereinander aufgebaut. Wenn in einem Ereignis in allen drei Kammern genau ein *Cluster* gefunden wurde, so ermittelte das Programm den Schwerpunkt[5] der *Cluster* in der ersten und dritten Kammer. Aus diesen Koordinaten wurde der Streifen der mittleren Kammer ermittelt, auf dem der Schwerpunkt des *Clusters* hätte gefunden werden müssen. Die Differenzen zwischen gefundenen und berechneten *Cluster*schwerpunkten wurden histogrammiert. Abb.6.20 zeigt die Ergebnisse von *Run51* (links) und *Run62* (rechts). Bei *Run51* lag die Rate bei $R{=}1.5{\cdot}10^3\frac{Hz}{mm^2}$, bei *Run62* war sie mit $R{=}3{\cdot}10^3\frac{Hz}{mm^2}$ doppelt so hoch. In beiden Fällen wurden etwa 5000 Ereignisse gewertet.

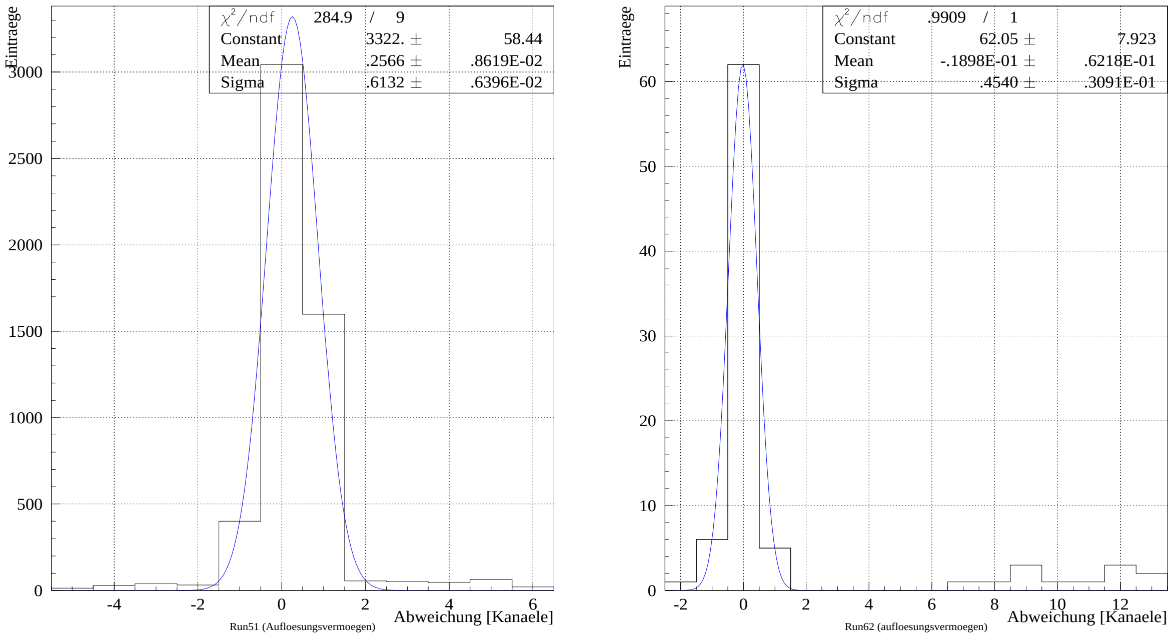


Abbildung 6.20: Messung des Auflösungsvermögens mit drei hintereinander aufgestellten Kammern: Das linke Bild zeigt das Ergebins von *Run51* bei niedriger Rate ($R = 1.5 \cdot 10^3 \frac{Hz}{mm^2}$), das rechte Bild *Run62* bei der doppelt so hohen Rate $R = 3 \cdot 10^3 \frac{Hz}{mm^2}$.

Trotz der großen Anzahl an Ereignissen ist die Anzahl der Einträge im Histogramm von *Run62* klein, da bei hoher Rate die Wahrscheinlichkeit abnimmt, daß in jeder Kammer genau ein *Cluster* vorkommt. In *Run62* treten Zufallstrigger (Abweichung $> +6$) auf. Diese entstehen durch die Kombination aus hoher Teilchenrate und der ungenauen räumlichen Positionierung der mittleren Kammer. Eine Skizzierung der relativen Lage der angeschlossenen Anodengruppen zeigt die Abb.6.21. Die Informationen hierzu wurden aus der *Offline*-Analyse (siehe unten, Abb.6.27) gewonnen.

In *Run62* wird das Teilchen T_1 in der vorderen und hinteren Kammer nachgewiesen, aber nicht in der mittleren Kammer, da nur etwa die Hälfte der angeschlossenen Anodenstreifen dieser Kammer

---

[5] Es wurde nicht der gewichtete Schwerpunkt berechnet, daß heißt die unterschiedlichen Pulshöhen der angesprochenen Kanäle wurden nicht berücksichtigt.

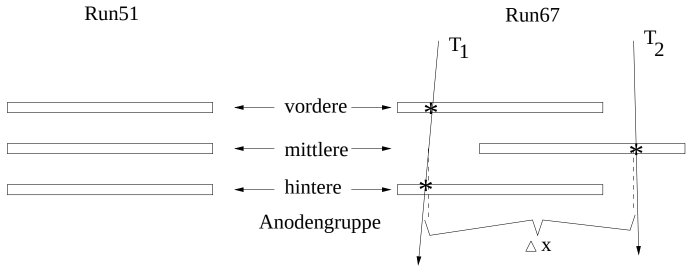


Abbildung 6.21: relative Positionierung der verwendeten Anodengruppen der drei MSGCs in *Run51* (links) und *Run67* (rechts). Die Informationen über den Offset kommen aus der *Offline*-Analyse (Abb.6.27).

in der Projektion in Strahlrichtung von Anoden der äußeren Kammern überdeckt werden. Bei hohen Raten ist die Wahrscheinlichkeit nicht verschwindend gering, daß ein zweites Teilchen T_2 durch die mittlere Kammer fliegt, ohne von der ersten und zweiten Kammer detektiert zu werden. Das erklärt auch, warum die Zufallseinträge nur auf einer Seite gefunden wurden. Die Lücke zwischen der Verteilung und den Zufallseinträgen ist durch den minimalen Abstand Δx der beiden Teilchen gegeben, zusammen in jeder Kammer genau einen *Cluster* zu erzeugen. Die geringe Überlappung der angeschlossenen Anoden der mittleren Kammer mit denen der äußeren Kammern ist der zweite Grund für die geringe Anzahl der Einträge im Histogramm.

Der Mittelwert der Verteilung liegt in *Run51* bei $\overline{x_{Run51}}$=+0.26 Kanäle mit $\sigma_{x_{Run51}}$=0.61 Kanäle, in *Run62* bei $\overline{x_{Run67}}$=–0.02 Kanäle mit $\sigma_{x_{Run67}}$=0.45 Kanäle.
Die Verschiebung wurde in Einheiten von Anodenstreifen bestimmt, wobei die Histogrammspalte mit den meisten Einträgen als Verschiebung mit dem Wert Null definiert wurde. Die absolute Verschiebung wurde erst in der *Offline*-Analyse ermittelt. Die dort ermittlete Verschiebung (siehe unten) deckt sich ungefähr mit der dieser Verschiebung (*Run62* und *Run67* wurden mit identischen Einstellungen vorgenommen).
Das Auflösungsvermögen der Kammer ergibt sich nach dieser Auswertung mit dem Signalstreifenabstand von 300μm für *Run51* zu $\sigma_x = 300\mu m \cdot 0.61 \approx 180\mu$m und für *Run62* zu $\sigma_x = 300\mu m \cdot 0.45 \approx 135\mu$m.
Der Wert aus *Run62* weicht von den Ergebnissen aus *Run51* und denen der *Offline*-Analyse ab. Die Abweichung ist erklärbar: Die Binbreite der *Online*-Routine war viermal so groß wie die der *Offline*-Analyse. Die Binbreiten betrugen B_{Online}=1 Kanal und $\mathrm{B}_{Offline} = \frac{1}{4}$Kanal. Der Rundungsfehler in der *Online*-Routine war groß. Zusammen mit der vernachlässigbaren relativen Verschiebung von $\overline{x_{Run67}}$=–0.02 Kanäle ergab die Abweichung nach dem Runden den Wert Null. Dazu kommt die geringe Anzahl der Einträge im Histogramm. In *Run51* gibt es etwa 100mal mehr Einträge, außerdem ist die relative Verschiebung größer ($\overline{x_{Run51}}$=+0.26 Kanäle), so daß beim Runden der kleinen Abweichungen eher der Wert "Eins" auftritt.
Das hier gemessene Auflösungsvermögen ist mit $\sigma_x \approx 180\mu$m ungefähr doppelt so groß wie das in Kap.2 berechnete. In der *Offline*-Analyse wird hierauf noch einmal eingegangen.

Ratenabhängige Meßergebnisse

Bis hierhin wurden alle Untersuchungen mit kleinen Raten im Vergleich zum HERA-Strahl durchgeführt. Interessant ist die Abhängigkeit der in den vorherigen Abschnitten erzielten Ergebnisse als Funktion der Teilchenraten, besonders unter möglichst ähnlichen Bedingungen wie am HERA-Ring. Die folgenden Messungen wurden mit niedrigen, mittleren und hohen Raten durchgeführt:

- $R_{klein} = 2 \cdot 10^2 \frac{Hz}{mm^2}$
- $R_{mittel} = 5 \cdot 10^2 \frac{Hz}{mm^2}$
- $R_{groß} = 3 \cdot 10^3 \frac{Hz}{mm^2}$

Die hohe Rate $R_{groß}$ entspricht ca. 30% der erwarteten Rate $R_{HERA} \approx 1 \cdot 10^4 \frac{Hz}{mm^2}$ für die der MSGCs.
Für die Messungen wurden jeweils 2000 Ereignisse ausgewertet. Es wurde der Aufbau mit drei MSGCs verwendet, alle Kanäle wurden ausgelesen. Bei fast allen Anodengruppen waren bereits einige Anoden zerstört (siehe oben, allgemeines Betriebsverhalten). In der *Wiremap*-Analyse wirkte sich dieses unmittelbar und gut sichtbar aus. Einen Einfluß haben zerstörte Anoden aber auch auf die *Clustergröße* und die Anzahl der *Cluster*, wenn die Ladung eines ionisierenden Teilchens durch einen abgetrennten Streifen auf die benachbarten Streifen verteilt wird.

