

Ladungssammlung in doppelseitigen Silizium-Streifendetektoren für H1

Hubert Niggli

Diplomarbeit
Institut für Teilchenphysik
ETH Zürich

Oktober 1994

Zusammenfassung

Das Institut für Teilchenphysik der ETH Zürich und das Paul Scherrer Institut bauen gemeinsam einen Silizium-Vertex-Detektor für das H1 Experiment beim HERA Speicherring am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY). Dabei werden neu entwickelte Silizium-Streifendetektoren mit doppelter Metallisierung auf der n-Seite verwendet. Gleichfalls neu ist der Auslesechip, der über eine Selbstlesearchitektur mit Signalspeicherung in einer digital gesteuerten Analog-Pipeline verfügt.

Untersucht wurden in der vorliegenden Arbeit die Funktion des Gesamtsystems von Detektor und Auslesechip, die Depletionsspannung der verwendeten Detektoren, das Leckstromabsorptionsvermögen des Vorverstärkers, die kapazitive Ladungsteilung und die mittlere Ladungssammlungseffizienz, sowie die Antikorrelation des Rauschens benachbarter Vorverstärker.

Die kapazitive Ladungsteilung, die Ladungssammlungseffizienz und die Rauschkorrelation hängen stark vom Vorverstärker (speziell dem Verstärkungsfaktor) und den Kapazitäten zu Grund auf den Detektoren ab.

Ein Modell zur Berechnung dieser Grössen wird entworfen.

Inhaltsverzeichnis

1	Der H1 Silizium Vertex Detektor (CST)	2
1.1	Physik mit dem Vertex Detektor	2
1.2	Silizium - Detektoren	5
1.3	Der H1 Silizium Vertex Detektor	14
2	Messanordnung und Eichung des Pulsers	38
2.1	Messanordnung	38
2.2	Eichung des Lichtpulsers	40
3	Messungen	45
3.1	Ströme in den Vorverstärker	45
3.2	Lokale Depletionsspannung	49
3.3	Kapazitive Ladungsteilung	53
3.4	Korreliertes Rauschen	59

Kapitel 1

Der H1 Silizium Vertex Detektor (CST)

1.1 Physik mit dem Vertex Detektor

H1 ist einer der Detektoren beim HERA Speicherring am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg. Dort werden Positronen und Protonen mit Energien von 30 bzw. 820 GeV zur Kollision gebracht (Abb. 1.2). Die von HERA gelieferte Luminosität beträgt im Jahre 1994 etwa 5 pb^{-1} . Beruhend auf einem Vorschlag vom Juli 1992 hat sich die H1 Kollaboration zum Einbau eines Silizium Detektors entschlossen. Dieser besteht aus dem Central Silicon Tracker (CST), dessen Detektoren in der vorliegenden Arbeit untersucht wurden, und dem Backward Silicon Tracker (BST), der vom Institut für Hochenergiephysik Zeuthen gebaut wird. Die Aufgabe des CST ist die Erkennung von Ereignissen mit schweren Quarks. Diese werden in der Positron-Proton-Streuung hauptsächlich durch Photon-Gluon-Fusion produziert. Einen kleinen Teil zum totalen Produktionsquerschnitt tragen auch der hadronische Teil des Photons und der intrinsische Gehalt an schweren Quarks im Proton bei. Baryonen

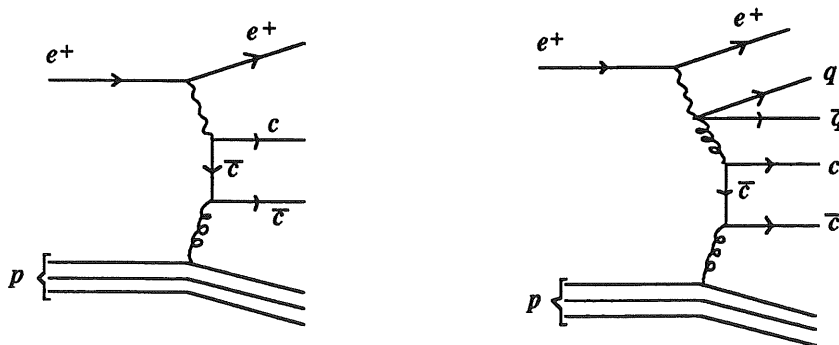


Abbildung 1.1: Feynman Graphen der Photon-Gluon-Fusion und einer Streuung am hadronischen Teil eines Photons.

und Mesonen mit einem schweren Quark haben eine Zerfallslänge von etwa 100 Mikrometern, sodass es mit einem hochauflösenden Detektor möglich ist, die Topologie eines Ereignisses zu rekonstruieren und damit in der Datenanalyse den Untergrund von Zerfällen mit leichten Quarks drastisch zu reduzieren. Der CST wird aus zwei Lagen von Siliziumdetektoren bestehen, die bei Radien von 57.5 mm und 97 mm einen Bereich von ± 177 mm um den Wechselwirkungspunkt abdecken. Mit doppelseitigen Streifendetektoren wird eine Ortsauflösung von $10 \mu\text{m}$ in der ϕ -Projektion und von $25 \mu\text{m}$ in der z -Koordinate angestrebt.

Durch den Vertex Detektor werden folgende Messungen verbessert oder erst ermöglicht:

- Totaler Charm Wirkungsquerschnitt
- Gluon Struktur Funktion bei kleinem x_g (0.001 bis 0.1)
- $D^0 - \bar{D}^0$ -Mischung und Suche nach doppelt Cabibbo unterdrückten Zerfällen mit sehr kleinem Verzweigungsverhältnis
- Suche nach im Standardmodell verbotenen Zerfällen (Lepton Zahl verletzende Zerfälle) und Messung der Raten von Flavour verändernden neutralen Strömen (FCNC)
- Spektroskopie von Baryonen mit Charm.

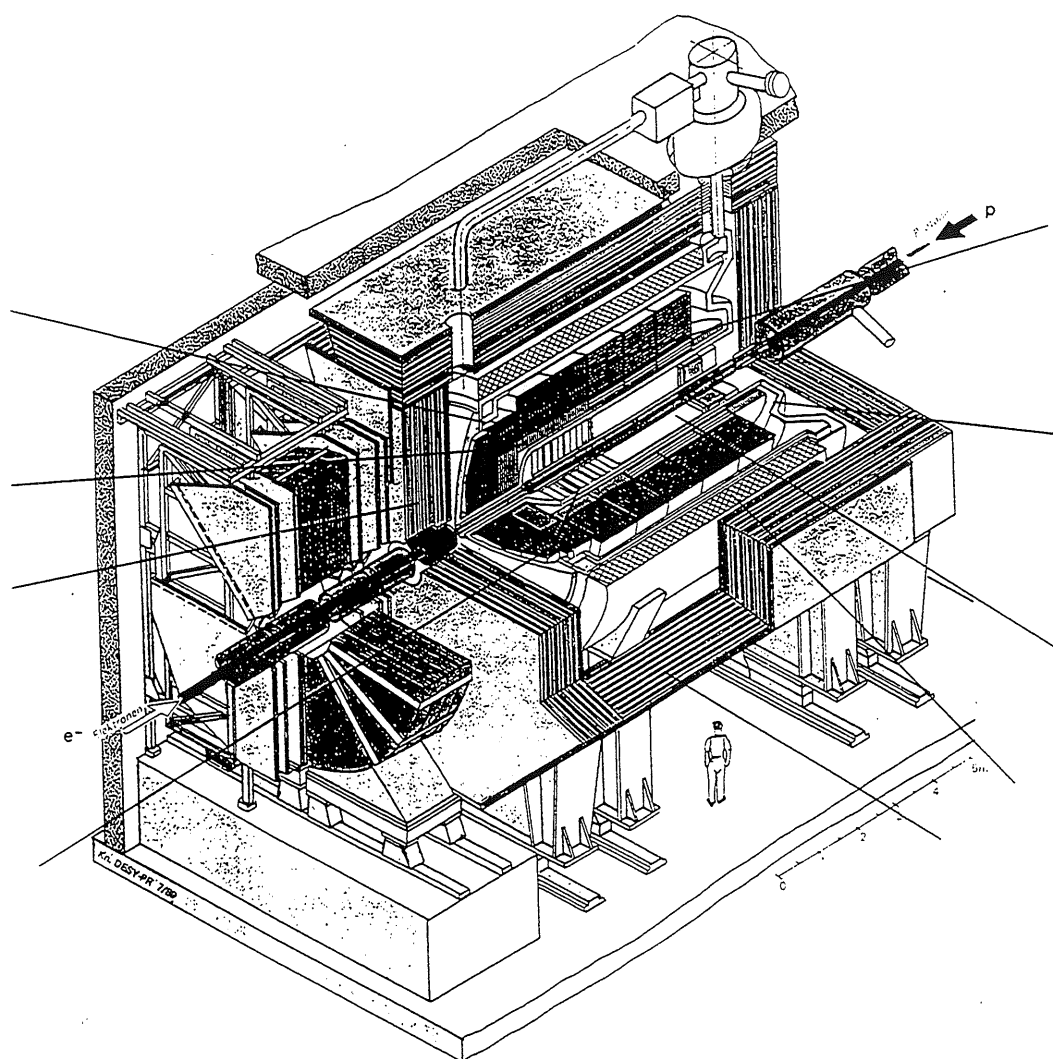


Abbildung 1.2: Der H1 Detektor bei HERA.

1.2 Silizium - Detektoren

1.2.1 Die rückwärts gespannte Diode

Der pn-Kontakt

Die meisten Methoden zur Detektion von geladenen Teilchen nutzen die Tatsache aus, dass diese beim Durchgang durch Materie ionisierend wirken. Im Falle von Silizium-Detektoren durchquert ionisierende Strahlung einen Silizium-Kristall und es entstehen Elektron-Loch-Paare. Im Mittel müssen dafür 3.6 eV pro Paar aufgewendet werden. Ihre Rekombination wird durch ein äusseres elektrisches Feld verhindert und die Elektronen auf der positiven bzw. die Löcher auf der negativen Elektrode gesammelt. Das entstandene Signal kann mit Hilfe von rauscharmen, ladungssensitiven Verstärkern gemessen werden. In Figur 1.3 ist ein Beispiel einer Halbleiterdiode gezeichnet.

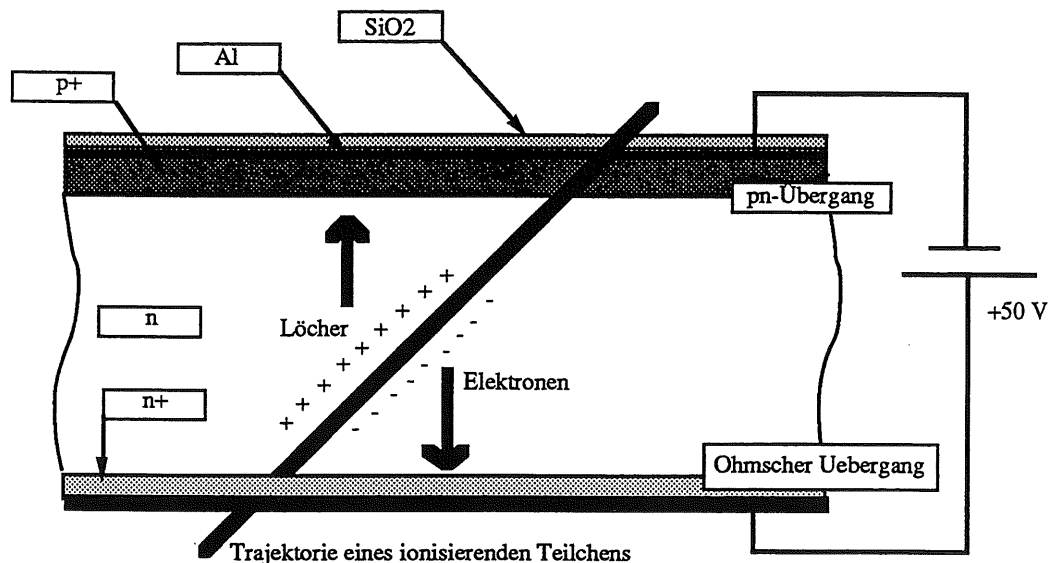


Abbildung 1.3: Einfache, rückwärts gespannte Diode als Teilchendetektor.

Auf hochreines Silizium mit einer netto n-Dotierung (die typische Resistivität des hochreinen Siliziums der Firma Wacker (Burghausen, D), welches beim H1 CST verarbeitet wurde, beträgt 10 bis 20 k Ω cm) werden auf einer Seite (sog. p-Seite) Bor-Ionen implantiert. Dabei ist das Dotierungsprofil typisch wie im Bild 1.4 und kann daher durch einen abrupten Uebergang von stark p- zu schwach n-dotiertem Gebiet gut approximiert werden. Darüber kommt eine Al-Schicht zur elektrischen Kontaktierung (der Metall/Halbleiter-Uebergang spielt in diesem Kontext keine Rolle), und eine SiO₂- (Glas-) Schutzschicht. Es entsteht wie folgt eine von beweglichen Ladungsträgern freie Zone (Depletionszone): Elektronen aus dem n-dotierten Gebiet diffundieren in das p-dotierte Gebiet und rekombinieren dort (ebenso diffundieren Löcher vom p-Gebiet ins n-Gebiet). Es bleiben die

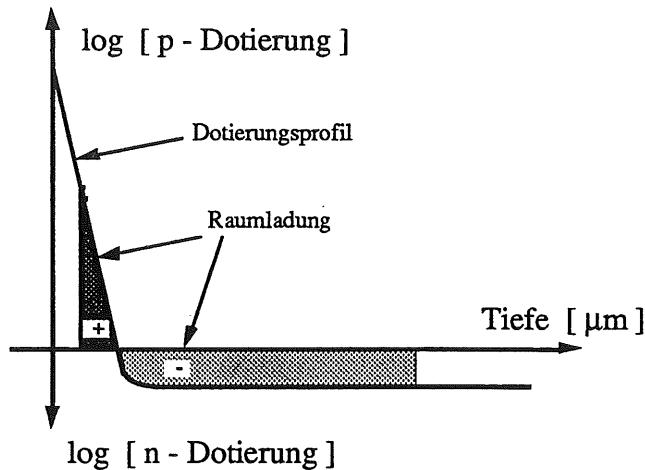


Abbildung 1.4: Dotierungsprofil und Raumladung bei einem n-Substrat mit p-Implantat. Der pn-Übergang liegt typischerweise in einer Tiefe von 1µm.

unbeweglichen Dotierungsionen zurück, die in das Kristallgitter eingebaut sind, wodurch sich ein lokales elektrisches Feld aufbaut, das der Diffusionsbewegung entgegengesetzt ist. Auf beiden Seiten des pn-Kontakts haben sich Zonen ohne bewegliche Ladungsträger ausgebildet, jedoch mit einer effektiven Raumladung durch die fixierten Dotierungsionen. Für Elektronen lautet die Bilanzgleichung der Ströme:

$$q \mu_n (n \mathcal{E} + D_n \nabla n) = 0 . \quad (1.1)$$

Eine analoge Gleichung gilt für die Löcherströme. Der erste Term steht für den Driftstrom im elektrischen Feld \mathcal{E} und der zweite Term für den Diffusionsstrom, der durch einen Gradienten in der Elektronenkonzentration n erzeugt wird. Der Parameter μ heisst Mobilität der Ladungsträger und beträgt in Silizium bei 300 K für Elektronen $1450 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}}$ sowie für Löcher $450 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsec}}$. Der Diffusionskoeffizient ist für Halbleiter durch die *Einstein-Relation* gegeben:

$$D_{n,p} = \frac{\mu_{n,p} kT}{q} . \quad (1.2)$$

Für Raumtemperatur ($T = 300 \text{ K}$) gilt zudem:

$$\frac{kT}{q} = 25.9 \text{ mV} , \quad (1.3)$$

das Inverse dieses Ausdrucks wird häufig mit β bezeichnet.