6.5.8 Ratenabhängigkeit der *Wiremap*

Die Ergebnisse der *Wiremap*-Auswertung zeigt Abb.6.22. Von oben nach unten zeigen die Bilder die Messungen bei kleinen, mittleren und hohen Raten.
Die Kanäle 0-25 sind an die erste Kammer angeschlossen, die Kanäle 31-56 an die zweite und die Kanäle 61-88 an die dritte Kammer. Die dazwischen liegenden Kanäle blieben unbenutzt. Deutlich zu erkennen sind die bereits zerstörten Kanäle 5, 15, 40, 46, 69 und 70. Da diese fast keine Signale detektiert haben, sind sie vermutlich in der Nähe ihrer Anschlüsse zum Verstärker durchtrennt worden. Einige andere Kanäle (zum Beispiel 67, 74) könnten weiter am Ende durchtrennt sein oder ihre Basislinie liegt tiefer als die der übrigen Kanäle. Ratenabhängig sind vor allem die Randbereiche der Profile der Koinzidenz der kleinen Szintillatoren, Der Anteil der Einträge steigt dort relativ zu denen der anderen Kanäle an. Durch die stärkere Fokussierung des Strahls auf die Kammern hat sich das Strahlprofil und damit auch das Profil der Abbildung der Szintillatoren etwas geändert.

6.5.9 Ratenabhängigkeit der Multiplizität

Da in der Multiplizitätsanalyse die Summen der in einem Ereignis getroffenen Anoden histogrammiert werden, nimmt die Multipliziät mit der Rate zu. Die Wahrscheinlichkeit, daß in einem Ereignis zwei Teilchen gleichzeitig die MSGCs passieren, steigt. Die Abb.6.23 zeigt von oben nach unten die Multiplizitäten bei kleiner, mittlerer und hoher Rate.
Die Multiplizität wächst wie erwartet zu höheren Raten hin, außerdem nimmt die Breite der Verteilung zu. Der gewichtete Mittelwert wächst von $\overline{x_{Multip}}$=3.69 mit σ_{x_M}=1.67 (kleine Rate) über $\overline{x_{Multip}}$=4.10 mit σ_{x_M}=2.06 (mittlere Rate) bis $\overline{x_{Multip}}$=6.10 mit σ_{x_M}=3.32 bei der hohen Rate.
Die Teilchenrate der in Abb.6.14 gezeigten Messung entspricht der Rate im oberen Bild dieser Meßreihe. Die Multiplizität ist hier größer, weil sie über alle drei Kammern berechnet wurde. Teilchen lösen normalerweise in allen Kammern Trigger aus. Daher muß die Multiplizität in Abb.6.23 größer als drei sein. Die Einträge in den Spalten 0-2 bedeuten Ineffizienzen einer bzw. mehrerer Kammern. Die große Anzahl der Einträge in diesen Spalten liegt wieder an abgetrennten Anodenstreifen.

6.5.10 Ratenabhängigkeit von *Clustergröße* und Anzahl der *Cluster*

Abb.6.24 zeigt Messungen der Ratenabhängigkeit der *Clustergröße* (linke Spalte) und der Anzahl der *Cluster* (rechte Spalte). Von oben nach unten sind die Ergebnisse für niedrige, mittlere und hohe Raten dargestellt.

Die Anzahl der *Cluster* steigt mit großer Rate stark an, da die Wahrscheinlichkeit zunimmt, daß in einem Ereignis mehrere Teilchen das Gas ionisieren. Die mittlere Anzahl der *Cluster* wächst von $\overline{n_{klein}}$=2.88 über $\overline{n_{mittel}}$=3.18 auf $\overline{n_{groß}}$=4.55 *Cluster* an.
Die *Clustergröße* zeigt keine große Abhängigkeit von der Rate. Die durchschnittliche Größe steigt von $\overline{x}$=1.26 bei kleiner und mittlerer Rate auf $\overline{x}$=1.33 bei hoher Rate.
Trotz hoher Rate fliegen selten mehrere Teilchen so dicht nebeneinander durch die Kammern, daß sie einen gemeinsamen größeren *Cluster* erzeugen. Obwohl die durchschnittliche Anzahl $\overline{n}$=4.55 *Cluster* beträgt, können diese bei hoher Rate auf den Anodenstreifen noch gut getrennt werden.

Zusammenfassung der Ergebnisse aus Betriebsverhalten und *Online*-Analyse

Ergebnisse aus dem Betriebsverhalten

Die Hochspannungssicherheit der MSGCs wie auch der Helix-Verstärker ist noch unzureichend. Für die Helix-Verstärker wurde eine mögliche Lösung aufgezeigt. Durch einen externen Vorwiderstand kann der Verstärker geschützt werden. Offen bleibt die Frage, ob die Dioden die durch den Stromfluß entstehende Wärme schnell genug abführen können, ohne zerstört zu werden.
Die Ursache für die Zerstörung der Anodenstreifen in den MSGCs sind stark ionisierende Teilchen. Dies wurde zu einem späteren Zeitpunkt experimentell bestätigt [29]. Nicht sinnvoll ist ein Schutz der MSGCs durch Herabsetzung der Kathodenspannung, da diese Maßnahme keinen vollständigen Schutz garantieren kann und das Signal/Rausch-Verhältnis verkleinert. Für eine endgültige Lösung sind weitere Untersuchungen notwendig.

Die Ursache des Schwingens der Helix-Chips liegt vermutlich an Rückkopplungen, die durch die Elektronikplatine und den übrigen experimentellen Aufbau verursacht werden. Durch einen hohen Pulsformer-Bias-Strom wird der sinusförmige Anteil in der Filterfunktion des Helix weitgehend unterdrückt. Der Chip kann durch externe Rückkopplungen nicht so leicht zum Schwingen angeregt werden.

Ergebnisse der *Online*-Analyse mit niedrigen Raten

Die *Wiremap* bestätigte die qualitative Funktionsfähigkeit des Systems. Die Multiplizität ist klein. Werte >1 kommen zustande, wenn die Ladung auf mehrere Streifen verteilt wird, oder wenn mehrere Teilchen gleichzeitig durch die Kammer fliegen. Letzteres ist bei kleiner Teilchenrate unwahrscheinlich. Für die Auflösung der MSGC parallel zu den Streifen konnte nur eine obere Abschätzung gegeben werden, da das Analyseprogramm sehr einfach gehalten war. Die mit dem hier verwendeten Verfahren gemessene Auflösung ist $\sigma_x = 180\mu$m. Dieser Wert ist um einen Faktor 2.1 zu groß im Vergleich zum berechneten Wert.
Die Auswertung der *Clustergröße* ergab, daß die Ladung eines ionisierenden Teilchens durchschnittlich auf 1.44 Anoden verteilt wird. Dieses Ergebnis entspricht den Erwartungen für die MSGCs.

Ratenabhängige Ergebnisse der *Online*-Analyse

Die bei HERA erwartete Teilchenrate wurden bei den Tests am PSI nicht erreicht. Die erreichbaren Raten lagen bei etwa 30% der HERA-Rate für MSGCs. Daher können die Ergebnisse in Hinblick auf das HERA-B Experiment nur grob abgeschätzt werden. Bei der maximal erreichten Rate nehmen Multiplizität und Anzahl der *Cluster* erwartungsgemäß zu, die *Clustergröße* ändert sich kaum. Bei HERA darf die Teilchendichte nicht so stark zunehmen, daß die einzelnen *Cluster* sich zu einem großen *Cluster* verbinden, da die Teilchen sonst nicht mehr lokalisiert werden können.

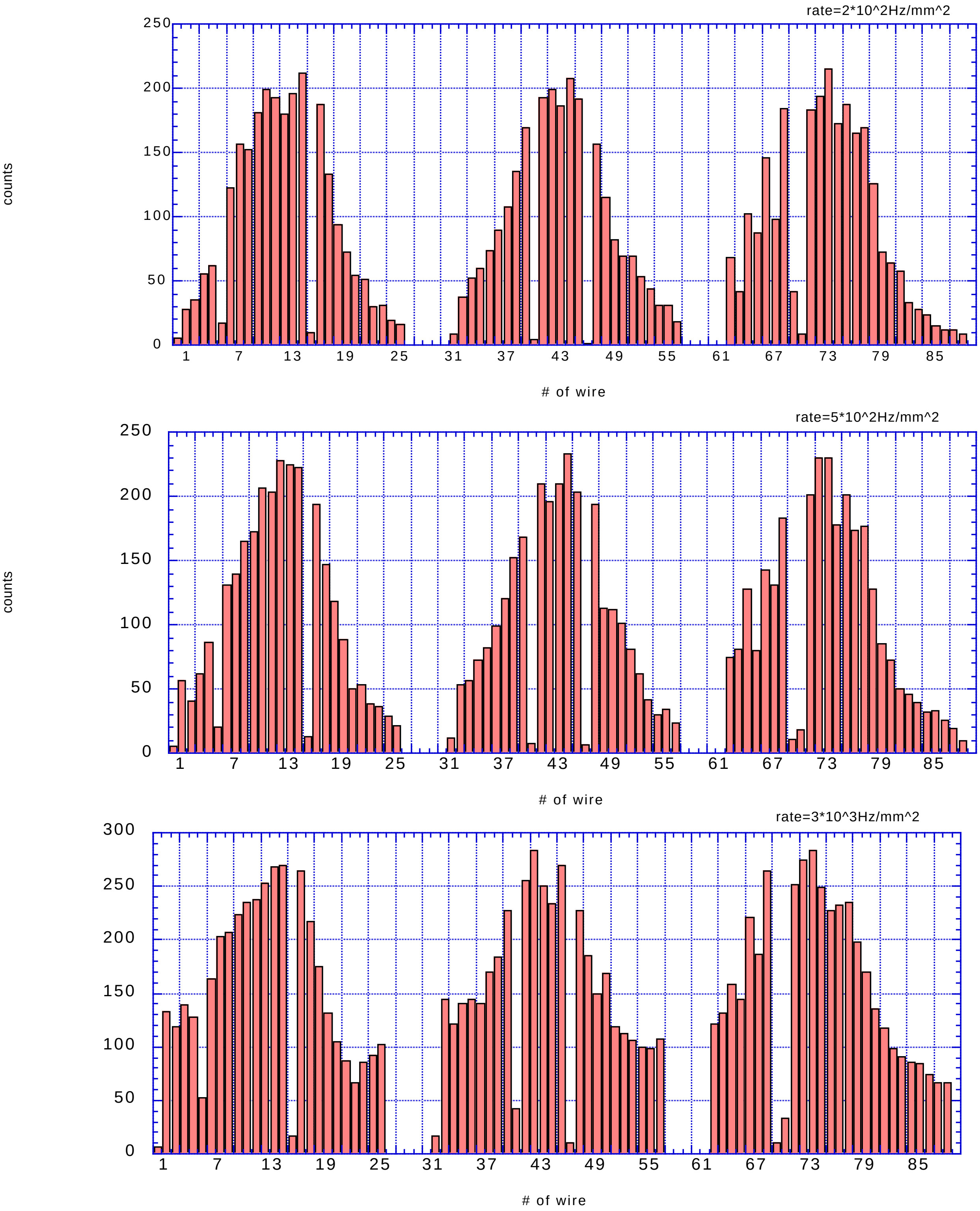


Abbildung 6.22: Ratenabhängigkeit der *Wiremap*, von oben nach unten: kleine, mittlere, hohe Rate. Die drei Verteilungen in jeder Grafik entsprechen (von links nach rechts) den Einträgen in der vorderen, mittleren und hinteren Kammer. Deutlich zu erkennen sind in allen Kammern zerstörte Anodenstreifen. Der Anteil der Einträge steigt in Abhängigkeit der Rate in den Randbereichen leicht an.

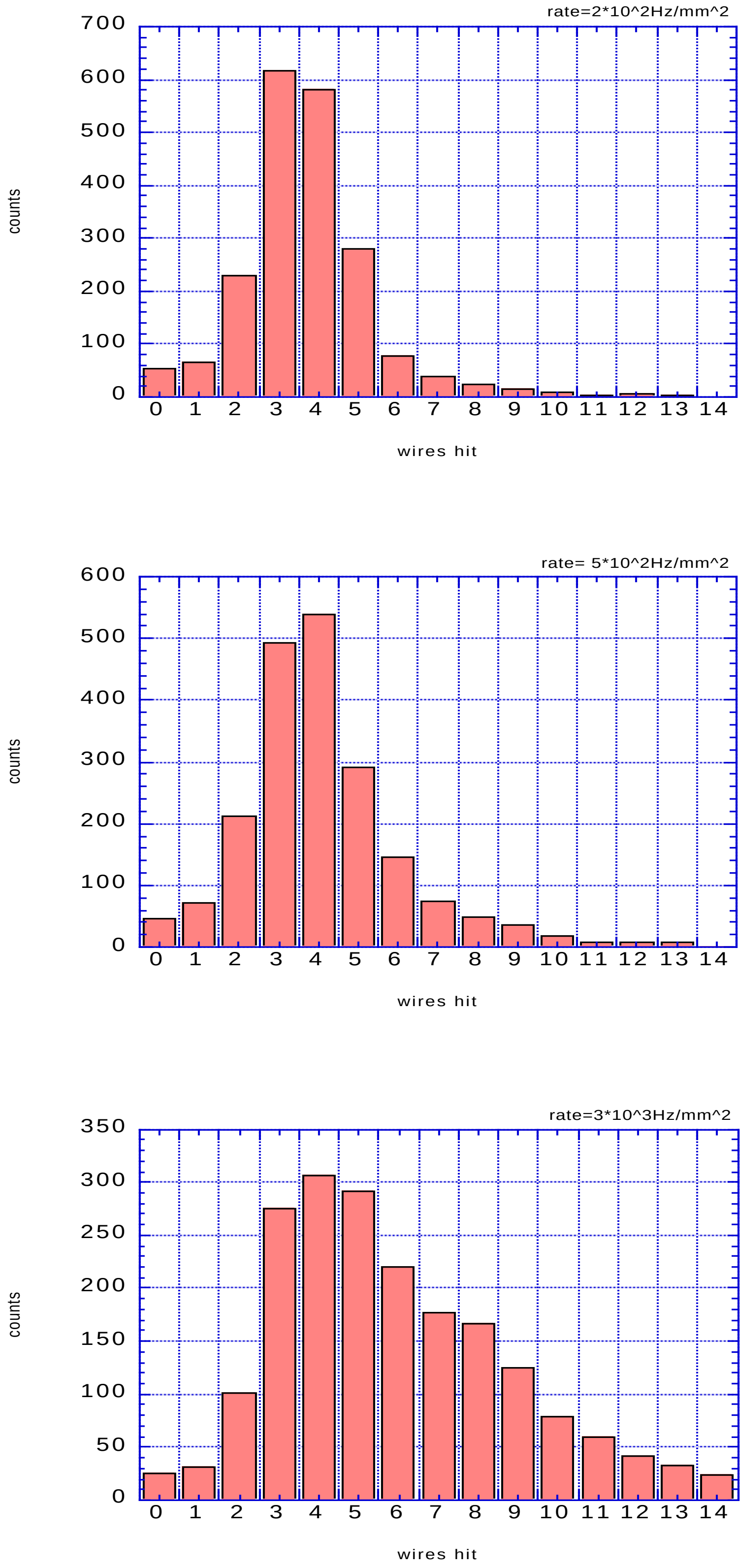


Abbildung 6.23: Ratenabhängigkeit der Multiplizität. Von oben nach unten findet man die Ergebnisse bei niedriger, mittlerer, hoher Rate. Die Multiplizität nimmt mit der Rate zu. Gleichzeitig steigt auch die Breite der Verteilung.

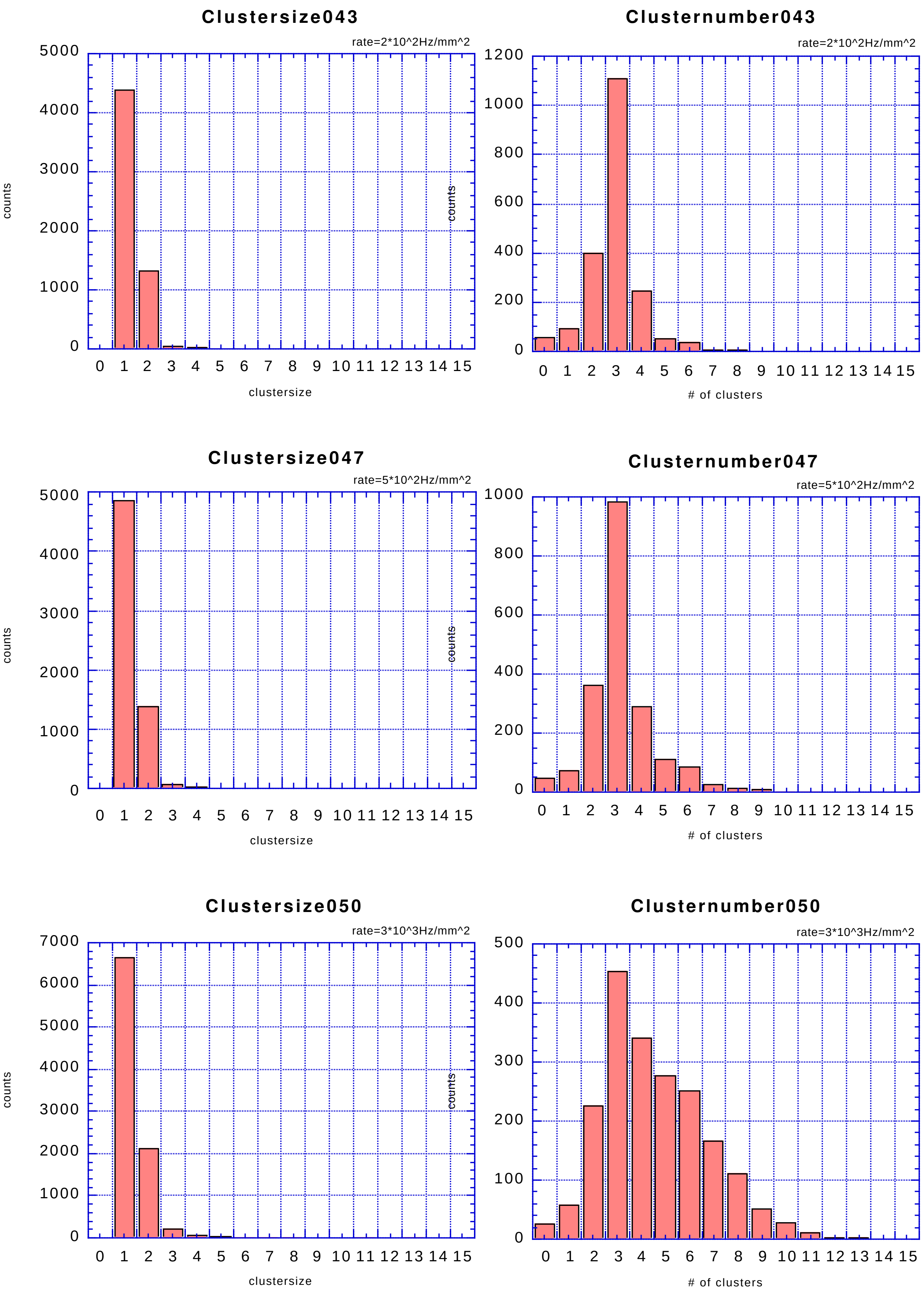


Abbildung 6.24: Ratenabhängigkeit von *Clustergröße* (linke Spalte) und Anzahl der *Cluster* (rechte Spalte). In beiden Spalten sind von oben nach unten die Messungen bei niedriger, mittlerer und hoher Rate dargestellt.