Modell

Für einfache Rechnungen verwendet man das Modell von Abbildung 1.5. Im oberen Teil ist die Raumladung gezeichnet: Links für den Fall

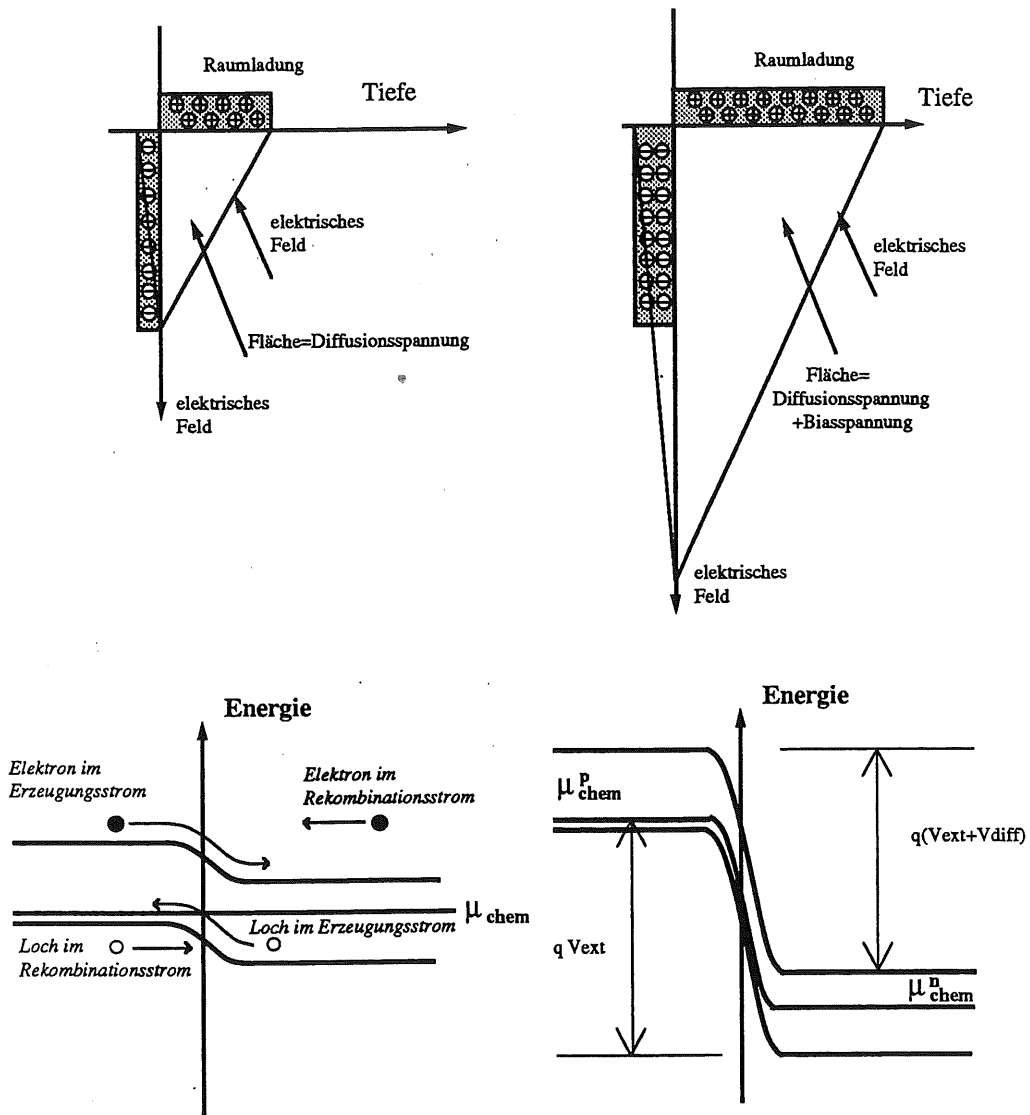


Abbildung 1.5: Oberer Bildteil: Verwendetes Modell für Raumladung und elektrisches Feld des ungespannten (links) und des rückwärts gespannten (rechts) pn-Kontakts. Unten: Schema der Energiebänder in den beiden Fällen.

ohne externe Spannung, rechts für die rückwärts gespannte Diode. Das elektrische Feld ist in beiden Fällen rechts des Kontakts linear und damit das elektrostatische Potential V quadratisch im Ort x (dies folgt für eine konstante Raumladung aus der Poisson-Gleichung). Die Gleichgewichtsverhältnisse lassen sich für beide Fälle am Energiebandschema (zweiter Teil der Figur 1.5) ablesen. Ohne Biasspannung (links) ist der Kontakt im thermodynamischen Gleichgewicht, sodass das chemische Potential μ_{chem} (= Fermi-Energie) räumlich konstant sein muss (dies folgt formal auch aus der Bilanzgleichung 1.1). Elektronen im Leitungsband der p-Seite (Schwanz der Fermi-Verteilung) fließen auf die n-Seite (Erzeugungsstrom) und Elektronen auf der p-Seite mit genügend viel thermischer Energie können die Potentialschwelle hin zur p-Seite überwinden (Rekombinationsstrom). Entsprechende Ströme von Löchern fließen in umgekehrter Richtung. Legt man die Diode unter Rückwärts-Spannung, so ist der Kontakt nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht, ein resultierender Strom fließt. Das äussert sich in einer Ortsabhängigkeit des chemischen Potentials μ_{chem} . Für den resultierenden Strom gilt die Abhängigkeit

$$j_{Diff} = A e^{-\frac{qV_{Diff}}{kT}} (e^{-\frac{qV_{ext}}{kT}} - 1). \quad (1.4)$$

Die Proportionalitätskonstante A lässt sich aus der Vorwärtskennlinie bestimmen. Für eine Diode von einem Wafer mit Detektoren für den H1 CST ergab sich $A = 6.55 \frac{A}{mm^2}$. Insbesondere nimmt dieser Strom also mit zunehmender Biasspannung ($V_{ext} > 0$) nicht zu.

Diffusionsspannung

Bezeichnet man die Dichte der Akzeptoren mit N_A und die Dichte der Donatoren mit N_D , sowie die intrinsische Konzentration freier Ladungsträger mit n_i , dann ist die Diffusionsspannung gegeben durch

$$V_{Diff} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right). \quad (1.5)$$

Der Wert von n_i liegt für Silizium bei 300 K bei 10^{10} cm^{-3} , d.h. heisst im betrachteten Fall resultiert eine Diffusionsspannung von ca. 0.7 V.

Depletionstiefe

Legt man nun ein äusseres elektrisches Feld (das Integral davon nennt man Biasspannung) an den pn-Kontakt an, dergestalt, dass die eingebaute Spannung verstärkt wird, verbindet man also das p-Implantat mit dem Minus-Pol und das n-Implantat mit dem Plus-Pol einer Spannungsquelle, so verbreitert sich das depletierte Gebiet auf einen Wert von (sh. [9]):

$$W = L_{Debye} \sqrt{2(\beta V_{Diff} + \beta V_{ext} - 2)}, \quad (1.6)$$

wobei die *Debye-Länge* durch den Ausdruck

$$L_{Debye} = \sqrt{\frac{\epsilon_{Si} kT}{q^2 N_D}} \quad (1.7)$$

gegeben ist. Die natürliche Depletionsbreite ist $W = 7 \cdot L_{Debye}$, also etwa 53 Mikrometer (für ein Substrat mit $N_D = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Für Biasspannungen von mehreren Volt ist

$$W = L_{Debye} \sqrt{2\beta V_{ext}} \quad (1.8)$$

eine gute Näherung. Für eine Depletionstiefe von $300 \mu\text{m}$ sind 21 V erforderlich.

Kapazität des depletierten Gebietes

Das depletierte Gebiet wirkt als Dielektrikum mit $\epsilon = \epsilon_{Si}$ und die Randzonen mit frei beweglichen Ladungsträgern als Feldplatten. Die Situation ist also äquivalent

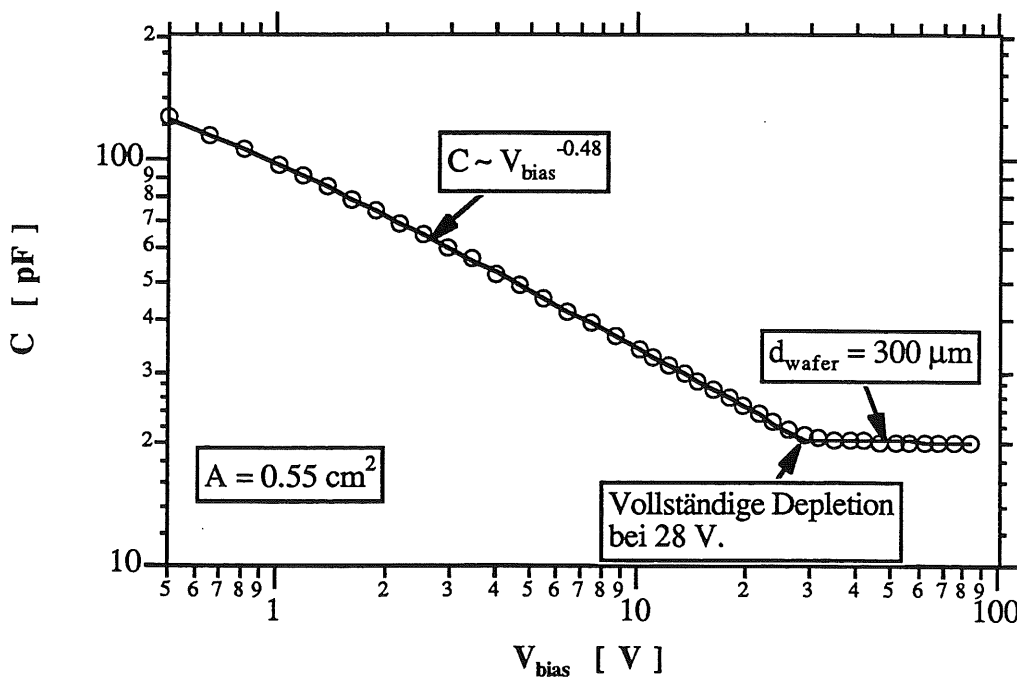


Abbildung 1.6: Gemessene C - V -Kurve einer Diode. Die durchgezogene Linie ist eine Kurvenanpassung unter Berücksichtigung der Diffusionsspannung (nach Gl. 1.7). Unter einem Volt ist der Einfluss der Diffusionsspannung als leichte Krümmung zu erkennen.

einem Plattenkondensator mit der Kapazität $C = \frac{\epsilon_{Si}}{W}$, d.h. die Kapazität einer rückwärts gespannten Diode ist in obiger Näherung gegeben durch

$$C = \frac{\epsilon_{Si}}{L_{Debye} \sqrt{2\beta V_{ext}}} \quad (1.9)$$

Diese Kapazität nimmt mit wachsender Biasspannung ab, bis das Substrat vollständig depletiert ist. Man erwartet in der $C-V_{ext}$ -Kurve einen scharfen Übergang von einer Abnahme proportional zu $V_{ext}^{-0.5}$ in einen konstanten Wert (Abbildung 1.6).

Leckströme

Ausser dem Diffusionsstrom (in der Grössenordnung $1 \frac{\text{pA}}{\text{mm}^2}$) gibt es noch Leckströme, die den rückwärts gespannten pn-Übergang durchfliessen. Zwei Typen können unterschieden werden. Zum ersten gibt es den *Volumenleckstrom*, gebildet von

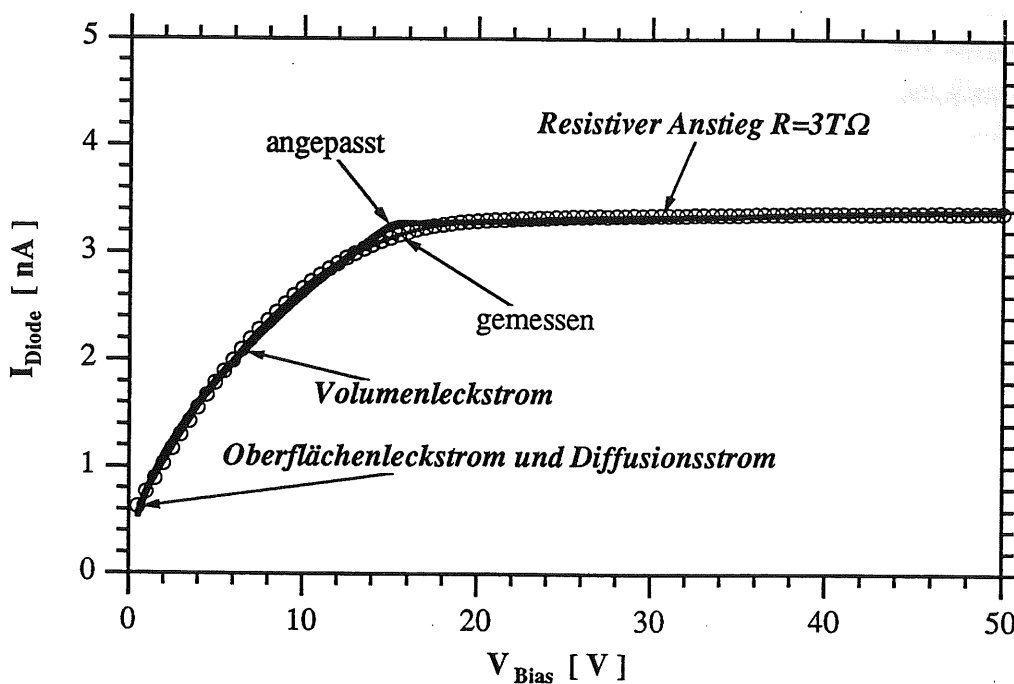


Abbildung 1.7: Strom-Spannungs-Charakteristik einer rückwärts gespannten Diode mit 21 mm^2 Fläche. Der Offset entspricht dem Oberflächenleckstrom der p-Seite und der wurzelförmige Anstieg dem Volumenleckstrom. Die angepasste Kurve ist eine Wurzelfunktion mit Offset, die abrupt in eine Gerade übergeht.

Elektron-Loch-Paaren die im depletierten Gebiet thermisch angeregt wurden. Verunreinigungen und Kristalldefekte erzeugen Energiezustände in der Nähe der Mitte der Bandlücke des Siliziumkristalls, die als Generationszentren von Elektron-Loch-Paaren wirken. Man erwartet einen Leckstrom proportional zum Volumen bzw. proportional zu $\sqrt{2\beta V_{ext}}$.

Zum zweiten sind an den Oberflächen des Wafers ebenfalls solche Energieniveaus vorhanden, Gründe dafür sind Gitterwechsel vom Diamantgitter des Siliziums zum Kristallgitter von SiO_2 , mechanische Spannungen u.v.a. mehr. Diese Niveaus erzeugen den *Oberflächenleckstrom*.

In Abbildung 1.7 ist die Strom-Spannungscharakteristik einer rückwärts

gespannten Test-Diode gezeigt. Sie hat eine Fläche von 21 mm^2 und damit einen Diffusionsstrom von etwa 0.2 nA (bei Biasspannungen einigen hundert mV oder mehr). Man erkennt den Offset, gebildet durch Oberflächenleckstrom, dann einen Anstieg proportional zur Depletionstiefe. Erreicht das depletierte Gebiet die n-Seite, geht der Leckstrom in einen fast konstanten Wert über (das weitere Wachstum ist resistiv und entspricht über $3 \text{ T}\Omega$). Bei dieser Diode hat es auf der n-Seite keine Quellen von Oberflächenleckströmen, die sich in einer Abweichung von der Geraden äussern würden.

Die Reinheit des Siliziums bestimmt also den Volumenleckstrom, die Art und Weise der Prozessierung den Oberflächenleckstrom. Das verwendete Reinstsilizium ergibt einen Wert von etwa $120 \frac{\text{pA}}{\text{mm}^2}$ Volumenleckstrom bei voller Depletion. Der Leckstrom von prozessierten Detektoren ist allerdings vorab durch Oberflächenleckstrom dominiert.

1.2.2 Signale traversierender Teilchen

Erzeugtes Signal

Gemäss der Bethe-Bloch-Formel

$$-\frac{dE}{d\xi} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4 Z}{mv^2 A} \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (1.10)$$

(Bezeichnungen: N_A = Loschmidt-Avogadro-Zahl, z = Teilchenladung in Einheiten der Elementarladung e , m = Elektronenmasse, $\beta = \frac{v}{c}$, I = mittleres Ionisierungspotential = $10 Z \text{ eV}$, $d\xi = dx \cdot \text{Dichte des Materials}$) hat der *mittlere* Energieverlust relativistischer Teilchen bei $\beta\gamma = 3$ ein Minimum und beträgt für Silizium (unabhängig von der Teilchenmasse) etwa $390 \frac{\text{eV}}{\mu\text{m}}$. Solche Teilchen werden Minimum Ionizing Particles (kurz MIPs) genannt. Bei einem durchschnittlichen Energieaufwand von 3.6 eV pro Elektron-Loch-Paar werden von einem MIP also im Durchschnitt $32'000$ Elektron-Loch-Paare produziert. Allerdings gibt es starke Abweichungen von diesem Mittelwert. Die Landau-Verteilung (sh. [10]) gibt für dünne Schichten approximativ die Energieverlustverteilung. Abbildung 1.8 zeigt ein gemessenes Signalspektrum von einer Strontium-Quelle. Die Spitze liegt bei dem *wahrscheinlichsten* Signal und dem entsprechen etwa $22'000$ Elektron-Loch-Paare.