6.6 Ergebnisse einer genaueren *Offline*-Analyse von Rohdaten

Während des Strahltests ergaben sich drei wichtige Fragestellungen, die anschließend in einer genaueren Analyse untersucht wurden. Als Datenmaterial diente eine Auswahl aus auf Festplatte und Bändern protokollierten Rohdaten. Die Fragestellungen waren:

- Zeitauflösung der MSGCs. Der sich ergebene Zeitjitter aus der *Online*-Analyse war sehr groß, da sowohl Schwankungen der Basislinie zwischen den Kanälen als auch unterschiedliche Pulshöhen mit dem einfachen Diskriminatortrigger zu einer schlechten Zeitauflösung führten.
- Effizienzverlust der MSGC bei durchtrennten Anoden. Gehen Ladungen verloren oder werden sie auf benachbarte Streifen verteilt, so daß sich lediglich eine schlechtere Ortsauflösung ergibt?
- Das in der *Online*-Analyse ermittlete Auflösungsvermögen sollte genauer gemessen werden.

Kompliziertere Trigger- und Auswertemethoden, die für die oben angegebenen Fragestellungen nötig waren, konnten nicht während des laufenden Experiments durchgeführt werden, ohne die Auslesefrequenz der Daten drastisch zu verringern.

6.6.1 Korrektur der Basislinie

In der *Online*-Analyse wurden die Kanal zu Kanal Variationen der Basislinien nicht berücksichtigt. Eine Triggerschwelle wurde *software*mäßig global für alle Kanäle eingestellt. In der *Offline*-Analyse wurde diese Korrektur vorgenommen. Mit dem folgenden Algorithmus wurde zu Beginn eines jeden *Run*s kanalweise die Basislinie korrigiert:

Getriggerte Pulse steigen in den Ereignissen ungefähr ab (Zeit-) Bin 20 an. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Bins beträgt 10ns. Abgesehen von zufälligen Pulsen geben die ersten zwanzig Bins die Höhe der Basislinie in FADC-Einheiten an. Eine FADC-Einheit entspricht 1mV (siehe oben). Die Variationen der Basislinien zwischen den einzelnen Kanäle lagen meistens im Bereich von 0-30 Millivolt.
Zur Ermittlung der durchschnittlichen Höhe der Basislinie wurden kanalweise in den ersten 15 Ereignissen eines *Runs* die Bins 1-10 untersucht. Um durch Zufallstrigger keine falsche Basislinie zu berechnen, wurden die Ereignisse nicht berücksichtigt, in denen ein oder mehrere Bins Werte größer 50mV angenommen hatten. Von diesen nicht berücksichtigten Ereignissen gab es keine bis max. acht, so daß in die folgende Rechnung mindestens 7 Ereignisse mit jeweils 10 Bins =70 Werte einbezogen wurden. Von diesen 70 Zahlen wurde das arithmetische Mittel für jeden Kanal gebildet. Dieser Mittelwert entspricht der mittleren Höhe der Basislinie und wurde kanalweise von allen Einträgen der Bins der in die Rechnungen eingezogene Ereignisse abgezogen.

6.6.2 Zeitjitter der Kammer mit qt-Analyse

Die aus den *Online*-Daten gemessene Zeitauflösung war sehr schlecht. Ein Fehler lag in der Meßmethode. Durch den mit der *Software* eingestellten Diskriminatortrigger hing der gemessene Zeitpunkt vom Niveau der Basislinie und der Pulshöhe ab. Da die Anstiegszeit des Helix bis zum Amplitudenmaximum unabhängig von der Pulshöhe ist, erreichen große Pulse die Triggerschwelle früher, ebenso Pulse aus Kanälen mit höher liegender Basislinie. Der jetzt verwendete Algorithmus ist pulshöhenunabhängig, er berechnet den Schnittpunkt der verlängerten Anstiegsgeraden mit der Zeitachse, außerdem berücksichtigt er den Zeitjitter der Szintillatoren. Er darf nur Daten mit korrigierten Basislinien verarbeiten.

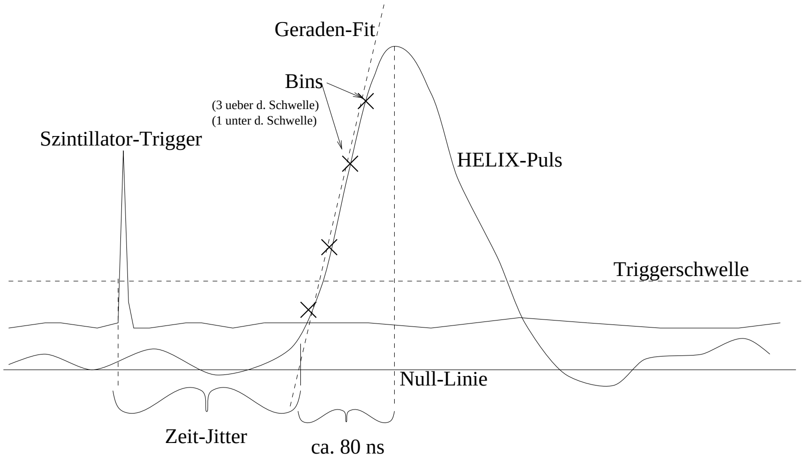


Abbildung 6.25: Prinzip der Zeitjitter-Berechnung. Durch den linearen Anstiegsbereich des Pulses wird eine Gerade gelegt und der Schnittpunkt mit der Achse ermittelt.

Die Ermittlung des Schnittpunktes von Zeitachse und Ausgleichsgerade bezeichnet man als *qt*-Analyse, Abb.6.25 zeigt eine Skizze. Der Algorithmus setzt wie der Diskriminatortrigger eine Schwellenspannung (in FADC-Einheiten). Es müssen aber drei aufeinander folgende Werte über dieser Schwelle liegen. Weiterhin müssen das vierte und fünfte Bin um mindestens 15 FADC-Einheiten oberhalb dieser Schwelle liegen. Der Offset der Basislinie wurde vorher korrigiert.Ist die Triggerbedingung erfüllt, so wird eine Gerade durch vier im linearen Anstiegsbereich des Pulses liegende Bins gelegt und der Schnittpunkt mit der Zeitachse gebildet. Bei den hierfür verwendeten vier Punkten handelt es sich um die ersten drei Bins mit Werten über der Schwelle, sowie dem Bin davor unter der Schwelle. Da die Anstiegzeit des Helix beim Strahltest bei über 50ns lag und der zeitliche Abstand zweier Bins 10ns betrug, wurden zur Ermittlung der Ausgleichsgeraden vier Bins gewählt. Am Fußpunkt des Pulses wächst die Steigung noch, kurz vor der maximalen Amplitude flacht sie ab. Um keine Geraden durch diesen flacher verlaufenden Anstiegsbereich kurz vor der maximalen Amplitude oder durch die fallende Flanke zu erhalten, wurde eine minimale Steigung vorgegeben. Diese wurde durch die um 15 Einheiten über der Schwelle liegenden Bins vier und fünf festgelegt. Als fiktiver Startzeitpunkt t_0 des Pulses wurde der Durchgang der Geraden durch die Zeitachse festgesetzt.

Um den Zeitjitter durch die Szintillatoren zu eliminieren, wurde von t_0 der Startzeitpunkt des Szintillators Sz2 abgezogen. Da die Szintillatorpulse sehr schnell anstiegen, konnte hier ein einfacher Diskriminator-Trigger verwendet werden. Die absolute zeitliche Verschiebung von Szintillator-Trigger und Kammersignalen war durch eine interne Verzögerung im FADC gegeben. Die Verschiebung war so eingestellt, daß Trigger- und Kammersignale in dem 255 Bins$\cdot 10\frac{ns}{Bin} = 2.55\mu$s langen Zeitfenster festgehalten wurden. Durch die Verschiebung findet man in der Ergebnisdarstellung negative Zeitangaben (Pulse kommen vor dem Trigger an). Die Breite der Verteilung ergibt den Zeitjitter aus Elektronik und Driftzeit der Elektronen in der Kammer. Das Ergebnis der Analyse zeigt Abb.6.26.

Dargestellt sind die Zeitjitterverteilungen für die Triggerschwellen U_{th}=20mV und U_{th}=40mV. Ausgewertet wurde *Run40*, der mit 19.900 Ereignissen und einer angeschlossenen Kammer die meisten Daten lieferte. Das Ergebnis für den Zeitjitter erscheint bedeutend positiver als das der *Online*-Analyse (Abb.6.15). Die Breite ist unabhängig von der Diskriminatorschwelle. Abgesehen von einem vernachlässigbaren Untergrund liegen fast alle Ereignisse in einem Zeitfenster von 40ns. Dieses Ergebnis ist glaubwürdig, da die Driftzeit der Elektronen in der Kammer $\approx$60ns beträgt, die Integrationszeit des Pulsformers aber so eingestellt ist, daß der Puls schneller wieder abfällt.

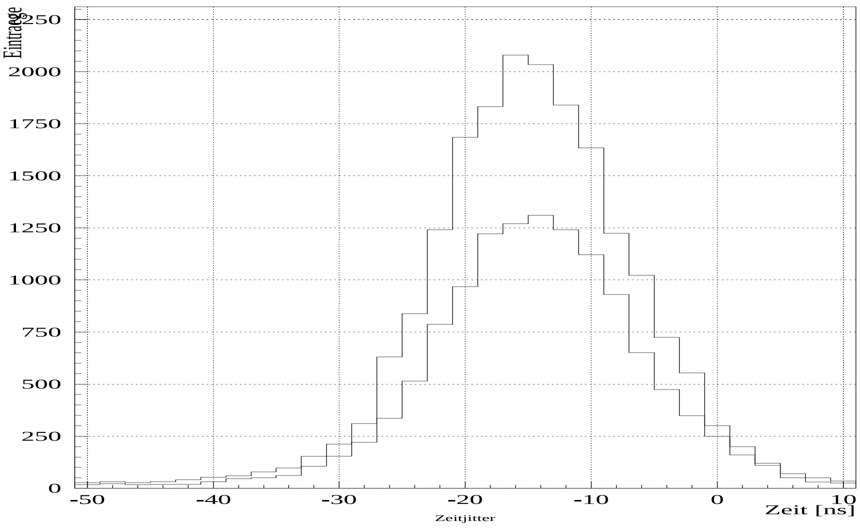


Abbildung 6.26: Zeitjitter aus MSGC und Elektronik, berechnet aus der *Offline*-Analyse für die beiden Schwellenspannungen U_{th}=20mV und U_{th}=40mV.

Effizienzverlust der MSGCs durch unterbrochene Anodenstreifen

Da die Gesamt-Effizienz mit ϵ^8 skaliert (vergleiche Kap.1. ϵ=Effizienz einer Kammer) muß die Effizienz einer Kammer möglichst groß sein.
Die gemessene Effizienz der MSGCs lag in der *Online*-Analyse bei knapp über 98%, als alle Kanäle funktionsfähig waren. Qualitativ wurde festgestellt, daß die Effizienz kleiner wurde, nachdem einige Kanäle ausgefallen waren. Wie groß der Effizienzverlust durch ausgefallene Anodenstreifen wirklich ist, wird in diesem Abschnitt nachgegangen. Untersucht wird, ob die Ladungen teilweise auf benachbarte Anoden verteilt werden und so nur die Ortsauflösung, nicht aber die Effizienz verringern.
Es wurden Daten der *Run*s mit drei hintereinander aufgestellten MSGCs verwendet. Zur Verfügung standen die beiden Meßreihen *Run51* und *Run67*, die mit ca. 5000 Ereignissen und 84 Kanälen am meisten Daten lieferten. Die Rechnungen und Analysen beziehen sich auf die mittlere Kammer. Die erste und dritte Kammer lieferten Informationen über die Spur der ionisiernden Teilchen.

6.6.3 Korrektur der räumliche Positionierung der MSGCs und Auflösungsvermögen

Trotz sorgfältiger Montage der Kammern und Ausrichtung im Teilchenstrahl mußte zunächst die räumliche Positionierung der Kammern korrigiert werden. Hierzu wurden die Ereignissen ausgewertet, in denen in jeder Kammer genau ein zusammenhängender *Cluster* gefunden wurde. Aus den *Cluster*schwerpunkten der beiden äußeren Kammern wurde die Spur des durchfliegenden Teilchens rekonstruiert. Da die Abstände der drei Kammern gleich groß waren, entsprach dieses der Mittelwertbildung aus den Positionen der beiden *Cluster*schwerpunkten. Der gemessene *Cluster*schwerpunkt der mittleren Kammer wurde vom berechneten Wert abgezogen. Die Differenzen wurden histogrammiert. Abb.6.27 zeigt die Histogramme für *Run51* (links) und *Run67* (rechts).
In *Run51* liegt das Maximum der Verteilung und damit die Verschiebung der mittleren Kammer bei +1.19Kanälen=+0.36mm, in *Run67* beträgt sie +8.92Kanäle=+2.68mm. Die Binbreite beträgt

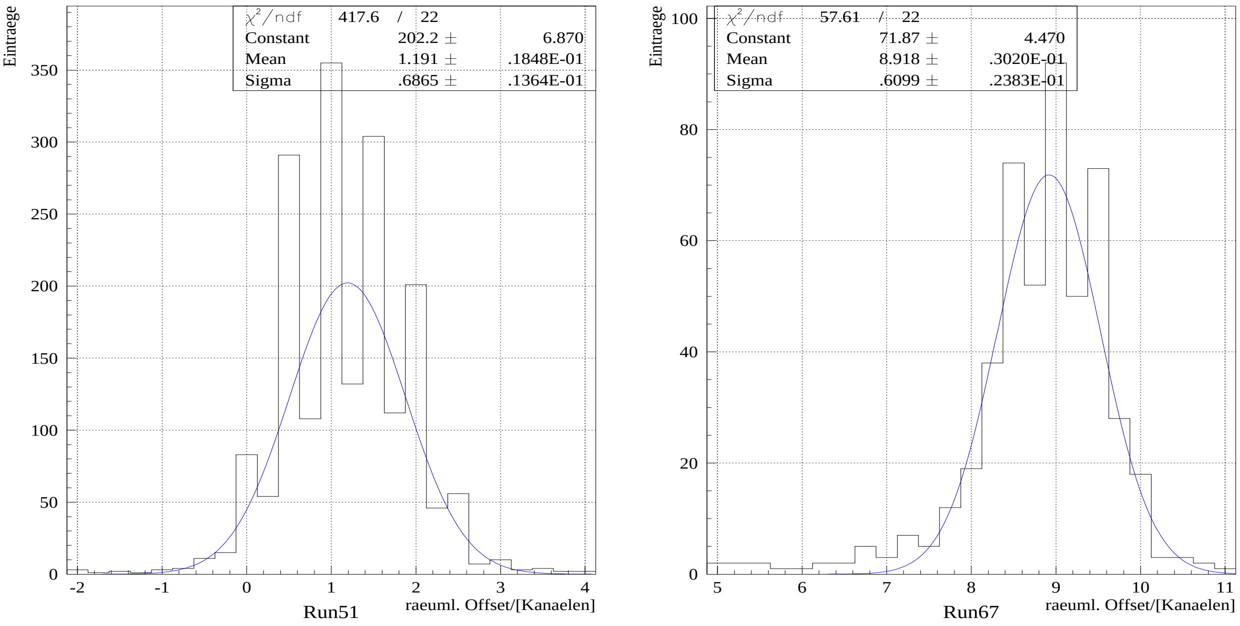


Abbildung 6.27: räumlicher Offset der mittleren Kammer relativ zu der ersten und dritten. Links die Verteilung von *Run51* (Maximum bei +1.19 Kanäle), rechts die Verteilung für *Run67* (Maximum bei +8.92 Kanälen).

$\frac{1}{4}$-Streifen, weil ein *Cluster* aus einer geraden oder ungeraden Anzahl von Streifen bestehen kann (ungerade Anzahl ergibt $\frac{1}{2}$ Streifen) und der Mittelwert aus zwei *Cluster*schwerpunkten gebildet wird. Die Sprünge in der Verteilung kommen zustande, weil es mehr *Cluster* mit der Größe 1 als andere gibt (vergleiche *Clustergröße*) und damit nicht alle Koordinaten gleich häufig auftreten. Die Summe der Einträge in *Run67* ist klein, obwohl in beiden Meßreihen eine ähnliche Anzahl von Ereignissen ausgewertet wurde. Die Ursache liegt daran, daß die Teilchenrate in *Run67* mit $R=3 \cdot 10^3 \frac{Hz}{mm^2}$ etwa doppelt so groß wie in *Run51* war. Die Wahrscheinlichkeit, in jeder Kammer genau einen *Cluster* zu finden, nimmt stark ab. In *Run51* wurden die Kammern exakt hintereinander positioniert, in *Run67* wurde die mittlere Kammer versetzt, um andere Anoden verwenden zu können. In diesem Fall war die Justierung nicht mehr so genau (siehe Abb.6.21), daher ist die Position um etwa 9 Kanäle verschoben.
Für die folgenden Analysen wurden die Kanäle so numeriert, daß Kanäle mit entsprechenden Nummern bezüglich der Strahllinie hintereinander angeordnet waren.

Die Breiten dieser Verteilungen sind etwa gleich:σ_{Run51}=0.69 und σ_{Run67}=0.61. Die beiden Werte stimmen mit dem Ergebnis der *Online*-Analyse für *Run51* (vergleiche Abb.6.20) überein: $\sigma_{Run51-ONLINE}$=0.61. Die Verteilung ist trotz der kleineren Binbreite ($\frac{1}{4}$-Streifen) und des dadurch kleineren Rundungsfehlers nicht schmaler geworden, so daß sich kein besseres Auflösungsvermögen ergibt.
Run62 und *Run67* wurde mit identischen Kammeraufbau im Strahl und denselben Einstellungen (insbesondere gleicher Rate) vorgenommen. Die Zufallstrigger in *Run67* wurden nicht dargestellt. Im Histogramm gibt es mehr Einträge, da die Schwelle etwas niedriger eingestellt wurde, die Anzahl mit 5200 gezählten Ereignisse etwas höher liegt als in *Run61* und die Basislinien korrigiert wurden.

Effizienzermittlung in der Nähe von Unterbrechungen der Anodenstreifen

Di *Wiremap* in Abb.6.22 unten wurde kurz vor *Run51* gemessen. In allen drei MSGCs sind Anoden, die kaum Einträge gezählt haben. Daher eignen sich die Daten zur Untersuchung der Effizienz.

Wenn die für eine zerstörte Anode bestimmte Ladung nach Masse abfließt, wird sie nicht detektiert. Fließt sie auf benachbarte Anoden, so wird sie mit einer verfälschten Ortskoordinate detektiert. Letzteres wirkt sich geringer auf die Effizienz der MSGC aus, da durch Ladungsteilung die Pulshöhe verringert wird und nur kleine Pulse unter der Triggerschwelle bleiben. In den folgenden Abschnitten wurde für die mittlere Kammer geprüft, ob innerhalb einer vorgegebenen Umgebung um die berechneten Kanäle Pulse registriert wurden. Damit wurde für alle Streifen einzeln die Effizienz ermittelt. Es wurden die Breite um den Kanal und die Schwellenspannung variiert.