Drift und Diffusion

Gleich nach der Erzeugung durch ein ionisierendes Teilchen sind die Elektron-Loch-Paare noch eng beieinanderliegend. Zur Erzeugung eines Paares wird im Durchschnitt etwa 3.6 eV aufgewendet, die Elektronen sind also im wesentlichen ruhend (zu vergleichen ist die durch den Stoss übertragene kinetische Energie mit der Energie, welche die Elektronen und Löcher im äusseren Felde erreichen). Trotzdem ist die Rekombination wegen der extrem geringen Dichte an Ladungsträgern zu vernachlässigen. Immerhin ist die erzeugte Ladungsdichte höher als die Dichte an fixierten Verunreinigungs-Ionen, man erwartet deshalb eine gegenseitige Beeinflussung der beweglichen Ladungsträger. Die Diffusion ist aber über diesen

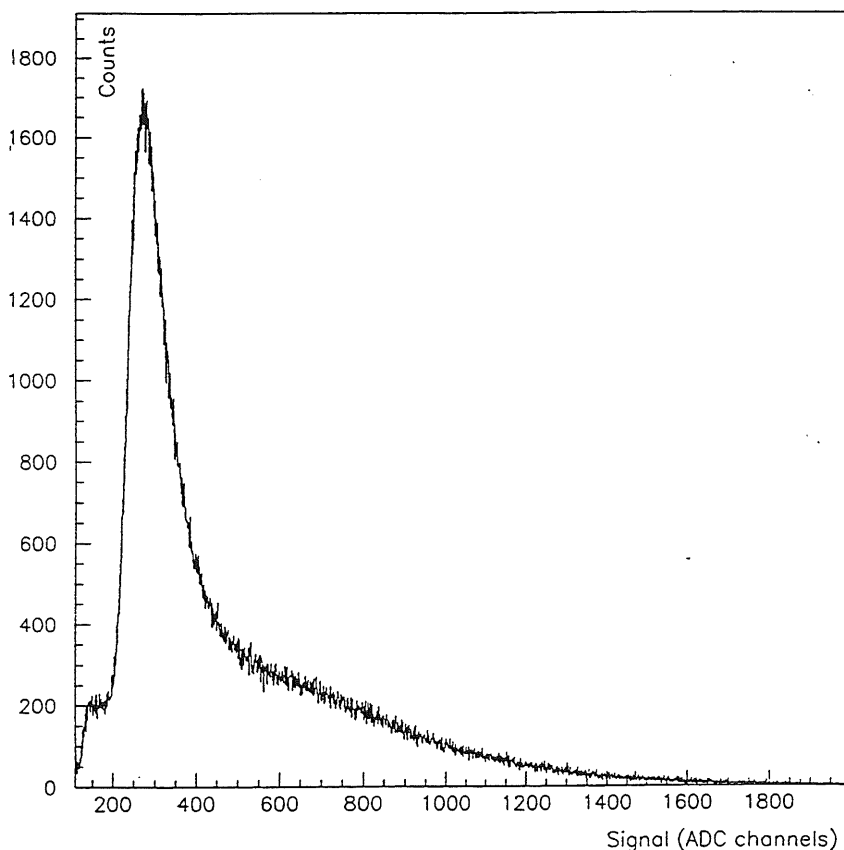


Abbildung 1.8: *Signal-Spektrum einer Sr^{90} -Beta-Quelle, gemessen mit einer Silizium-Diode.*

Effekt dominant und zwingt die Elektronen und Löcher auseinander, sodass sie frei driften können. Dabei erzeugen sie ein elektrisches Feld, das auf den Elektroden auf beiden Seiten Spiegelladungen bindet, die durch einen Strom aus den Vorverstärkern zufließen müssen. Das entstehende Ladungsdefizit auf der Rückkopplungskapazität ist dann das zu verstärkende Signal.

Wegen der grösseren Mobilität der Elektronen driften diese etwa dreimal schneller als die Löcher zu den Elektroden. Zu den Driftzeiten in Abhängigkeit des angelegten Feldes sh. Abb. 3.9.

Die Ortsauflösung erhält man durch eine Segmentierung der Implantate (Elektroden) in Streifen, wodurch das Driftfeld entsprechend modifiziert wird. Die Ladung sammelt sich dann bei den nächstgelegenen Streifen.

Die zwei wesentlichen Vorteile von Silizium Detektoren zur Ortsmessung gegenüber von Driftkammern sind die bedeutend bessere Ortsauflösung (erreichbar

sind einige Mikrometer) und die schnellere Ladungssammlung. Nur dank der kurzen Ladungssammelungszeit ist es möglich, noch vor dem nächsten Strahlkreuzung von HERA ein Signal zu verstärken und in einer Pipeline abzuspeichern.

Neben der Tatsache, dass für hochreines Silizium eine kleinere Spannung zur Depletion ausreicht und damit die Leckströme klein gehalten werden können, wird jetzt noch ein Vorteil von hochreinem Silizium sichtbar: Die Driftzeit und damit auch die Zeit für die Diffusion verlängert sich bei kleinerer Betriebsspannung, was sich in einer ausgeprägteren Ladungsverteilung bemerkbar macht. Das verbessert die Ortsauflösung des Detektors.

1.3 Der H1 Silizium Vertex Detektor

1.3.1 Aufbau

Konzentrisch umschliesst der Silizium Vertex Detektor (CST) das Strahlrohr. Er besteht aus zwei Lagen von regulären Prismen mit 12 respektive 20 Flächen in Abständen von 57.5 und 97.0 mm von der Strahlachse (Abbildung 1.9). Die Länge ist der Grösse der Wechselwirkungszone bei H1 angepasst und beträgt 35.4 cm.

Die Ausleseelektronik ist auf Hybriden an beiden Enden der Detektoren bei den Endflanschen positioniert, dazwischen liegt nur aktive Detektorfläche. Da die Grösse der einzelnen Detektorelemente auf etwa 6 cm beschränkt ist, müssen mehrere Detektoren in Serie geschaltet werden, um auf eine ausreichende Länge zu kommen. Die mechanische Verbindung wird durch seitlich angeklebte Kohlefaserstreifen bewerkstelligt. Jeweils drei Sensoren sind miteinander und mit dem an einem Ende angebrachten Hybrid durch Aluminiumdraht-Bonds streifenweise elektrisch verbunden.

1.3.2 Die Detektoren

p-Seite

Auf einer Seite des 300 μm dicken hochresistiven Substrats ist auf 1280 Streifen im Abstand von 25 μm Bor implantiert. Die Streifenbreite beträgt 12 μm . Hier bildet sich der pn-Kontakt aus (Abbildung 1.12). Die von einem traversierenden Teilchen erzeugten Ladungen driften entlang den Feldlinien zu den Implantaten und erzeugen in der im vorigen Kapitel beschriebenen Art und Weise ein Signal auf den Streifen. Die Auflösung des Detektors ist bei senkrechtem Einfall abhängig vom Abstand der Streifen (bei schrägen Spuren ist die Abhängigkeit der Auflösung vom Streifenabstand nur noch schwach (sh. [6])). Dabei muss aber nicht jeder Streifen ausgelesen werden, da Hochimpedanz-Zwischenstreifen kapazitiv an die Nachbarstreifen koppeln (Abbildung 1.12) und sich die auf ihnen deponierte Signalladung als Spiegelladung auf den ausgelesenen Streifen wiederfindet. Das funktioniert im Prinzip mit mehreren Zwischenstreifen, solange die Kapazität zwischen den Streifen über die Kapazität zur n-Seite dominiert. Die Ortsbestimmung erfolgt dann durch eine Interpolation der gemessenen Ladungen und setzt ein hinreichend gutes Signal/Rauschen-Verhältnis voraus. Die Diffusion verbreitert zudem das Signal, wie gesehen, sodass ein zu enger Streifenabstand bei fixer Dichte ausgelesener Streifen sich mehr in einem Signalverlust als in besserer Ortsauflösung bemerkbar macht. Ein Abstand von 50 μm der ausgelesenen Streifen und ein Streifen dazwischen stellt einen guten Kompromiss dar. Das aktive Detektorvolumen ist durch mehrere p⁺-Schutz- („guard-“) Implantate begrenzt und vor Leckströmen, die an den Sägekanten entstehen können geschützt. Für die ausgelesenen Streifen gibt es jeweils mehrere Bondpads und auch für die Zwischenstreifen existiert jeweils eine Kontaktmöglichkeit.

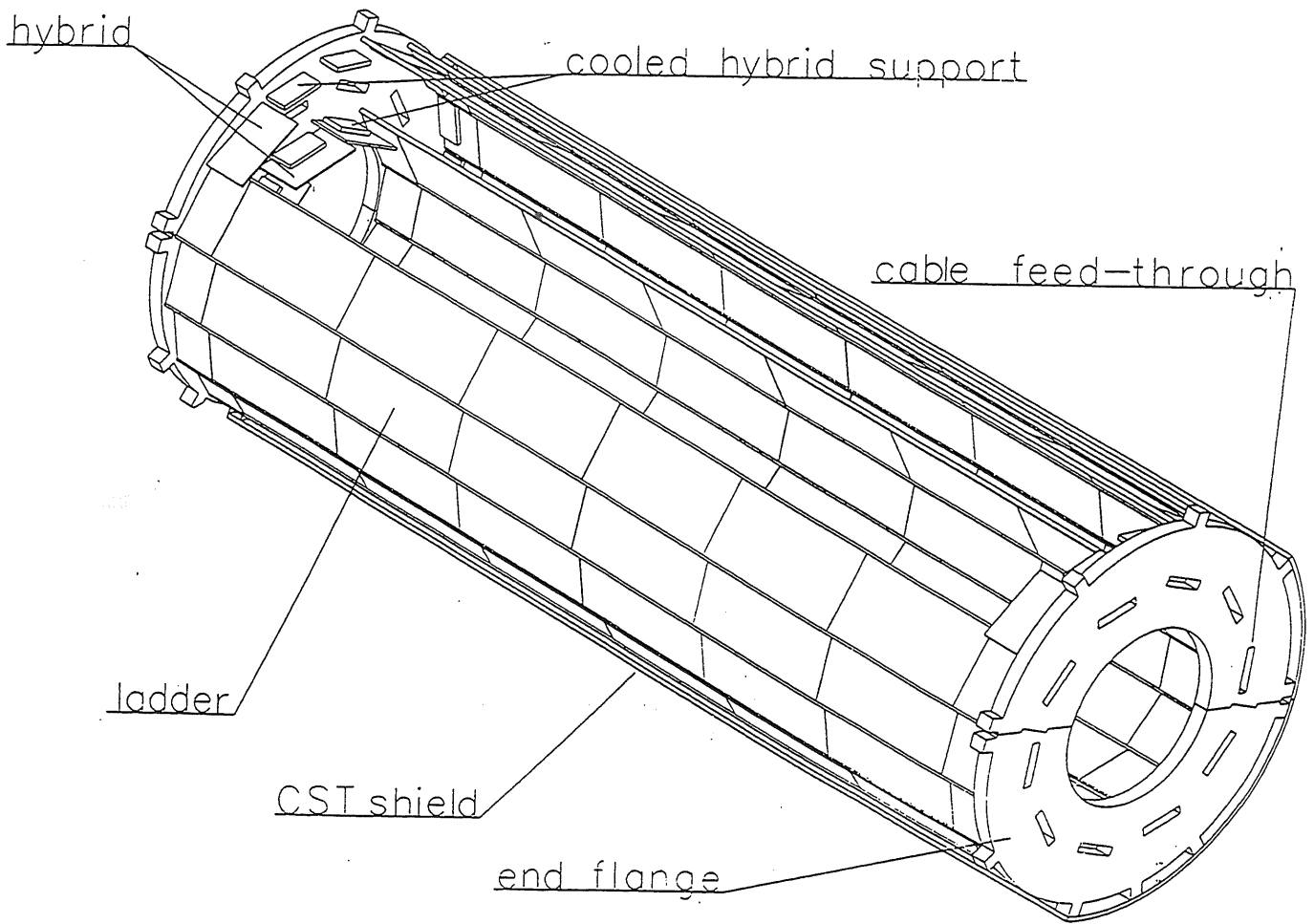


Abbildung 1.9: Der H1 Silizium Vertex Detektor.

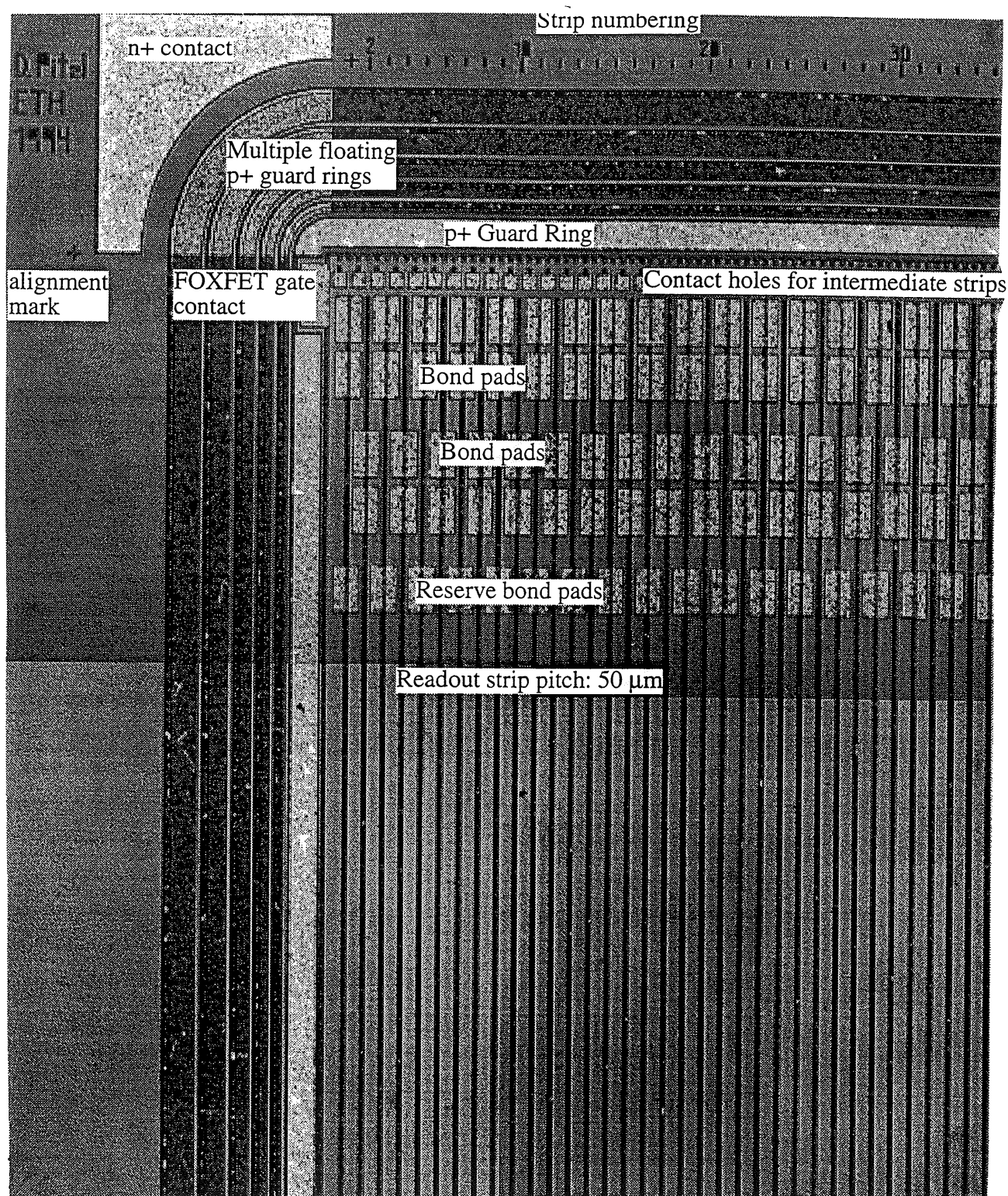


Abbildung 1.10: Photographie der p-Seite.