Da der ermittelte relative Offset der mittleren Kammer in *Run67* (Abb.6.27) etwa neun Kanäle betrug, pro Kammer aber nur max. 27 Kanäle gleichzeitig ausgelesen werden konnten, gab es einen Überlapp von nur 18 Kanälen. Nur ca. die Hälfte dieser Kanäle waren in der Mitte des Profils der kleinen Szintillatoren. Die restlichen zählten kaum Einträge. Die *Wiremap*-Analyse zeigte im Bereich der in *Run67* verwendeten Anodengruppe keine Anodenunterbrechungen bei den Kanälen mit vielen Einträgen. Daher konnte der Run für eine Analyse nicht verwendet werden. Es werden nur die Ergebnisse für den *Run51* präsentiert.

6.6.4 Effizienz als Funktion der Diskriminatorschwelle

Die Breite des Fensters um den untersuchten Kanal wurde auf B=±1.25 Streifen gesetzt. Diese Breite ist sinnvoll, um fast alle Pulse in der mittleren Kammer zu finden, ohne Einträge durch Rauschtrigger zu erhalten (vergleiche Abb.6.27). Die Analyse wurde mit der Binbreite $\frac{1}{4}$-Kanal vorgenommen, für die graphische Darstellung der Ergebnisse wurde sie auf $\frac{1}{2}$-Bin reduziert. Abb.6.28 zeigt die in Prozent angegebene Effizienz der einzelnen Anoden der mittleren Kammer für die Triggerschwellen 10-60mV.

Die Effizienz nimmt mit steigender Triggerschwelle ab, da Teilchen, die in der mittleren Kammer kleine Ladungen deponiert haben, bei hohen Schwellen nicht gefunden werden. Die Kanäle in den Randbereichen des Szintillatorprofils (jeweils die 5 Kanäle rechts und links in den Grafiken) haben sehr wenige Einträge (0-10), so daß der Fehler sehr groß wird. Die Einträge schwanken in diesen Histogrammspalten stark. Man erkennt sind die deutlich geringeren Effizienzen im Bereich der zerstörten Anoden. Bei der Schwelle U_{th} ≈15mV nimmt die Effizienz der funktionsfähigen Kanäle noch nicht ab. Der Effizienzverlust beträgt bei beiden abgetrennten Anoden knapp 40%.

Da die Effizienz im Bereich der funktionsfähigen Anoden trotz der korrigierten Basislinien nicht 100% beträgt, scheint diese Korrektur nicht ausreichend zu sein. Kleine Pulse bleiben unter der Triggerschwelle. Eine mögliche Verbesserung ist das Glätten von niederfrequentem *Pick-up* (kohärente Einstreuungen auf alle Kanäle), durch den kleine Pulse bei Überlagerung mit dessen unterer Halbwelle unter der Schwelle bleiben. Dies wurde nicht durchgeführt.

6.6.5 Effizienz als Funktion der Fensterbreite

Aus dem vorangegangenen Abschnitt geht hervor, daß eine Diskriminatorschwelle von U_{th}=15mV (=FADC-Einheiten) sinnvolle Ergebnisse liefert. Hier wurde die gleiche Analyse vorgenommen, dieses Mal aber mit der festen Triggerschwelle U_{th}=15mV und variabler Fensterbreite. Die Ergebnisse findet man in Abb.6.29.

Die Fensterbreite wurde von B=±0.25 Bins in Schritten von $\frac{1}{4}$-Bin bis zu einer Breite von B=±2 Bins variiert. Spaltenweise nimmt die Breite von oben nach unten zu. Bei einer Breite von B=±1.75 Kanälen beträgt die Effizienz fast 100%. Die Fensterbreite B=±1.25 Kanäle ist eventuell doch zu schmal, um eine Effizienz von 100% zu erreichen.

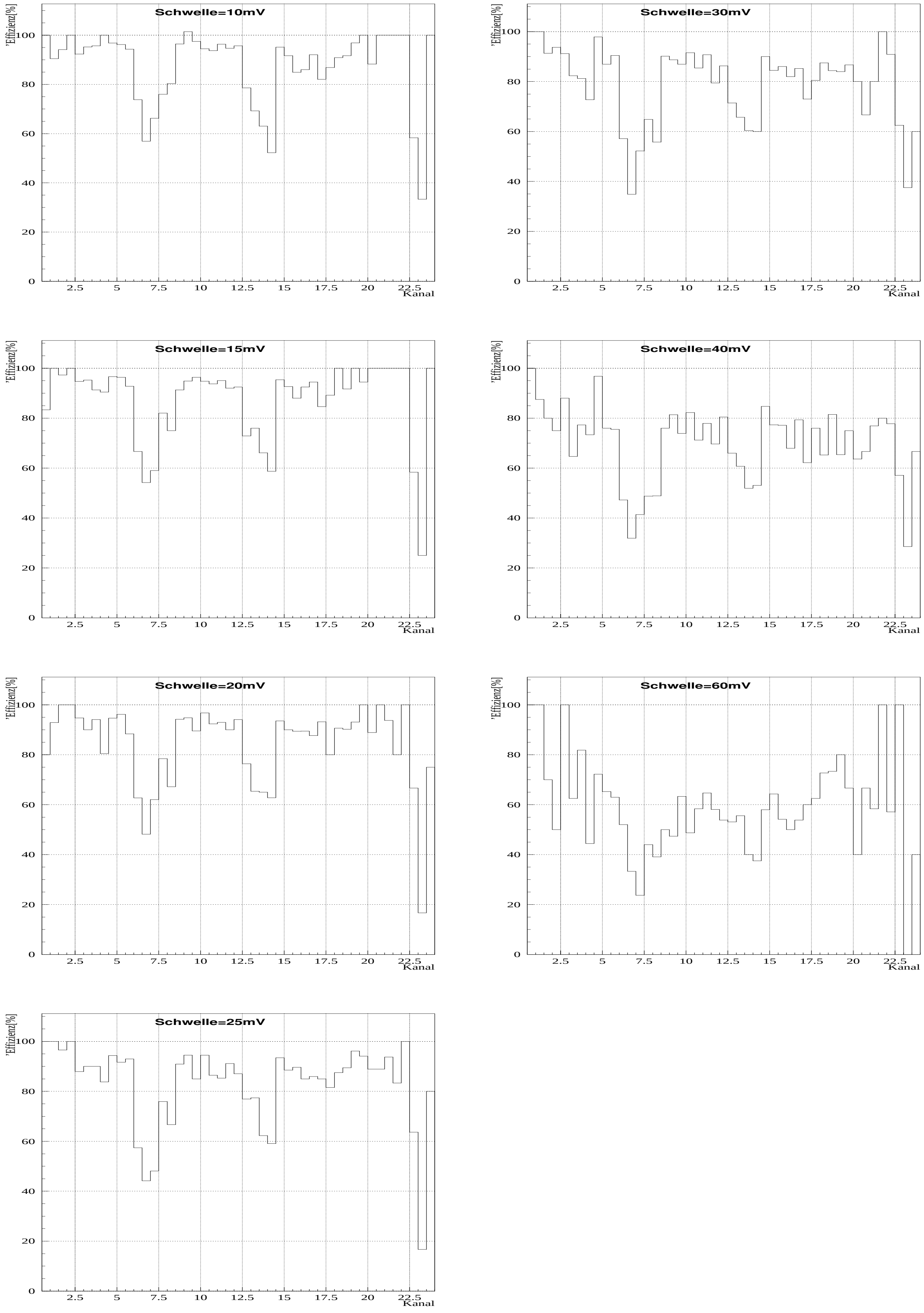


Abbildung 6.28: Effizienz der mittleren Kammer als Funktion der Diskriminatorschwelle, Binbreite: $\frac{1}{2}$-Kanal. Spaltenweise beträgt die Schwelle von oben nach 10, 15, 20, 25, 30, 40, 60 FADC Einheiten.

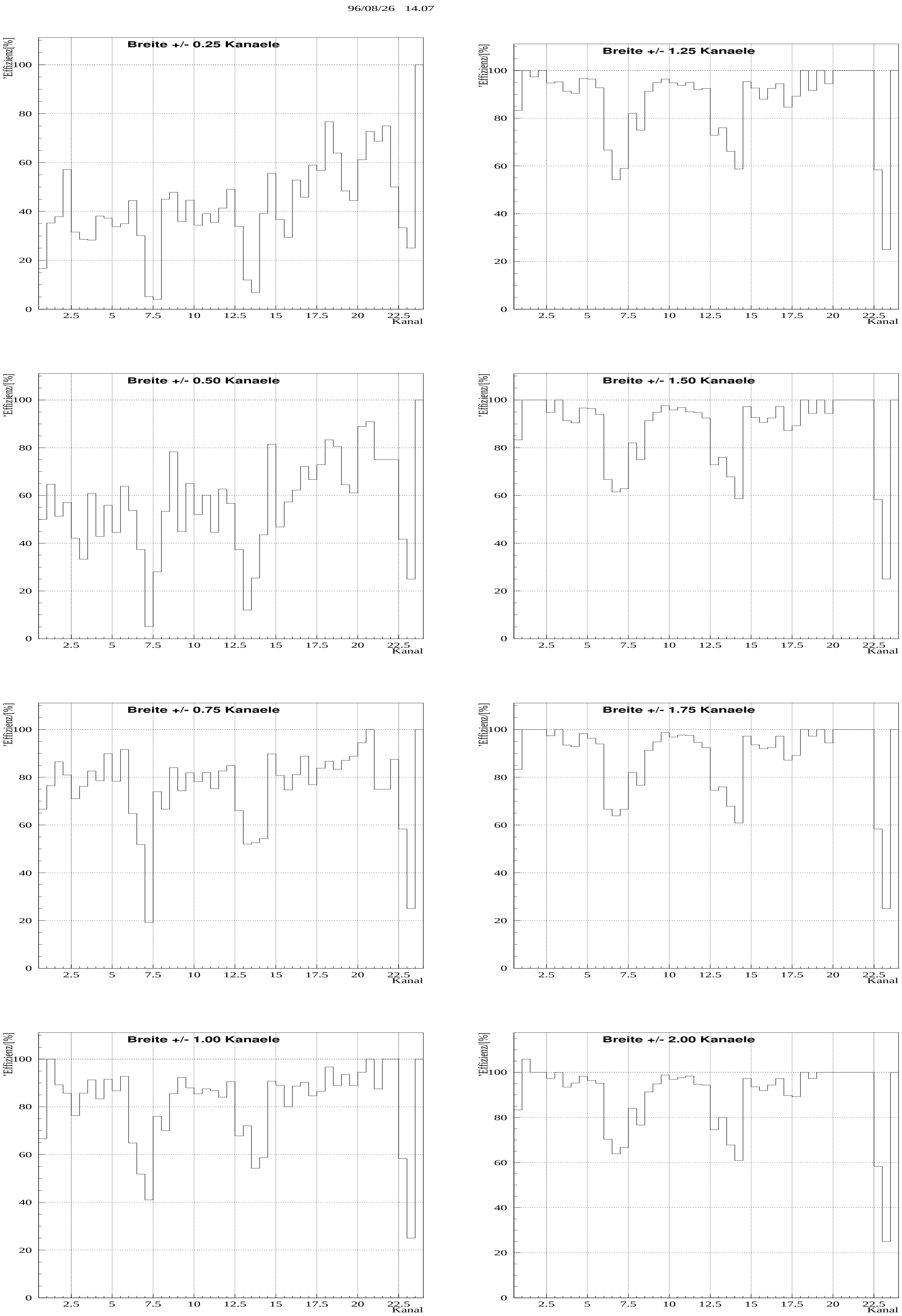


Abbildung 6.29: Effizienz der mittleren Kammer als Funktion der Fensterbreite. Die Binbreite beträgt $\frac{1}{2}$ Kanal. Spaltenweise beträgt die Breite von oben nach unten B=±0.25, ±0.5, ±0.75, ±1, ±1.25, ±1.5, ±1.75, ±2.0 Kanäle.

6.6.6 Lokalisierung der Unterbrechung auf dem Anodenstreifen

Die Effizienz im Bereich abgetrennter Anoden liegt bei etwa 60%. Falls der Anodenstreifen in der Mitte der Kammer durchtrennt war, würde dieses für den abgetrennten Teil der Anode einen deutlich höheren Effizienzverlust bedeuten, als wenn die Anode weiter oben in der Nähe des Anschlusses an den Helix abgetrennt wurde, da der nicht abgetrennte Teil noch Signale detektieren kann. Bei vollständiger Abtrennung müßte der Effizienzverlust ca. 100% betragen, wenn die Ladungen nicht durch das elektrische Feld auf andere Streifen umgelenkt würden.

Die Unterbrechung der Anoden in dieser MSGC hätte zu diesem Zweck unter dem Mikroskop lokalisiert werden müssen. Die Kammer stand für diese Untersuchung nicht mehr zur Verfügung[6]. Die *Wiremap*-Analyse läßt aber den Schluß zu, daß die beiden Anoden der mittleren Kammer kurz vor dem Anschluß an den Helix-Verstärker oder am Rande des Szintillatorprofils in vertikaler Richtung (siehe Abb.6.6 rechts) durchtrennt wurden, wie die Anoden in den anderen Kammern auch. Eventuell gibt es in Abb.6.22 einige Anoden, die am anderen Kammerende durchtrennt wurden. Die Anoden 74 und 76 zeigen leicht weniger Einträge als erwartet auf. Die Aussage bleibt aber spekulativ, es kann sich auch um statistische Schwankungen handeln.

6.6.7 Lokalisierung der *Cluster* auf den Anodenstreifen

Um eine eindeutigere Aussage über den Effizienzverlust machen zu können, wurde untersucht, ob die Ladungen tatsächlich auf den benachbarten Anodenstreifen der abgetrennten Anoden nachgewiesen werden können.

Hierzu wurden zwei Histogramme angelegt. Im ersten wurden die Stellen eingetragen, an denen der *Cluster*schwerpunkt aus der Berechung hätte gefunden werden müssen, im zweiten wurden die Koordinaten aller gefundenen *Cluster*schwerpunkte eingetragen. Die Analyse wurde mit einer Binbreite B=$\frac{1}{4}$ durchgeführt. Anschließend wurde sie auf $\frac{1}{2}$ bzw. 1 Bin reduziert. Dargestellt ist in der Abb.6.30 das prozentuale Verhältnis von gefundenen Einträgen zu den berechneten. Das obere Histogramm zeigt das Ergebnis für die Breite $\frac{1}{2}$-Bin, das untere das für die Breite 1Bin.

Die äußersten Kanäle wurden in die Analyse nicht mit einbezogen, da es dort weniger als zehn Einträge für die berechneten Werte gab. Im oberen Bild erkennt man deutlich die beiden ausgefallenen Kanäle (auf der Skala zwischen 8 und 9 sowie zwischen 14 und 15). Übereinstimmend mit dem Histogramm (*Wiremap*) aus Abb.6.22 liegen zwischen den ausgefallenen Anoden fünf funktionsfähige Kanäle. Die benachbarten Anoden des ausgefallenen Kanals links zeigen deutlich mehr Einträge als die erwarteten 100%. Die Überhöhung ist signifikant, da die sechs Kanäle links davon nur ≈80% der erwarteten Einträge zeigen. Die Ursache hierfür liegt an der etwas höher eingestellten Triggerschwelle (U_{th}=20mV). Im unteren Bild mit der Binbreite B=$\frac{1}{2}$ ist die Überhöhung besser sichtbar.

Schwieriger zu interpretieren sind die Einträge der Kanäle 12-19. Nur der rechte benachbarte Streifen der unterbrochenen Anode zeigt eine Überhöhung der Einträge, die mit den Überhöhungen des zerstörten Kanal 9 übereinstimmt. Möglicherweise ist der linke Nachbarstreifen von Kanal 15 während des *Run*s ausgefallen, so daß sich die Ladungen auf dessen linken Nachbarn akkumuliert haben. Gegen diese Vermutung sprechen die Einträge in der *Wiremap*. Insgesamt sind die Schwankungen in den beiden Histogrammen der Kanäle 12-19 sehr groß, so daß keine eindeutigen Aussagen gemacht werden können.

6.6.8 Interpretation und Zusammenfassung der Effizienzuntersuchung

Für die Untersuchung des Effizienzverlustes in der Nähe der zerstörten Anodenstreifen standen *Run51* mit 4870 Ereignissen und *Run67* mit 5000 Ereignissen zur Verfügung. Aufgrund der un-

---

[6] Diese MSGC wurde bereits im Universitätsmuseum ausgestellt.

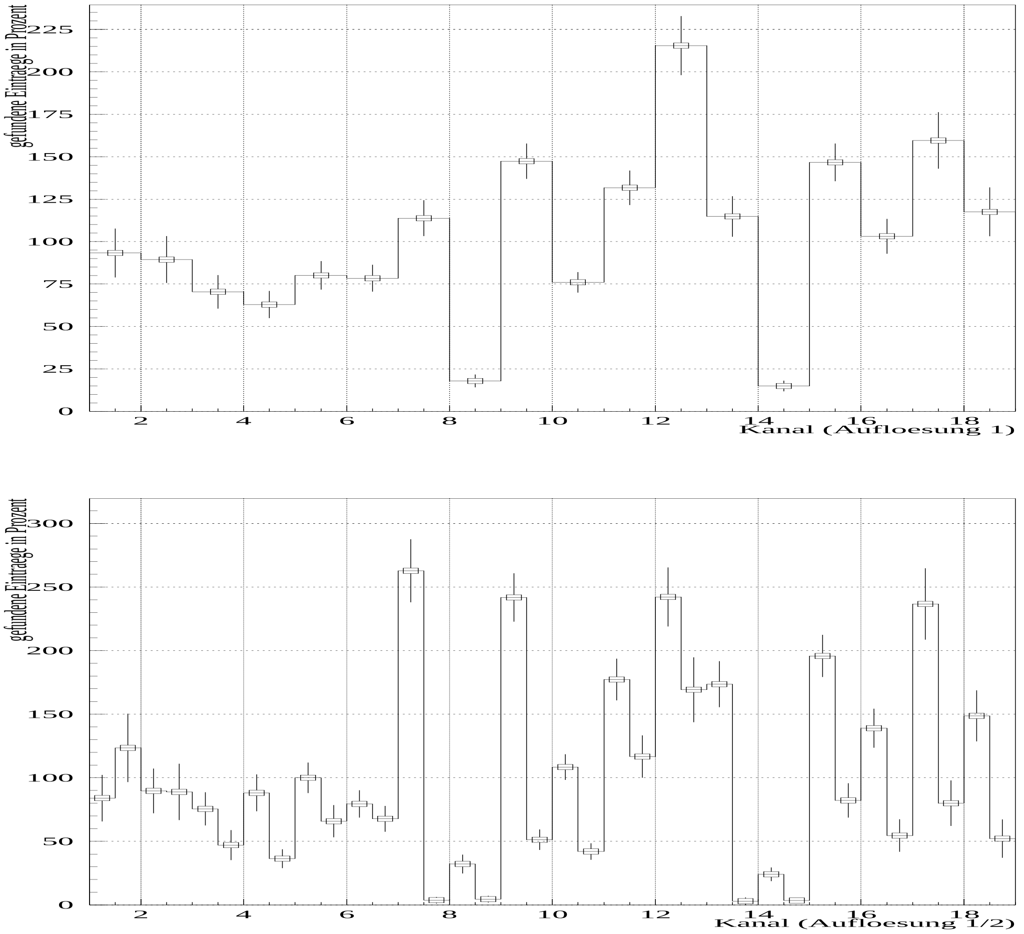


Abbildung 6.30: Lokalisierung der Ladungen von zerstörten Streifen (Schwelle=20).

genaueren Justierung der Kammern in *Run67* war der Überlappungsbereich der drei MSGCs zu klein, um aussagekräftige Ergebnisse erzielen zu können. Die Auswertungen beziehen sich daher lediglich auf die beiden Anodenunterbrechungen von *Run51*. Die Anzahl der Einträge pro Streifen lag bei durchschnittlich ≈100, in den Randbereichen deutlich darunter (0-10).