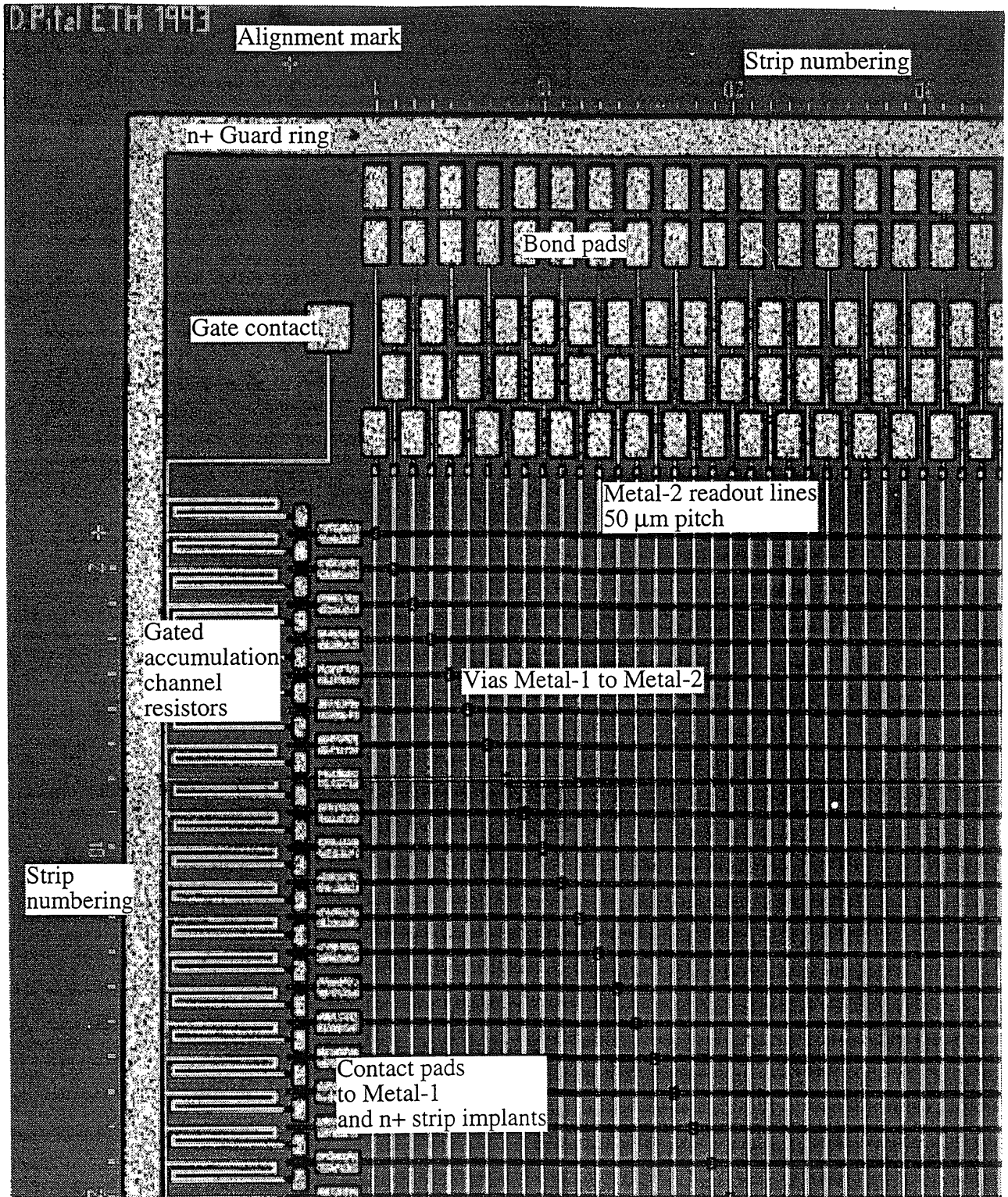


Abbildung 1.11: Photographie der n-Seite.

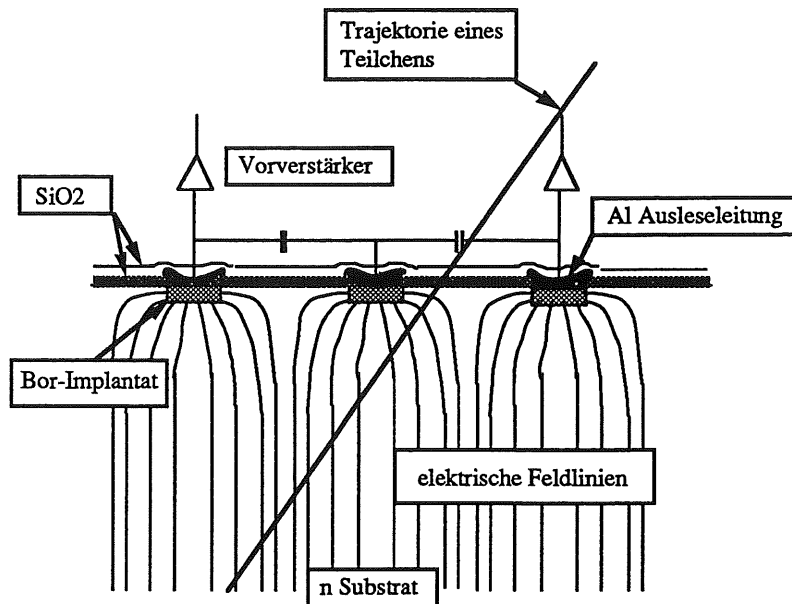


Abbildung 1.12: *Feldlinienbild der p-Seite mit Zwischenstreifen. Ladung die auf einem Zwischenstreifen gesammelt wird koppelt aufgrund der Kapazität zwischen den Metallstreifen auf die benachbarten ausgelesenen Streifen.*

n-Seite

Auf der n-Seite treten zwei neuartige Probleme auf. Erstens ist durch die Anordnung der Ausleseelektronik auf nur einer Seite (dies ist bei Collider-Experimenten sehr wünschenswert um totes Material im Zentralbereich zu vermeiden) eine *zweite Metallisierung* für die Ausleseleitungen erforderlich. Andererseits müssen die n⁺-Implantate voneinander *isoliert* werden, da hier kein pn-Übergang für eine natürliche Trennung sorgt und alle Streifen resistiv kurzgeschlossen sind (der physikalische Grund für eine Leitfähigkeit liegt vor allem in positiven ortsfesten Oxidladungen im Übergangsbereich vom Silizium zum Siliziumdioxid, die zu einer Elektronenakkumulationsschicht führen). Man benötigt daher spezielle Vorkehrungen zur Isolation der Streifen (sh. [8]). Verwendet wurden zu diesem Zweck p-Stop-Implantate. Abbildung 1.11 zeigt eine Photographie der n-Seite. Die Anzahl Streifen ist gegeben durch die Anzahl der Ausleseleitungen, und da p- und n-Seite mit denselben Auslesechips bestückt sind, ist bei dem verwendeten Länge zu Breite Verhältnis der Abstand der ausgelesenen Streifen auf der n-Seite 88 μm .

Isolation

Es gibt zwei Möglichkeiten zur Isolation: p^+ -Stop-Implantate und MOS-Strukturen. Beide Methoden werden heute in Experimenten erfolgreich eingesetzt. Bei der MOS-Methode wird ein Metall- oder Polysilizium-Gate zwischen den Streifen auf die SiO_2 -Schicht gelegt, sodass durch Anlegen einer Spannung die Akkumulationsschicht kontrolliert werden kann. Es gibt dabei noch die Möglichkeit, bei AC-Kopplung, das erste Metall breit zu gestalten und als Gate zu verwenden. Beim H1 CST wurde jedoch der Implantation von p^+ -Stop Streifen der Vorzug gegeben. Diese Methode ist konzeptionell einfacher, erfordert jedoch eine zusätzliche Implantation. Zwischen die n^+ -Streifen werden zusätzliche p^+ -Streifen implantiert. Das ergibt jeweils einen pn-Uebergang und damit eine isolierende Schicht, die den leitenden Elektronen-Kanal unterbricht. Zu beachten ist, dass die Streifen erst dann voneinander isoliert sind, wenn der Detektor voll depletiert ist. Interessant im Zusammenhang mit den Kapazitätsproblemen auf der n-Seite ist die Frage nach dem optimalen Design dieser Isolationsstreifen (sh. [4]).

2. Metallisierung

Da die Elektronik wie beschrieben nur an den Enden des Detektors angebracht werden soll, müssen die das Signal sammelnden Streifen mit orthogonalen Leitungen auf einer zweiten Metallisierung ausgelesen werden. Das kompliziert die Herstellung der Detektoren nicht unwesentlich. Da jeder Streifen von 640 Ausleseleitungen gekreuzt wird, ist auch eine sehr kleine Kapazität zwischen den Metallisierungen nicht zu vernachlässigen, sondern äussert sich in einer Vergrößerung der Eingangslastkapazität des Vorverstärkers. Man muss aus verschiedenen Gründen (sh. später) diese Kapazität minimieren, was unter anderem durch ein dickes Oxid zwischen den Metallen bewerkstelligt wird. Diese Schicht hat bei den verwendeten Detektoren eine Dicke von $5\mu\text{m}$, also ein Mehrfaches der Dicke einer Metallschicht.

1.3.3 Der Vorverstärkerchip APC 64/128

Anforderungen

Für den H1 Vertex Detektor musste ein spezieller VLSI Chip zur Auslese der hohen Anzahl an Streifen entwickelt werden (Ref. [3]). Eine Herausforderung stellte dabei die hohe Strahlkreuzungs-Rate von 10.4 MHz am HERA dar. Die erste Triggerstufe tritt erst nach 24 weiteren Strahlkreuzungen ein, was eine Zwischenspeicherung der Signale aller Streifen notwendig macht. Der Auslesechip hat zusammengefasst folgende Aufgaben:

- Schnelle, rauscharme, leistungsarme Verstärkung der Signale auf den Streifen: Die Ladungsintegration auf dem Vorverstärker und die Signalabspeicherung in der Pipeline muss innerhalb von 96 nsec abgeschlossen sein.
Wegen der Kleinheit der Signale von von typisch 4 fC (1 MIP) ist das Vorverstärkerrauschen für eine erfolgreiche Signalerkennung und Ladungsinterpolation von entscheidender Bedeutung. Die enorme Anzahl an Kanälen verlangt nach einem besonders leistungsarmen Vorverstärker.
- Zwischenspeicherung der Signale der jeweils letzten 32 Strahlkreuzungen.
- Bereitstellung der Möglichkeit einer seriellen Auslese aller Streifen: Die Signale aller Streifen einer früheren Strahlkreuzung müssen seriell ausgelesen werden können, um die Zahl der Ausleseleitungen gering zu halten.

Hergestellt wurde der Auslesechip APC64 (Analog Pipeline Chip mit 64 Kanälen) im 2μ -SACMOS Prozess der Firma FASELEC in Zürich. Er stellt den letzten Prototypen für den H1 Vertex Detektor dar. Die endgültige Version APC128 hat doppelt so viele Kanäle und wurde in einigen Punkten noch wesentlich verbessert (mehr dazu später). Dieser ist zur Zeit in Produktion und wird im neueren SACMOS 1μ -Prozess gefertigt.

Der Schaltkreis

Abbildung 1.13 zeigt schematisch *einen* von 64 Auslesekanälen. Links befindet sich der Signaleingang, der durch einen Bonddraht mit einem Streifen des Detektors verbunden ist. Das Signal gelangt über einen ladungssensitiven Vorverstärker und einen bandbreitenbeschränkenden Widerstand (Band Width Limiting Resistor R_{BWL}) auf den Bus der Analog-Pipeline, wo die Signale zwischenspeichert werden. Für jeden Kanal hat die Pipeline eine Tiefe von 32 Speicherkapazitäten, es handelt sich also insgesamt um 32×64 Kapazitäten, wodurch die Grösse des Chips im wesentlichen bestimmt ist. Der Chip hat zwei Betriebsmodi: Eine Datennahmephase in der die Pipelinekapazitäten zyklisch immer wieder überschrieben werden, und eine Auslesephase nach Eintreffen eines Triggersignals, während der der Chip nicht sensitiv ist. Am rechten Bildrand ist der Ausleseteil mit dem Auslese-Schieberegister zu erkennen. Nach Eintreffen eines Triggers müssen zunächst die Signale aus den entsprechenden 64 Pipelinekapazitäten auf die Latch-Kapazitäten(C_L)

gebracht werden, wo dann ein Kanal nach dem anderen an die Ausleseleitung kontaktiert werden kann. Dies geschieht, und das ist eine Neuheit an diesem Chip, durch eine Rücklese mit demselben Verstärker, der auch den Vorverstärker darstellt (self reading architecture). Die Vorteile dieser Architektur werden im Verlaufe dieses Kapitels noch zutage treten. Dann wird mit Hilfe des Ausleseregisters eine Latchkapazität nach der anderen an den Eingang des Ausgangsverstärkers angeschlossen, so dass am Ausgang des Chips die Signale der Kanäle seriell anliegen.

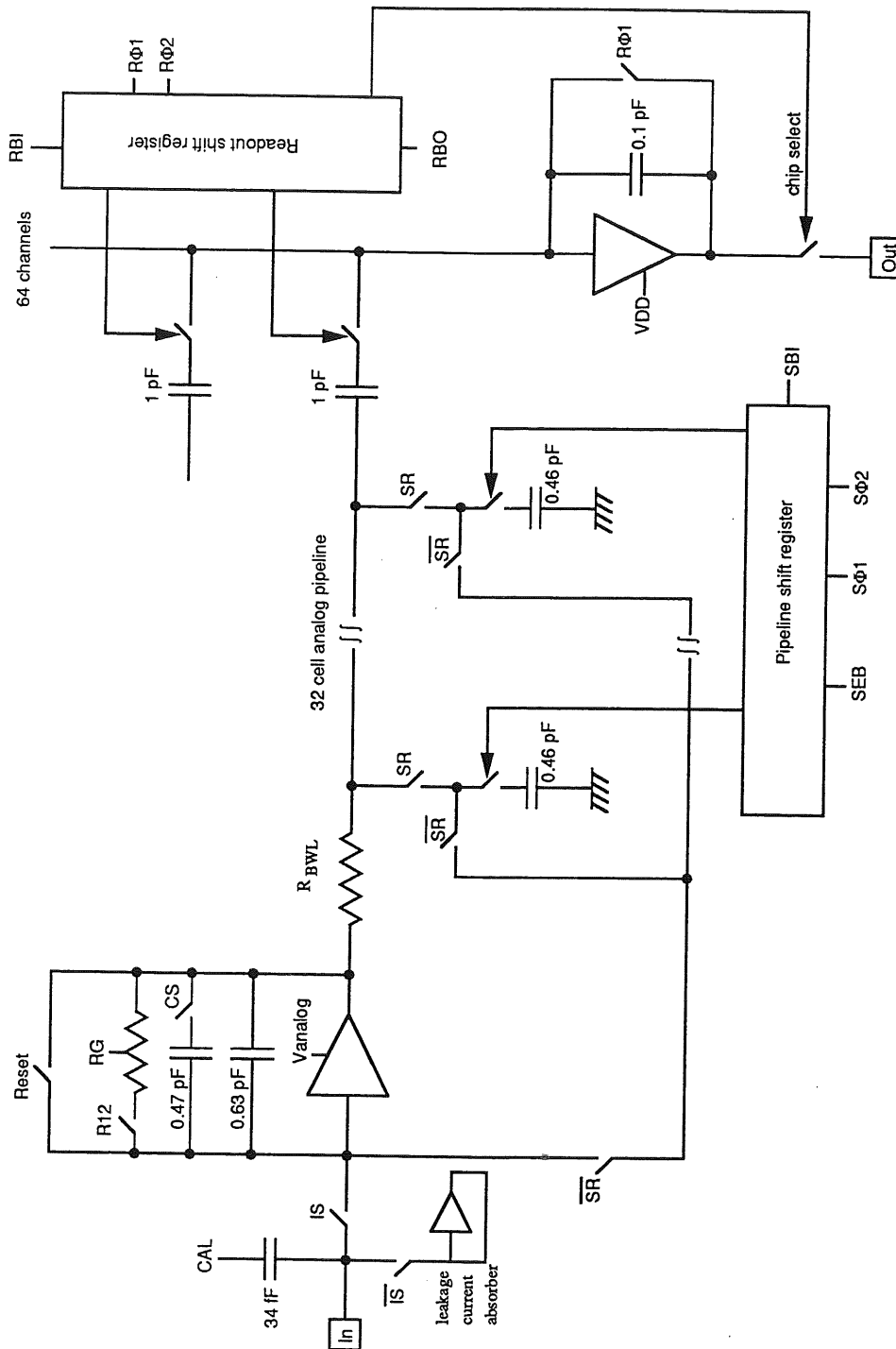


Abbildung 1.13: Schaltschema APC 64.

Der Vorverstärker

Gain und Millerkapazität

Der Vorverstärker besteht aus einer einzigen Push-Pull Inverter Stufe (sh. Abb. 1.14). Die Schaltung bietet minimales Rauschen bei gegebener Leistung (sh. Ref [11]). Die Spannung auf den beiden Gates moduliert den Strom durch die

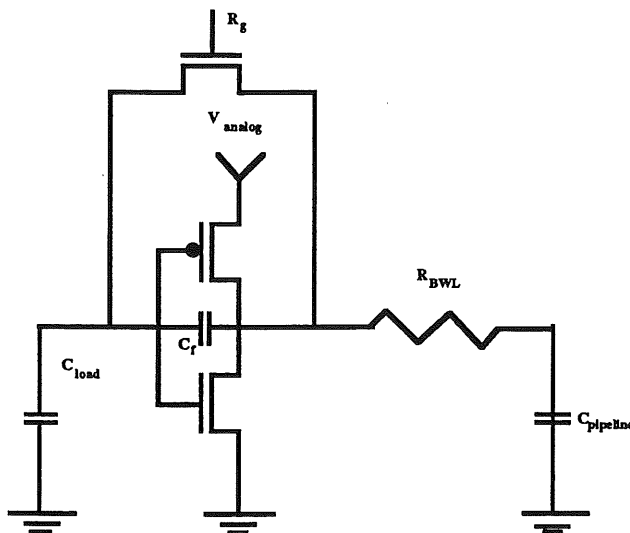


Abbildung 1.14: Vorverstärker des APC64/128. Die Rückkopplungskapazität C_f ist rein parasitär. $C_{pipeline}$ setzt sich beim APC64 zusammen aus der Latch-Kapazität und der Speicherkapazität, beim APC128 hingegen ist die Latch-Kapazität nicht als Last am Ausgang angehängt (während der Datennahme).

Transistoren in gegensätzlicher Weise, zudem wirkt jeder Transistor auf den anderen als Last. Die Transconductance g_m der ganzen Zelle ist die Summe von den beiden Transistoren. Das heisst insbesondere, dass für eine gegebene Leistung der äquivalente Rauschwiderstand lediglich die Hälfte wie für einen Transistor beträgt. Dieser ist bei 300 Mikrowatt etwa 400 Ohm. Für eine Signalladung Q_{Sign} am Eingang ergibt sich (für eine grosse Leerlaufverstärkung) am Ausgang die Spannung

$$\Delta U_{Out} = -\frac{Q_{Sign}}{C_f} . \quad (1.11)$$

Bei endlicher Verstärkung A hingegen wird nicht alle Ladung am Eingang auf der Rückkopplungskapazität C_f gesammelt. Von einer Signalladung Q_{Sign} am Eingang findet sich lediglich der Anteil

$$Q_{Amp} = Q_{Sign} \frac{C_M}{C_M + C_L} \quad (1.12)$$

auf der sog. Feedbackkapazität C_f . Die Millerkapazität $C_M = (A + 1)C_f$ reflektiert dabei den Einfluss der Verstärkung A auf die Ladungssammlung. Dies ist der Nachteil, den man bei diesem einfachen und leistungsarmen Vorverstärkerdesign in Kauf nehmen muss. Beim APC64 beträgt A ca. 110 (bei der vorgesehenen Betriebsspannung von 1.6 V), beim APC128 wurden 200 (bei $V_{\text{analog}} = 1.9\text{V}$) gemessen. Abbildung 1.15 zeigt die Verstärkung (Gain) des APC64 als Funktion der Betriebsspannung, gemessen mit dem Lichtpunktsystem (sh. Kapitel über Messanordnung). Die Feedback-Kapazität, die rein parasitärer Natur ist, beträgt

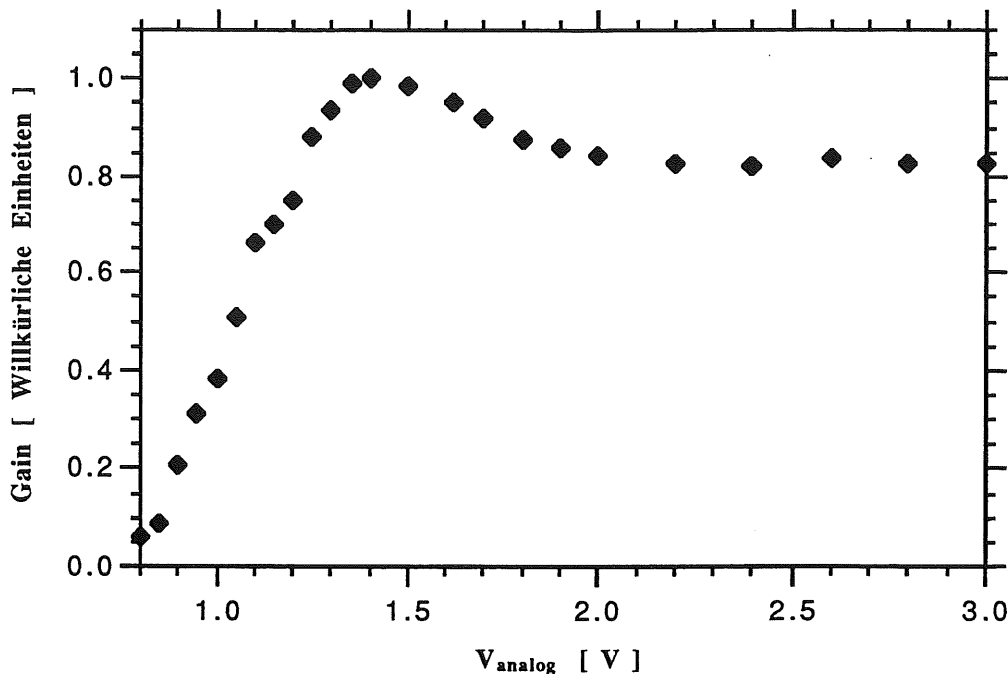


Abbildung 1.15: *Gain des APC 64 als Funktion der Betriebsspannung, gemessen mit dem Lichtpunktsystem.*

beim APC64 0.63 pF, sodass eine Millerkapazität von etwa 70 pF resultiert (APC128: ca. 0.45 pF Feedbackkapazität, also etwa 90 pF Millerkapazität).

Die Elemente in der Feedback Loop haben folgende Bedeutung:

- Kapazität 0.47 pF, zuschaltbar über Schalter Capacitor Select (CS): Erlaubt die Verstärkung von grösseren Signalen durch geringeren Gain, verwendbar im Zusammenhang mit dem Calibrate-Signal.
- Regelbarer Widerstand R_g , zuschaltbar durch R12: Die ist der Widerstand über den sich ein Signal auf einem Streifen wieder entladen kann. Bei DC-Kopplung fließt hierüber auch der Leckstrom ab. Deshalb muss in diesem Fall während der Zeit wo IS geschlossen ist auch R12 geschlossen sein. Ist das Gate von R_g nicht kontaktiert, so hat dieser Widerstand einen Wert ca. $2 \text{ M}\Omega$.
- Kapazität 0.63 pF: Dies ist die eigentliche Feedback Kapazität dieses

Verstärkers.

- Reset-Schalter: Dient zur Überbrückung des Verstärkers. Wird er geschlossen, so zwingt der Verstärkerausgang den Eingang auf sein Niveau (Arbeitspunkt).

Die Funktionsweise der Pipeline am Beispiel der Auslese mit Subtraktion

Bei allen Schaltern handelt es sich um n-FET's, d.h., dass eine Gate-Spannung von mehr als 0.7 V einen geschlossenen Schalter (leitend) und 0 V einen offenen Schalter bedeuten. Während der der ersten Phase der Datennahme (sample phase) arbeiten alle 64 Kanäle des Chips parallel, deshalb kann man sich bei der Betrachtung vorläufig auf einen Kanal beschränken.

Die Steuersignale für den Chip müssen extern von einem Pulsgenerator (pattern generator, sequencer) generiert werden.

Zu Beginn einer Betriebsphase muss der Chip in einen wohldefinierten Zustand versetzt werden (sh. Abb. 1.16). Dabei ist der Schalter Input Select (IS) geschlossen und der Detektor mit dem Eingang des Vorverstärkers verbunden. Sobald der Reset-Schalter geöffnet wird, beginnt der Vorverstärker mit seiner Arbeit und das am Eingang anliegende Signal ist am Ausgang entsprechend verstärkt vorzufinden (in jedem Fall sollte Reset als letztes betätigt werden da dieser Schalter über wesentlich bessere Schalteigenschaften verfügt als IS). Nun kann man beginnen, den Pegel der am Ausgang des Vorverstärkers anliegt mit der geforderten Frequenz auf die Pipelinekapazitäten zu schreiben. Bei H1 geschieht dies nach jeder Strahlkreuzung, d.h. alle 96 nsec. Im Sample Shift Register befindet sich ein Bit, das auf den gerade aktuellen Buffer zeigt. Dieses Bit wird durch eine Zwei-Phasen-Clock, gebildet durch $S\phi 1$ und $S\phi 2$, weitergereicht und schliesst so alle 96 nsec eine neue Pipelinekapazität an den Ausgang des Vorverstärkers an. Nach 32 Zyklen muss jeweils das Sample Bit (SBI) erneut eingegeben werden. Während der Datennahme muss das Steuersignal Sample Enable Bar (SEB) stets low sein, denn nur dann werden die Pipelinekapazitäten tatsächlich auch angeschlossen.

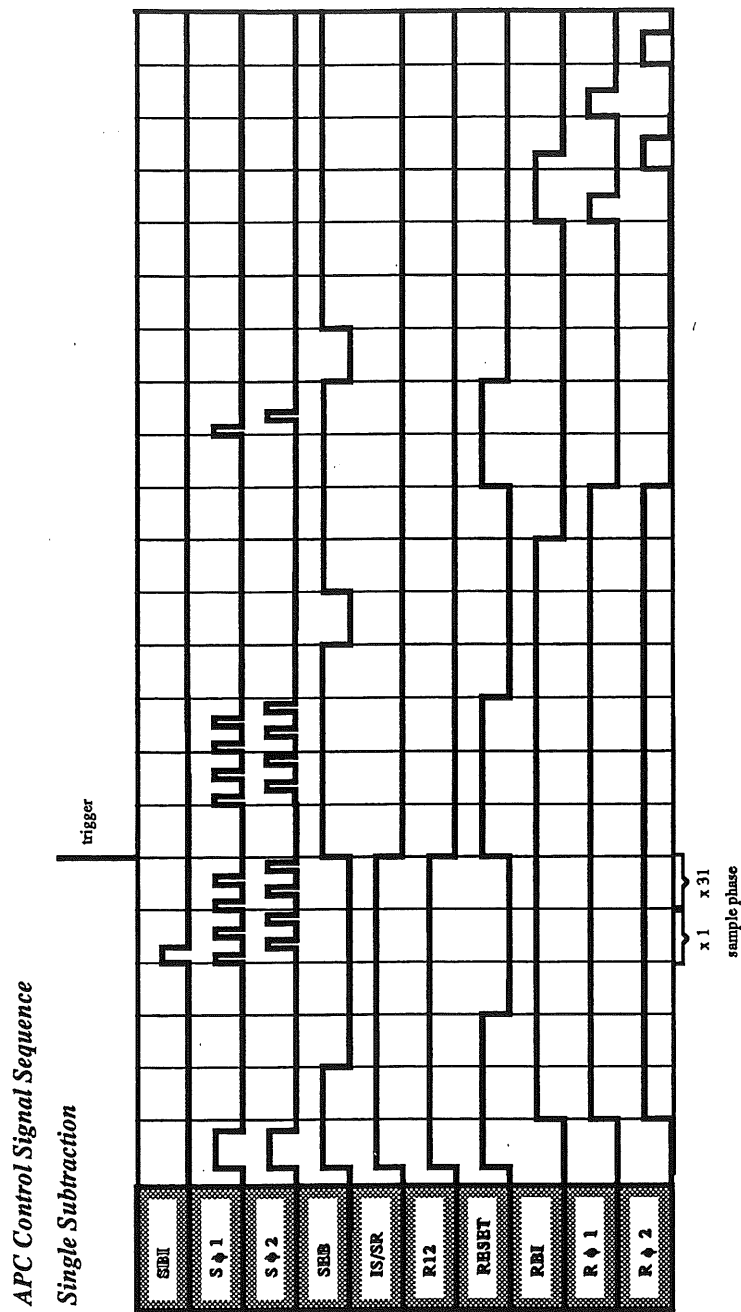
Kommt nun der Trigger, so wird die Datennahme durch Schalten von Reset abgebrochen. Gleichzeitig ersetzt durch Öffnen von IS und SR die Pipeline den Streifen als Eingang. Angenommen das Signal des Ereignisses, das den Trigger ausgelöst hat, befindet sich auf Buffer n, so gilt es zunächst das Pointer Bit auf Buffer n-1 zu setzen. Dazu ist es, je nachdem wie viele Clock Zyklen zwischen Teilchendurchgang und Trigger vergehen, notwendig, einige Buffers vorwärts zu gehen, vielleicht muss aber auch ein neues SBI eingegeben werden. Der Sequencer muss also die Möglichkeit offerieren, je nachdem wo das Sample Bit gerade steht ein anderes Bitmuster auszugeben, bis der Pointer neu positioniert ist. Nun kommt die schon erwähnte Selbstlesearchitektur zum Zuge. Die Ladung auf der Kapazität n-1 (die kein Signal enthält, nur aufintegrierte Leckströme) wird durch Schalten von SEB an den Eingang des Vorverstärkers gegeben und liegt damit als entsprechendes Potential auf der linken Seite der Latch-Kapazität an, deren rechte Seite auf dem Arbeitspunkt des Ausgangsverstärkers gehalten wird. Die Spannung über dieser Kapazität bindet eine Ladung Q_{n-1} , welche durch Ausschalten von RBI, sowie $R\phi 1$ und $R\phi 2$ auf der rechten Seite abgespeichert werden kann. Reset wird wieder

geschlossen, während man um eine Stelle im Sample Register vorwärts schaltet zum Buffer n mit dem Signal. Nun wird wieder SEB geschlossen, sodass das Signal am Ausgang des Vorverstärkers anliegt. Die Ladung vom vorherigen Buffer $n-1$, die auf der Latch-Kapazität gebunden ist wird nun elektrisch subtrahiert und auf der Latch-Kapazität liegt das gesuchte Signal an.

All diese Operationen werden auf allen 64 Kanälen eines Chips (oder auf allen Kanälen des Vertexdetektors) gleichzeitig ausgeführt. Die Signale aller Streifen liegen auf den Latch-Kapazitäten an und sind bereit zur Auslese. Ähnlich wie das Sample Register funktioniert auch das Auslese-Schiebe-Register (Readout Shift Register), dieses hat eine Tiefe von 64 Bit. Ein Bit, genannt Read Bit In (RBI) wird eingegeben und mit einer Zwei-Phasen-Clock ($R\phi 1$ und $R\phi 2$) durch das Register geschoben, wobei jeweils derjenige Kanal wo sich das Bit gerade befindet, an den Eingang des Ausleseverstärkers angeschlossen wird. So sieht man am Ausgang eine Folge von 64 Spannungspegeln. Ein Signal auf einem Kanal äussert sich dann als Abweichung nach unten (p-Seite) respektive nach oben (n-Seite). Im nächsten Abschnitt sind einige Beispiele zu finden.

Auslese ohne Subtraktion und mit Mehrfachsubtraktion Möchte man lediglich den Buffer mit dem Signal auslesen, so genügt es, in der beschriebenen Sequenz die Phase zu Beginn der Rücklese, wo SEB low ist, wegzulassen. Man sieht dann den Arbeitspunkt des Vorverstärkers, der ja bei der vorher beschriebenen Auslese mit Subtraktion wegfällt. Für die Detektion von Teilchen ist dies eine nicht sehr vorteilhafte Methode, sie ermöglicht aber die Arbeitspunktverschiebung durch Leckströme streifenweise zu messen (sh. Abschnitt Leckströme).

Eine Möglichkeit, kleine Signale besser zu erkennen, ist die Auslese mit Doppelsubtraktion. Dabei werden die Buffer $n-1$ und $n-2$ von n und $n+1$ subtrahiert. Da das Signal auf den Streifen mit einer beeinflussbaren RC-Zeit von ca. 1 bis 2 Mikrosekunden zerfällt, liegt auf $n+1$ beinahe so viel Ladung wie auf Buffer n , d.h. man hat ein fast doppelt so grosses Signal wie mit einfacher Subtraktion. Das Rauschen steigt aber auch um einen Faktor $\sqrt{2}$. Man kann analog drei oder gar vier Buffer addieren. Einschränkend sind dabei einerseits das Abfliessen der Ladung über R_g (für ein gutes Leckstromabsorptionsvermögen möchte man R_g möglichst klein halten), andererseits das $1/f$ -Rauschen des Vorverstärkers.



Oct 1994, hn

Abbildung 1.16: Sequenz der Kontrollsignale zur Steuerung des APC64 bei einer Auslese mit einfacher Subtraktion.

1.3.4 Die Rohdaten

Bild 1.17 zeigt die sequentielle Auslese von fünf Chips ohne Subtraktion, nach der optischen Übertragung. Der Einfluss der Leckströme dominiert hier das Bild. Die damit einhergehende Arbeitspunktverschiebung führt zu einer Verkleinerung des Open Loop Gains. Bei sehr grossen Leckströmen kann der Kanal saturieren und insensitive werden. Diese Arbeitspunktverschiebung ist zeitlich konstant und kann

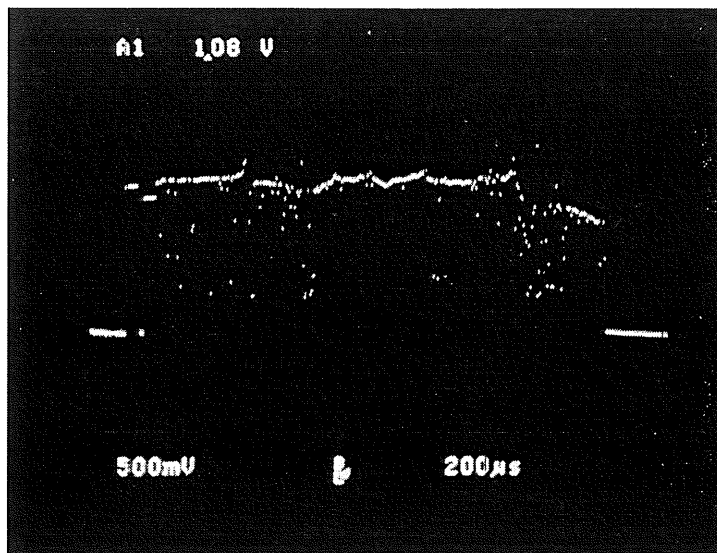


Abbildung 1.17: Auslese von 320 Kanälen ohne Subtraktion in der Pipeline. Die Auslese stellt eine eigentliche Leckstromkarte dar. Biasspannung war hier 50 Volt.

durch Buffer-Subtraktion gewissermassen zum Verschwinden gebracht werden. Man darf aber nicht vergessen, besonders im Hinblick auf die Ladungsinterpolation, dass die Verstärker bezüglich Gain und Rauschen leicht differieren. Das kann im Prinzip zu einem systematischen Fehler in der Ortsbestimmung führen.

Eine Auslese mit Subtraktion zeigt Bild 1.18. Die Subtraktion ändert nichts an der Sensitivitätsverringerung durch die Leckströme, und das hochfrequente Rauschen wird grösser. Die zweifache Abtastung und Differenzbildung hat jedoch eine Filterwirkung für tiefe Frequenzen (Ref. [5]). Der wichtigste Effekt ist jedoch, dass es nun möglich wird, eine feste Schwelle zu setzen um Signale zu erkennen. Deutlich sind nun die APC's zu erkennen. Auffällig ist der Anstieg der Auslese innerhalb eines jeden Chips. Er rührt daher, dass beim Reset des Ausleseregisters das Read Bit nicht gleichzeitig überall anliegt, sondern nur mit einer endlichen Geschwindigkeit von ungefähr 600 MHz durchläuft. Im neuen APC128 ist zusätzlich zur Verhinderung dieses Effekts ein Schalter an jedem Kanal vorgesehen, sodass es möglich wird, die Latch-Kapazitäten erst nach dem Reset zu verbinden. Es hat sich

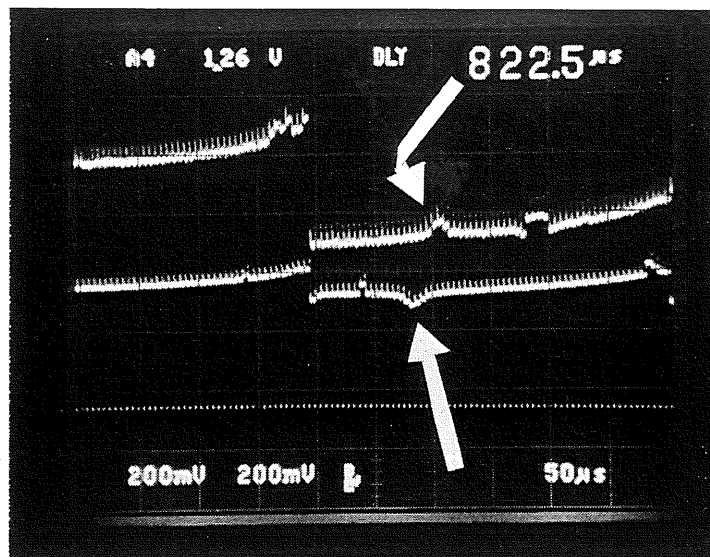


Abbildung 1.18: Auslese mit Subtraktion. Zu sehen ist die simultane Auslese von jeweils etwa eineinhalb Chips der p-Seite (unten) und der n-Seite (oben). Die einzelnen Chips heben sich durch einen charakteristischen Anstieg des Grundwertes innerhalb eines Chips deutlich voneinander ab. Auf dem Chip rechts sind Kanäle mit einem Signal von der Laserdiode zu erkennen. Sie heben sich auf der p-Seite nach unten und auf der n-Seite nach oben von den übrigen Kanälen ab.

gezeigt, dass dann die Auslese nicht mehr diesen Anstieg zeigt.

Betrachtet man die Auslese auf einem Oszilloskop, so lässt es sich so einrichten, dass nur bei jedem zweiten Durchgang des Elektronenstrahls ein Signal injiziert wird. So entstand Bild 1.19. Der Puls entspricht etwa acht MIP's (sh. Kapitel über Versuchsaufbau). Diese Technik ist gut geeignet um grosse Detektorflächen auf ihre Funktionsfähigkeit hin zu testen.

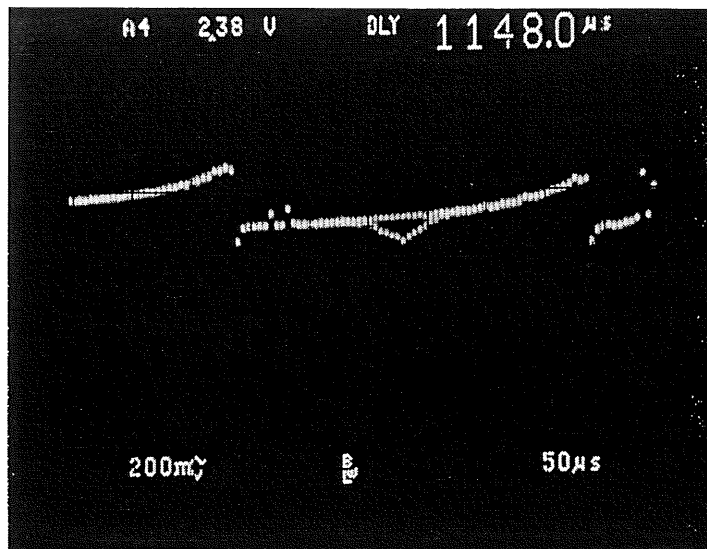


Abbildung 1.19: Auslese von einem Chip (mit Subtraktion) bei einer Frequenz von etwa einem KHz. Es wechseln sich eine Auslese mit Puls und eine Auslese ohne Puls ab. Der Puls entspricht etwa 8 MIP's.

1.3.5 Common Mode und Grund-Wert Subtraktion

Die Signale von Teilchen die den Detektor durchqueren äussern sich als kleine Abweichungen von einem Grundwert. Um deshalb Signale erkennen zu können, müssen die Grundwerte zeitlich konstant sein. Man unterscheidet dabei den Common Mode, den Durchschnittswert der Grundwerte von einem Chip, und die eigentlichen Grund-Werte oder Pedestals, welche die Abweichung der ganzen Grundwerte vom Common Mode angeben. Der Common Mode ist zeitabhängig, wie Abbildung 1.20 beweist.

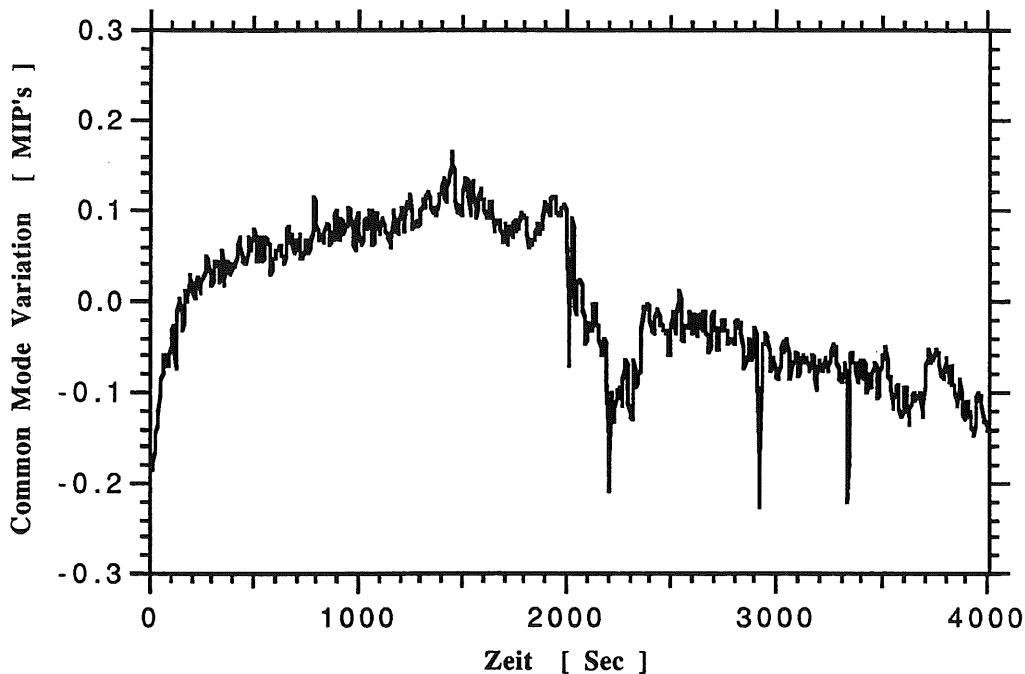
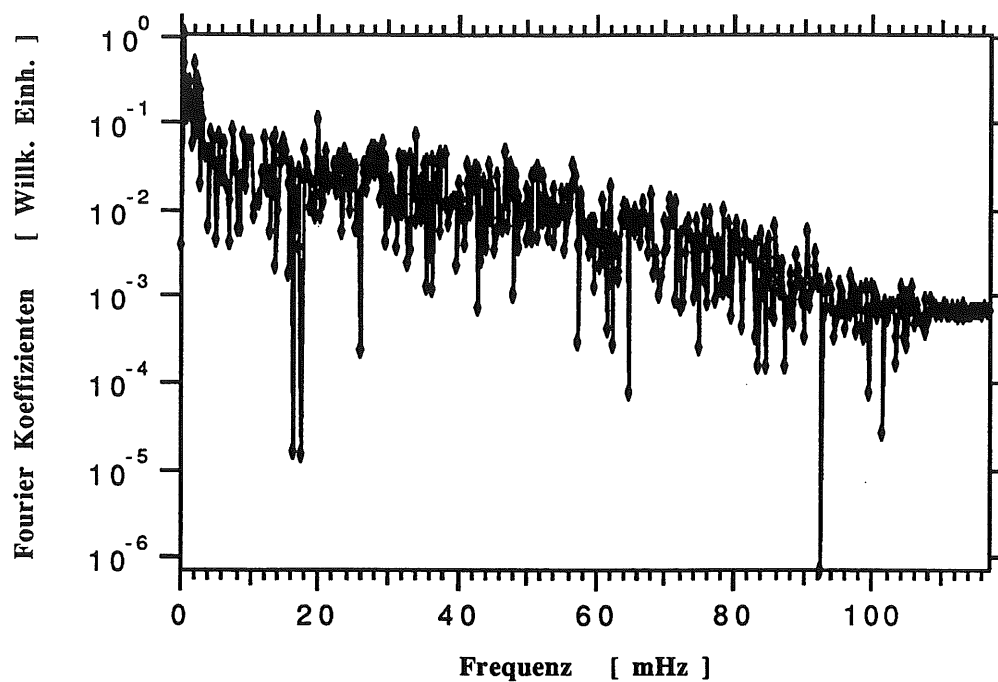


Abbildung 1.20: *Common Mode eines Chips als Funktion der Zeit.*

Besonders sensibel reagiert er auf Störungen auf der Biasleitung. Hat man keine Möglichkeit den Common Mode zu subtrahieren, so muss die Biasspannung zeitlich sehr konstant gehalten werden. Der depletierte Detektor stellt, wie berechnet, eine Kapazität dar, auf der jede Spannungsvariation Ladung injiziert. Die Kapazität von drei in Serie geschalteten Streifen gegenüber der Rückseite ist 3.2 pF. Strebt man also beispielsweise ein MIP/Störungen-Verhältnis von 50:1 ein an, so darf die Biasspannung maximal um 20 μV wackeln. Da es sich um eine (bis auf Leckströme) unbelastete Spannung handelt, ist es durch gute Filterung möglich, diese Bedingung einzuhalten. Crosstalk von den digitalen Signalen auf dem Bus des Hybrids schadet wenig, da er mit der Auslese in Phase ist und deshalb bei der Grund-Wert Subtraktion wegfällt.

In der Fouriertransformierten (Abb. 1.21) erkennt man die Dominanz der sehr tiefen Frequenzen. Das stellt insofern ein mögliches Problem dar, als dass in einer ersten Phase nach dem Einbau des H1 CST keine Möglichkeit der Common

Abbildung 1.21: *Frequenzspektrum des Common Mode.*

Mode Subtraktion bestehen wird. Deshalb erhebt sich die Frage, wie diese Variationen abgefangen werden können. Dazu bietet sich die vorgesehene Pedestal Wert Subtraktion an. Unterschiedliche Werte für die einzelnen Kanäle entstehen bei der Herstellung. Die Pedestal Werte sind zeitlich sehr konstant. Durch periodische Erneuerung dieser Werte kann aber der Einfluss der Common Mode Schwankung teilweise abgefangen werden. In der Abbildung 1.22 ist das Resultat einer Frequenzbeschränkung zu sehen. Notwendig erscheint aus dieser Messung eine Anpassung der Pedestal Werte jede Minute, denn um den Einfluss dieser tieferen Frequenzen in einem Rahmen zu halten, der etwa dem Rauschen der Vorverstärker vergleichbar ist, muss die Common Mode Anpassung mit Hilfe der Pedestals etwa mit fünf mal höherer Frequenz als die Grenzfrequenz vorgenommen werden. Die Spitzen in Abbildung 1.22 entsprechen starken Störungen in der Biasspannung die ab und zu auftreten und nicht eliminiert werden konnten. Die Erkennung und Aussortierung dieser Ereignisse (zahlenmässig weit weniger als ein Prozent) ist allerdings problemlos möglich (und wurde für die Messungen im dritten Kapitel durchgeführt). Die Verhältnisse bei H1 sind sicherlich anders als im Labor, können aber erst nach dem Einbau studiert werden.

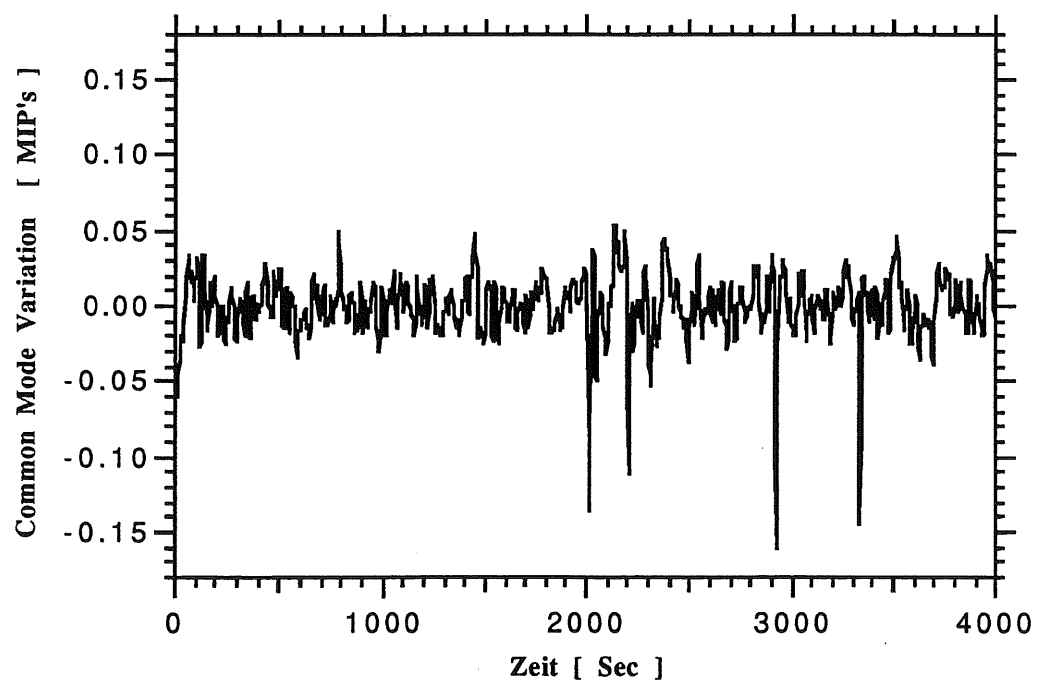


Abbildung 1.22: *Common Mode* als Funktion der Zeit mit nach unten bei einer Periode von 5,5 min abgeschnittenem Frequenzspektrum.

1.3.6 Der Hybrid und der Decoder Chip

Am Ende jeder Halbleiter von drei Detektoren ist die Ausleseelektronik auf einem doppelseitigen Hybriden angebracht. Dieser ist für den Betrieb mit fünf APC128 konzipiert, kann aber auch mit 5 APC64 bestückt werden. Die Steuersignale für die APC's werden von einem für diesen Zwecke entwickelten Chip ("Decoder") generiert bzw. weitergeleitet und liegen über einen Bus mit 17 Leitungen an. die Hauptaufgaben des Decoders sind eine Reduktion der Anzahl Steuerleitungen auf vier, Bereitstellung einer programmierbaren Stromquelle und Erzeugung des Kalibrierungssignals.

Decoder

Der Decoderchip erhält vier Eingangssignale: OUT/SR, Clk1 und Clk2, sowie BIN. Daraus konstruiert er mit Hilfe eines Schieberegisters sechzehn Steuersignale für die APC's, ein Calibrate-Signal, wirkt zudem als Stromquellensteuerung und steuert eine Temperaturmessung. Der Decoderchip kennt zwei Betriebsarten, zwischen denen man mit dem Schalter OUT/SR (SR steht für Shift Register) wählen kann. Im Modus OUT werden die Signale Clk1, Clk2 und BIN durchgereicht auf die Ausgänge $S\phi 1$ oder $R\phi 1$ und $S\phi 2$ bzw. $R\phi 2$, sowie auf RBI oder SBI, je nachdem welchen Wert das Bit 1 des 64 Bit Shift Registers hat. In dieser Betriebsart wird die Sample Phase bzw. die Auslese Phase des APC direkt gesteuert. Die zweite Betriebsart ist das Laden des Schieberegisters. Dazu wird der Schalter OUT/SR auf SR gestellt und das Signal BIN mit der Zweiphasen-Clock, gebildet durch Clk1 und Clk2 in das Register geschoben. Die verwendete Version des Decoders hat noch Mängel, deshalb musste z. Bsp. ein Bit des grossen Shift Registers als RBI-Ersatz benützt werden. Im wesentlichen funktioniert er aber und hat folgende Bit-Belegung im Shift-Register

- Bit 5: Reset 0 = Schalter geschlossen
- Bits 6/7: IS/SR 0= Schalter geschlossen
- Bit 8: R_{12} 0 = Schalter geschlossen
- Bit 9: CS 0 = Schalter geschlossen
- Bit 10: SE 0 = Sample disable
- Bit 11: LE (Latch Enable), zur Zeit nicht verwendet
- Bit 12: z.Z. als RBI verwendet
- Bits 13-16: nicht verwendet
- Bits 17-47: Calibrate-Register
- Bits 48-56: Temperaturkontrolle (in dieser Version nicht funktionsfähig)
- Bits 57-63: Stromquellensteuerung (DAC) (in dieser Version nicht funktionsfähig)

- Bit 64: Schalten von R_g zwischen zwei Werten

Das Shift Register wird neu beschrieben durch Schalten von OUT/SR auf SR und einlocken der erwünschten 64 Bit mit einer Vier-Phasen-Clock identisch zum APC. Die detaillierte Funktionsweise ist dem Schaltschema (sh. Abb. 1.24) zu entnehmen.

Hybrid

Der Hybrid (sh. Abbildung 1.23) ist auf Vorder- und Rückseite im wesentlichen identisch. Am Ende mit dem Detektor sind fünf APC's angeordnet, dahinter der Bus mit den Steuersignalen, die vom Decoder generiert bzw. weitergeleitet werden. An den differentiellen Eingängen des Decoders sind Kopplungskapazitäten angebracht (Zwischen Vorder- und Rückseite des Hybrids liegt die Bias-Spannung an). Zusätzlich finden auf dem Hybrid die als Stromquellen für die APC's eingesetzten Transistoren, welche vom Decoder gesteuert werden, und die Treiber-Transistoren für die analoge, optische Auslese Platz.

Endring-Print

Der Endring-Print (sh. Abb. 1.23) verteilt einerseits die digitalen Steuersignale, die über optische Fasern vom Sequencer kommen (Steckverbindung) über Kapton-Kabel auf mehrere Halbleitern, andererseits trägt er Filterkondensatoren für die Versorgungsspannungen.

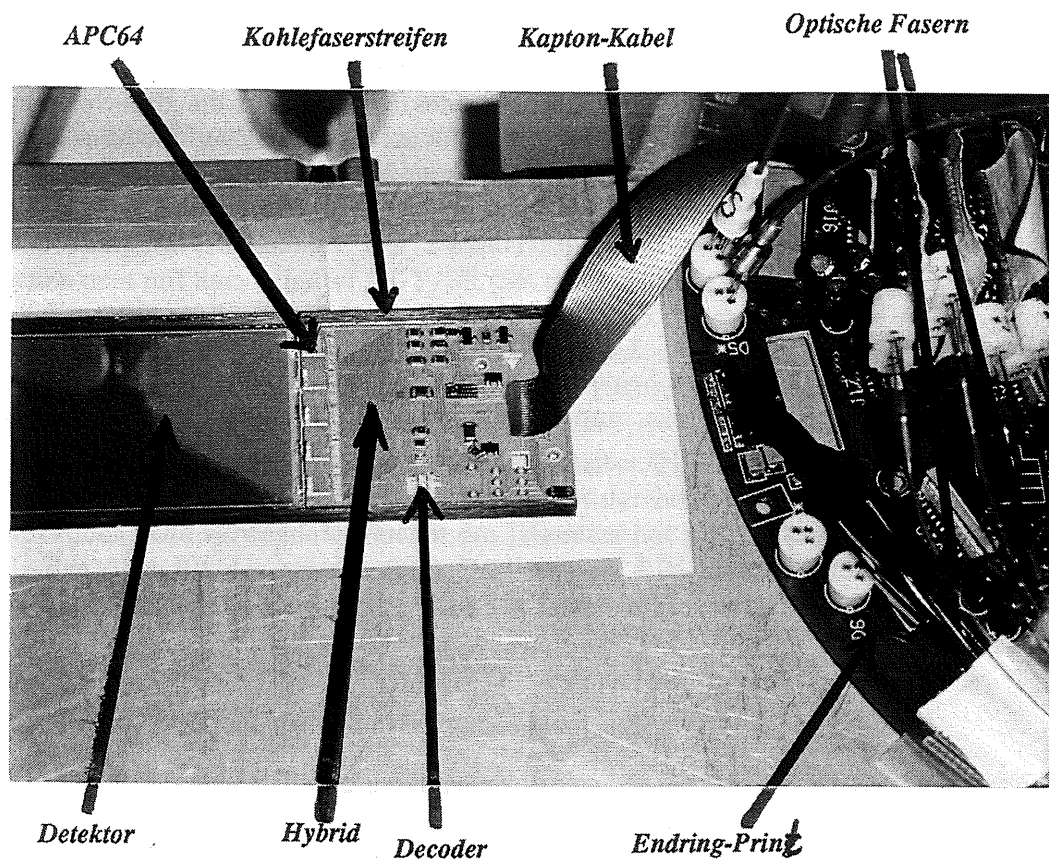


Abbildung 1.23: Photographie eines Test-Detektors mit Ausleseelektronik. Am rechten Bildrand ist der Endring-Print zu erkennen, wo die optischen Fasern der digitalen Steuersignale und der analogen Auslese mit Steckern verbunden werden. Von dort geht ein Kapton-Kabel zum Hybrid (Mitte). Links ist ein Detektor zu sehen.

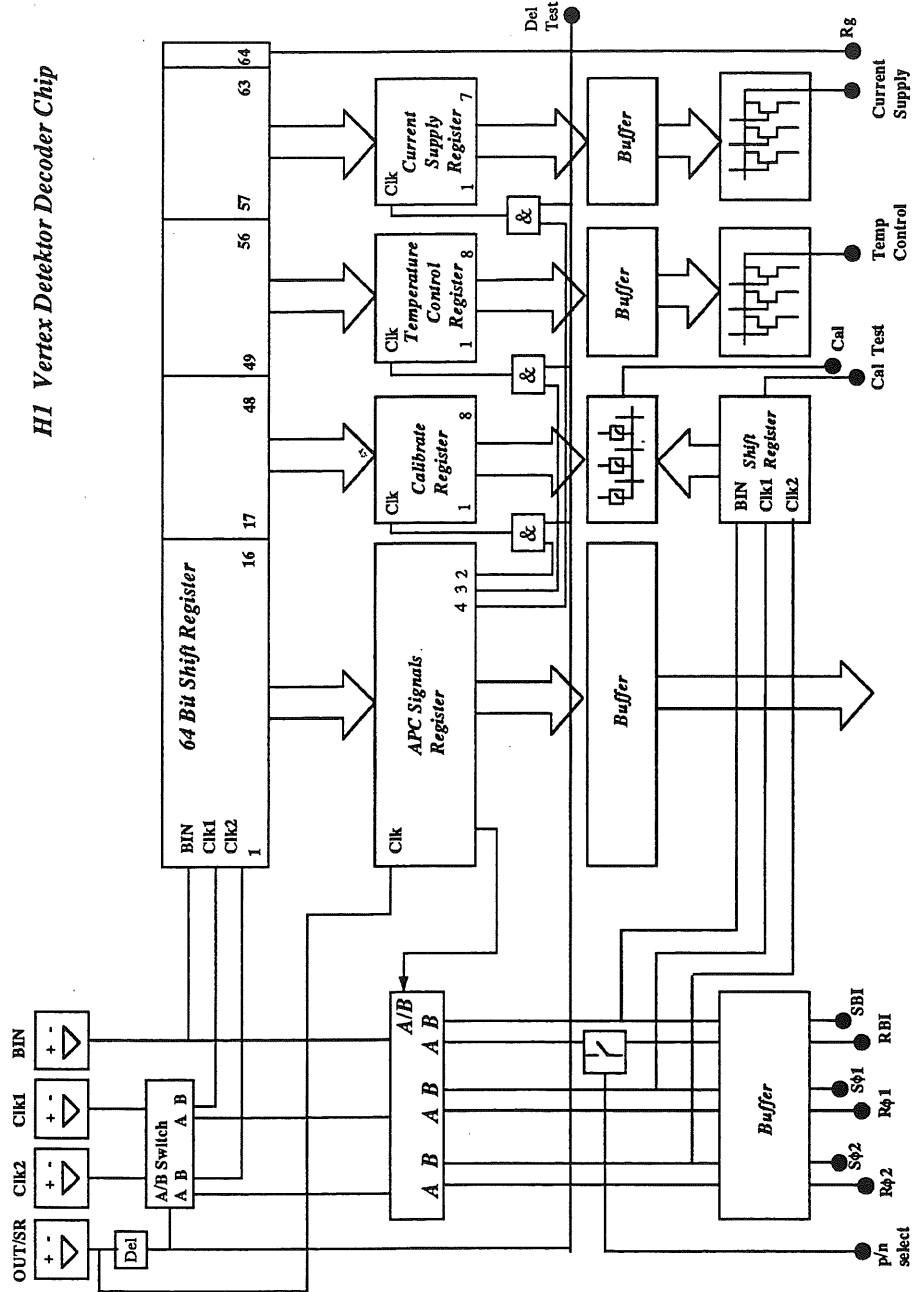


Abbildung 1.24: Schaltschema des Decoder Chips.

Kapitel 2

Messanordnung und Eichung des Pulsers

2.1 Messanordnung

Alle Messungen in dieser Arbeit wurden mit dem APC64 und den beschriebenen DC-gekoppelten Detektoren durchgeführt. Untersucht wurde eine Halbleiter mit drei Detektoren. Die Anordnung entsprach derjenigen im H1 Experiment. Montiert waren die Leiter und der Endring-Print auf einem X-Y-Tisch (Abbildung 2.1). Die Steuersignale für den Hybriden generierte ein vom PSI entwickelter, interruptfähiger Sequencer (Clocked Pattern Generator CPG500), ein Camac-Modul. Dessen Signale wurden optisch bis zum Endring übertragen. Die analoge Auslese erfolgte ebenfalls über optische Fasern. Als ADC fanden SIROCCO III-Module Verwendung. Diese sind für die Auslese von Streifendetektoren gebaut worden. Die Signale für den Detektor erzeugte eine Laser Diode (Infrarot: 850 nm, Dauer ca. 6 nsec). Der Lichtblitz lief dann durch eine optische Faser und die Optik eines Mikroskopes zur Fokussierung. Als ausserordentlich praktisch erwiesen sich dabei fünf rosettenförmig um die signaltragende Faser angeordnete Lichtfasern, die, rot beleuchtet, durch das zweite Okular des Stereomikroskopes zu sehen waren und die Positionierung und Fokussierung des (unsichtbaren) Strahls erheblich erleichterten.

Um die gewünschten Messungen machen zu können, musste zuerst der Strahl vermessen werden. Dabei interessierte die Anzahl Elektron-Loch- Paare, die er generiert, sowie die transversale Intensitätsverteilung.

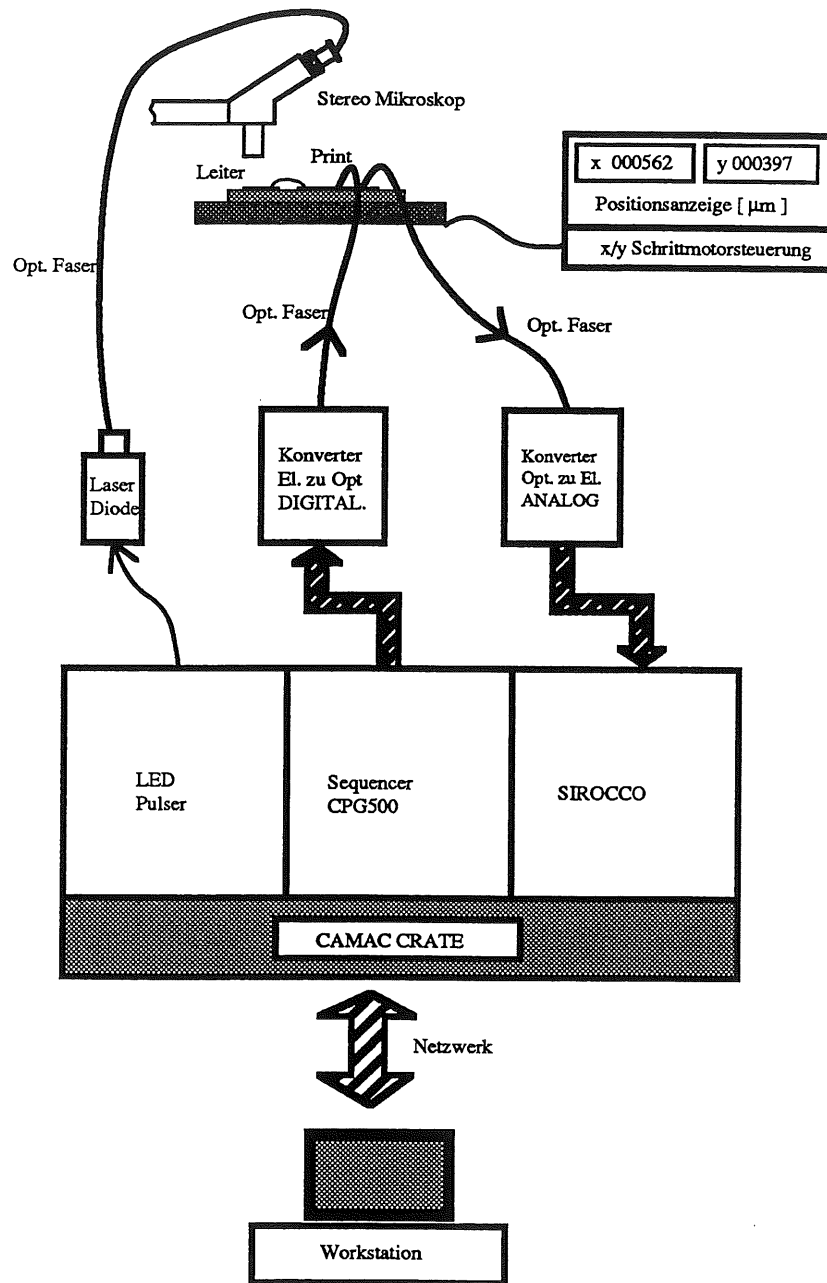


Abbildung 2.1: Schema des Messaufbaus. Alle Signalübertragungen entsprechen denen bei H1. Untersucht wurde eine Halbleiter mit drei Detektoren.

2.2 Eichung des Lichtpulsers

Zur Eichung des Lichtpulsers fand eine Diode mit schachbrettförmiger Metallisierung auf der p-Seite Verwendung, die jeweils auf den Wafern mit den H1 Detektoren vorhanden ist. Sie hat also insbesondere eine gleich dicke Oxidschicht, deshalb ist eine absolute Eichung der Signalhöhe des Lichtpulsers durch Vergleich mit den Signalen einer Beta-Quelle möglich.

2.2.1 Verstärkerschaltung

Zur Auslese der Diode wurde eine eigene Verstärkerschaltung gebaut. Sie ist (Abbildung 2.2) zusammen mit der Diode auf einer kleinen doppelseitigen Platine untergebracht. Auf der Vorderseite befinden sich die Diode, ein Vorverstärkerchip und drei Operationsverstärker, auf der Rückseite werden die Versorgungsspannungen und die Biasspannung so gut als möglich abgeschirmt geführt. Als Vorverstärker diente ein Prototyp des CMOS-Vorverstärker vom APC64, der separat auf einem Testchip zur Verfügung stand. Dessen Ausgang darf nicht belastet werden, so dass dort ein Impedanzwandler eingesetzt werden musste (Burr-Brown, OPA 640). Danach folgen zwei Operationsverstärker in Reihenschaltungs-Gegenkopplung als Gain-Stufen und Treiber für 50 Ohm Terminierung. Für diese Aufgabe wurden sowohl CLC 425 (Comlinear Corporation), als auch OPA 621 (Burr-Brown) mit gleich gutem Resultat verwendet. Dass die Signale in positiver wie auch in negativer Polarität bereitgestellt werden mussten, hat seinen Grund in der nachfolgenden NIM-Elektronik: Der Diskriminator verlangt negative und der ADC positive Pulse. Aufgrund des grossen Gain-Bandwidth-Produktes der verwendeten Operationsverstärker ist die Schaltung leicht zum Schwingen zu bringen, dies wurde beim Layout und der Filterung der Versorgungsspannungen berücksichtigt. Die Schaltung ist so konzipiert, dass das Rauschen und die Anstiegszeit vom Vorverstärker bestimmt werden, es wurde ein MIP/Rauschen-Verhältnis von bis zu 40 erreicht. In Abbildung 1.8 ist ein Beta-Spektrum, aufgenommen mit dieser Schaltung, zu sehen und in Abbildung 2.3 ein Bild von einem einzelnen Puls.

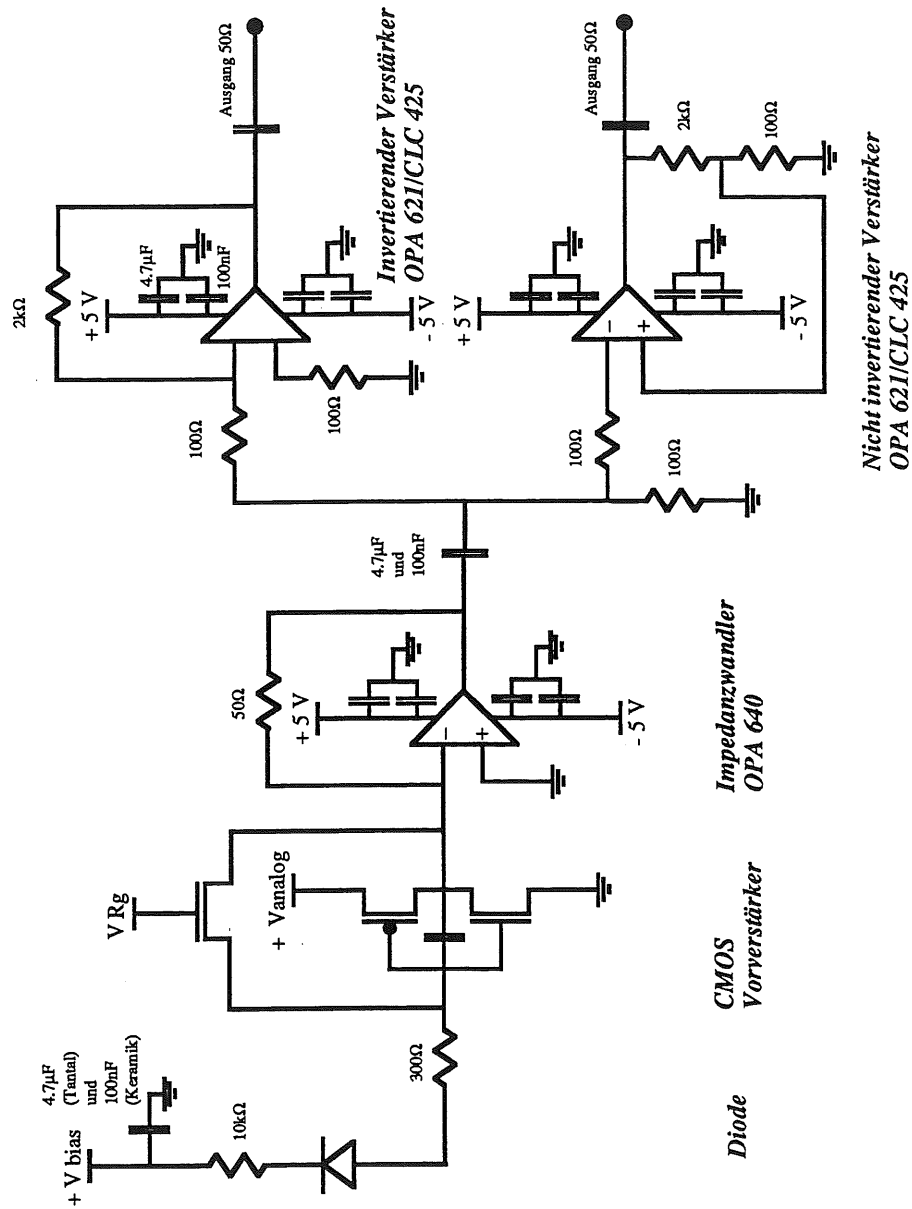


Abbildung 2.2: Schaltschema des Verstärkers (in SMD Technik) für die Auslese der Diode. Ganz links die Diode, daneben der Vorverstärker des APC64, in der Mitte der Spannungsfolger, rechts die beiden Gainstufen.

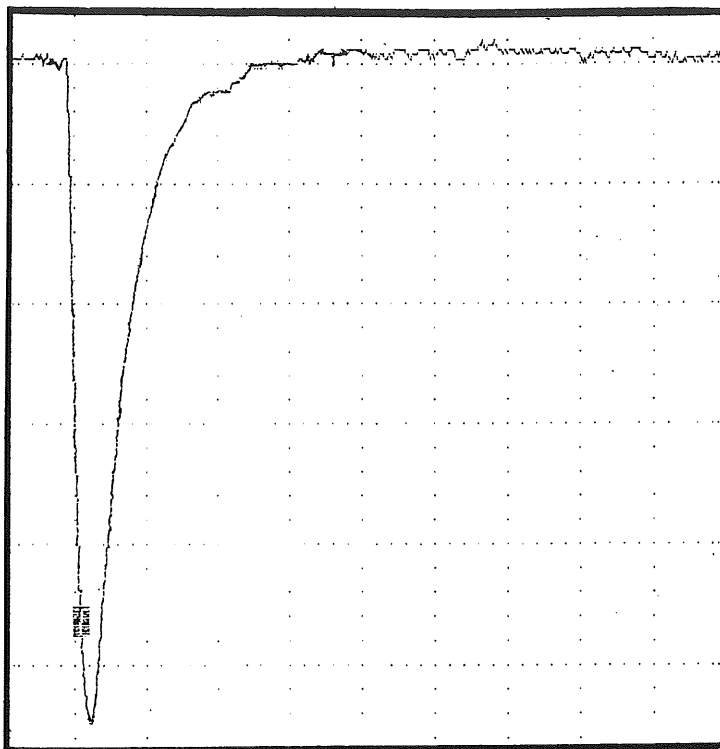


Abbildung 2.3: Einzelner Puls von einer Strontium-Beta-Quelle, aufgenommen mit der besprochenen Schaltung und einem Speicheroszilloskop.

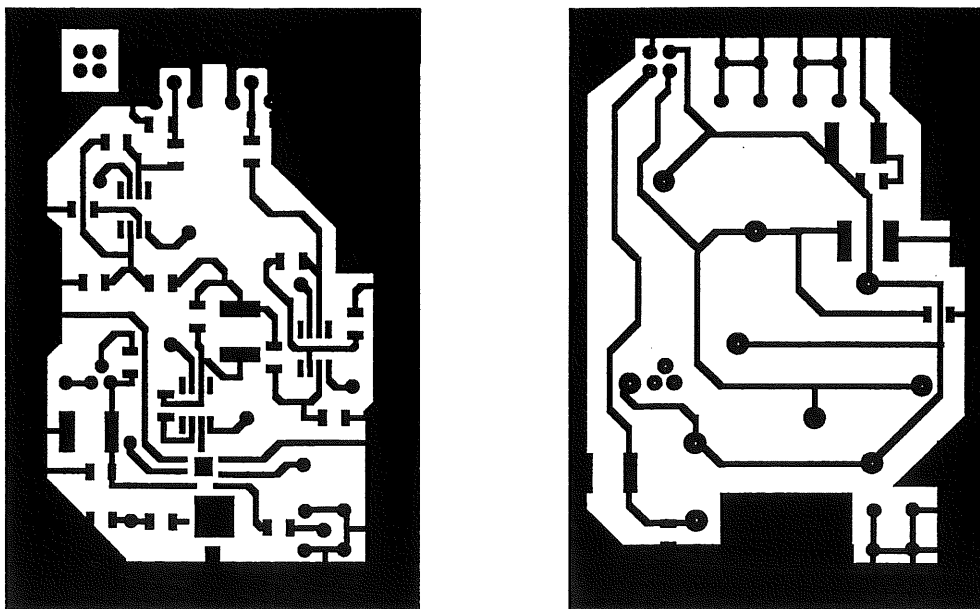


Abbildung 2.4: Layout des Verstärkers. Links die Vorderseite mit den aktiven Bauelementen, rechts die Rückseite mit den Spannungsversorgungsleitungen.

2.2.2 Kalibration der Signalhöhe

Durch Vergleich mit der Strontium-Quelle konnte die Signalhöhe des Laser Pulsers unter der Annahme, dass die Spitze des Beta-Spektrums 22'000 Elektronen entspricht (wahrscheinlichstes Signal von einem MIP), wie folgt bestimmt werden:

- Gesamtsignal des Lasers: 69.3 ADC-Kanäle
- Crosstalk vom Pulser (auf die Biasspannung): 2.48 ADC-Kanäle
- Maximum des Spektrums der Beta-Quelle: 50.5 ADC-Kanäle
- Gesamtsignal des Pulsers: 1.32 MIP (29'100 Elektronen).

Die Grösse des Signals, das der Lichtpulser erzeugt, erwies sich als sehr konstant (kleiner als das Rauschen der Messanordnung).

2.2.3 Transversale Intensitätsverteilung

Die transversale Intensitätsverteilung des Laser-Strahls lässt sich dadurch bestimmen, dass man über eine metallische Kante fährt und das Signal als Funktion des Strahlmittelpunktsortes aufträgt. Das gemessene Signal ist das Integral der Strahlintensität über die nicht abgedeckte Fläche:

$$Q_{Signal}(x_0) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{x_0}^{\infty} dx Int(x, y), \quad (2.1)$$

wenn die Metallfläche das Gebiet $x < x_0$ bedeckt. Durch numerische Differentiation bezüglich x erhält man

$$\frac{dQ_{Signal}}{dx} \propto \int_{-\infty}^{\infty} dy Int(x, y), \quad (2.2)$$

und diese Funktion stellt das gesuchte Strahlprofil dar, denn bei Streifendetektoren wird das Signal stets über eine Raumrichtung integriert.

Dies wurde mit einer Diode mit schachbrettartiger Metallisierung auf der p-Seite durchgeführt. Das Resultat zeigen die Abbildungen 2.5 und 2.6. Der Strahl hat also eine Breite von etwa $40 \mu\text{m}$. Weil der Strahl nicht immer in der selben Winkelstellung verwendet wurde, wurde das gemessene Profil symmetrisiert, was nur eine geringfügige Korrektur bedeutet. Für die gestellte Aufgabe wäre ein schmalerer Strahl von weniger als $10 \mu\text{m}$ wünschenswert, kurzfristig aber nicht erreichbar, gewesen.

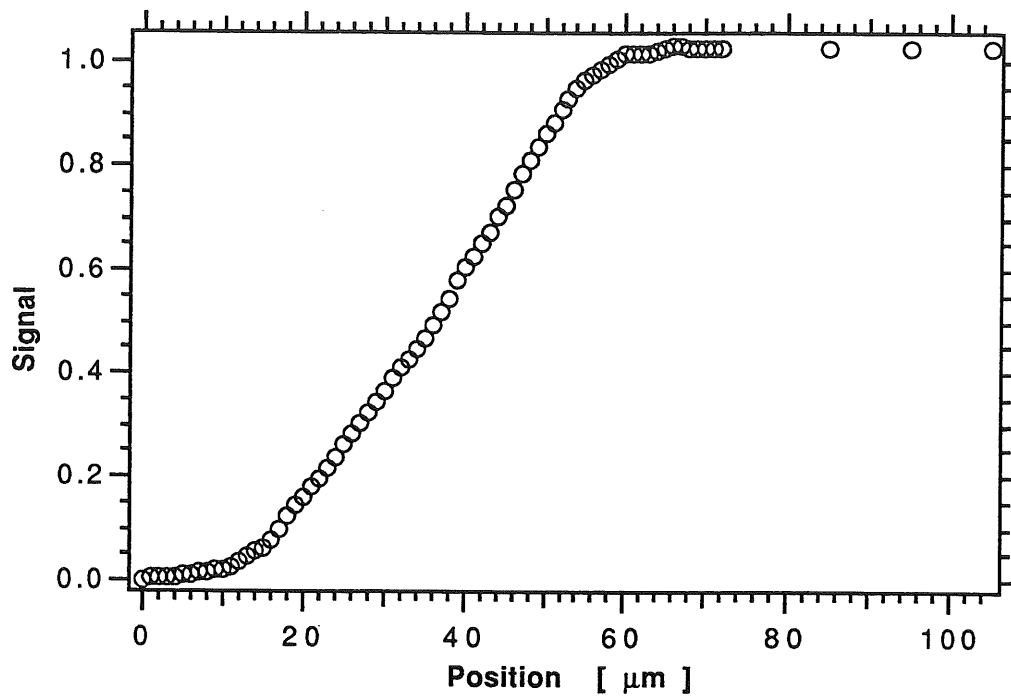


Abbildung 2.5: Gemessenes Integral des Strahlprofils.