Beide Anoden wurden vor Beginn der Datennahme des *Runs* vermutlich in der Nähe der Verstärkeranschlüsse zerstört. Mit ihnen konnten so gut wie keine Pulse detektiert werden. Trotzdem beträgt der Effizienzverlust in ihrer Nähe nicht 100%, sondern in beiden Fällen knapp 40%. Die in der Kammer entstehenden Elektronen haben den vom Verstärker abgetrennten Anodenstreifen vermutlich auf das Kathodenpotential aufgeladen. Dadurch wurde das elektrische Feld so verformt, daß die Ladungen, die eigentlich auf die zerstörten Streifen geflossen wären, auf die benachbarten Streifen verteilt wurden. In Abb.6.30 wurden in der Umgebung des zerstörten Kanal 9 im Mittel fast 100% der Ladungen gefunden. In den drei Kanälen wurden jeweils ca. 120 Einträge erwartet, gefunden wurden in Kanal 8≈115%, in Kanal 9 ≈20% und in Kanal 10≈150%. Da die gefundene Effizienz in Abb.6.28 nur 60% beträgt, wurden die Ladungen eines Ereignisses nicht entweder auf dem einen oder dem anderen Streifen detektiert, sondern geteilt, da in der letzten Analyse alle Einträge gezählt wurden. Bei der Effizienzermittlung als Funktion der Fensterbreite und Triggerschwelle wurde nicht quantifiziert, wie viele Einträge in dem Fenster gefunden wurden.

Der Effizienzverlust durch unterbrochene Anodenstreifen wird zu ≈60% durch eine schlechtere Ortsauflösung kompensiert, was für das Experiment nicht so gravierende Folgen hat wie ein völliger Effizienzverlust eines ausgefallenen Streifens.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Aufgabe dieser Diplomarbeit war die Untersuchung des wichtigen vorderen analogen Signalpfades der Mikrostreifengaskammern (MSGCs) des HERA-B-Experimentes. Dieser Pfad ist auf dem in der Entwicklung stehenden Helix128-Auslesechip implementiert. Für die Messungen standen die Helix1.1-Chips mit Hochspannungs-Schutzstruktur, Vorverstärker, Pulsformer, Treiber und Komparator zur Verfügung.
Die Untersuchungen umfaßten die Eigenschaften des analogen Verstärkers, des Komparators und der Schutzstrukturen, sowie das Zusammenspiel aus MSGCs und Helix-Verstärkern. Die Messungen wurden mit Testpulsen, γ-Quellen und in einem Pionenstrahl vorgenommen.

Der Verstärker integriert kleine Ladungen in Höhe von 24.000 Elektronen bei einer Ladekapazität von C_{Load}=20pF zu einer Spannung von U_A ≈45mV auf. Mit dem Pulsformer wird das Signal so geformt, daß es nach 50-60ns die maximale Amplitude erreicht und ca. 100ns nach dem Maximum verschwindet. Die Pulsform, insbesondere der Unterschwinger des Signals, kann mit den Biasströmen und Spannungen von Vorverstärker und Pulsformer in weiten Bereichen variiert werden.
Die Simulationen aus dem Chip-Designprogramm stimmten im allgemeinen sehr gut mit den Messungen überein. In Einzelfällen, wie bei der Messung der Amplitude als Funktion des Vorverstärker-Biasstromes, gab es größere Abweichungen zur Simulation.
Die Rauschmessungen ergaben eine durchschnittliche äquivalente Rauschladung $ENC = 290e^- + 62\frac{e^-}{pF}$. Bonddrähte, Chipfassungen, etc. können das Rauschen stark beeinflussen, so daß beim Bau von Hybriden und Testplatinen große Sorgfalt notwendig ist. Das Rauschen nimmt bei Bestrahlung mit einer Dosis von 1.5kGy um 700 Elektronen zu, die Steigung des Rauschens um $75\frac{e^-}{pF}$.
Die Linearität des Chips bei der gewählten Bias-Einstellung ist für negative Signale kleiner als für positive. Die Abweichung von der idealen Geraden beträgt bei einer Ladung von Q=–100.000 Elektronen 10%. Die Abweichung ist für MSGCs tolerierbar.
Die Kanal zu Kanal Variationen der Basislinien sowie die Abhängigkeiten von Bias-Einstellungen und Temperatur sind groß, so daß der Komparator im endgültigen Chip kapazitiv angeschlossen wird.
Mit den (Bias-) Einstellungen werden Kompromisse eingegangen. Ein hoher Pulsformer-Biasstrom verhindert einen Unterschwinger des Pulses, verringert aber die Pulshöhe. Eine hoher Pulsformer-Rückkoppelwiderstand (V_{fs} groß) vergrößert die Amplitude, verlängert aber Anstiegzeit und Länge des Pulses. Ein großer Widerstand zur Strombegrenzung am Eingang des Helix schützt die Dioden bei Hochspannungsüberschlägen, erhöht aber das Rauschen.
Die Chips können ohne kapazitive Kopplung direkt an die MSGCs angeschlossen werden. Trotz großer Gleichströme aus der MSGC (I_C ≈200nA) geht der Verstärker nicht in die Sättigung über. Im Kammerbetrieb ist das Rauschen kein limitierender Faktor. Der Einfluß von *Pick-up*, also kohärenten Einstreuungen, war bei den Messungen größer als das Rauschen. Trotzdem wurde

ohne elektromagnetischer Abschirmung bei einer Triggerschwelle von 5800 Elektronen eine Rausch-Triggerrate von nur 1kHz erreicht.

Bei gleichen Bias-Einstellungen unterscheiden sich die am Ausgang des Helix liegenden Signalformen der Kammerpulse qualitativ von δ-Pulsen. Werden schwingungsanregende Rückkopplungen durch Hybride und Testplatinen verhindert, so lassen sich auch Kammerpulse durch Variation der Biasparameter in ihrer Form stark ändern. An der abfallenden Flanke der aus den MSGCs kommenden Signale treten Anomalien ("Höcker") auf, die zu Fehltriggern im nachfolgenden Ereignis führen können.

Der Komparator zeigte Mängel: Die schnellen digitalen Signale des Taktes und des Ausgangsignals koppeln stark auf den analogen Signalpfad des Verstärkers ein. Die Flanken des Taktsignals dürfen mit denen des invertierten Signals nicht überlappen.

Die Eingangsschutzstrukturen sind für Hochspannungsüberschläge aus der MSGC nicht ausreichend dimensioniert. Schwächstes Glied war der Polysiliziumwiderstand, der der Wärmeentwicklung nicht standhielt. Aussagen über die Dioden konnten nicht gemacht werden.

Im Strahltest wurden in den MSGCs durch Hochspannungsüberschläge Anodenstreifen zerstört. Die Effizienz in der Umgebung ganz abgetrennter Anoden lag bei ca. 60%. Die Elektronen wurden auf den benachbarten Elektroden nachgewiesen und verringerten das Ortsauflösungsvermögen. Dieses wurde für die untersuchte MSGC zu $\sigma_x = 0.6 \cdot 0.3\mu m = 180\mu m$ ermittelt. Bei niedriger Rate (R=$2 \cdot 10^2 \frac{Hz}{mm^2}$) und 26 ausgelesenen 10cm langen Anoden ergab die durchschnittliche Multiplizität einen Wert von 1.8. Im Mittel wurden 1.22 *Cluster* mit 1.4 angesprochenen Anoden gefunden. In der Pulshöhenverteilung wurde das Maximum der Laundauverteilung bei hohem *Pick-up* des Systems und einer Gasverstärkung A=3500 nachgewiesen. Etwa 30% der erwarteten Rate für die MSGCs am HERA-Ring wurden beim Strahltest erreicht. Bei dieser Rate (R=$3 \cdot 10^3 \frac{Hz}{mm^2}$) erhöhten sich Multiplizität und Anzahl der *Cluster* um etwa 60%, während die *Clustergröße* nahezu konstant blieben.

Viele der im Rahmen dieser Diplomarbeit erzielten Meßergebnisse entsprechen den Erwartungen und Anforderungen des HERA-B-Experimentes an den analogen Signalpfad der MSGCs. Einige der aufgezeigten Mängel der Auslesechips wurden bereits behoben oder werden zur Zeit bearbeitet. Dazu gehören neue Schutzstrukturen und ein verbesserter Komparator.

In der weiteren Entwicklung soll unter Berücksichtigung aller diskutierten Einflüsse eine möglichst optimale Pulsform mit der entsprechenden Bias-Einstellung gefunden werden.

Literaturverzeichnis

[1] Amersham Buchler GmbH & Co KG
Produktbeschreibung der $^{137}Cs - \gamma - Quelle$

[2] Austria Microsystems International
AMS 1.2μ CMOS Process Parameters
Graz, Österreich

[3] Burr-Brown
IC Data Book

[4] Comlinear Corporation
Datenblatt zum Videotreiber CLC 415

[5] DESY-PRC 94/02, May 1994
HERA-B; An Experiment to study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring
Proposoal

[6] DESY-PRC 95/01, January 1995
HERA-B: An Experiment to study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring
Design Report

[7] DL305-FADC (100 MHz)
User's Guide
Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[8] Eisele, Franz
persönliche Mitteilungen
Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[9] Fallot-Burghardt, Wolfgang
Persönliche Mitteilungen, Dissertation in Vorbereitung
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

[10] Fallot-Burghardt, Wolfgang
Diplomarbeit:"Strahlenschäden in dem CMOS Verstärker- und Auslesechip VIKING 2"
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelb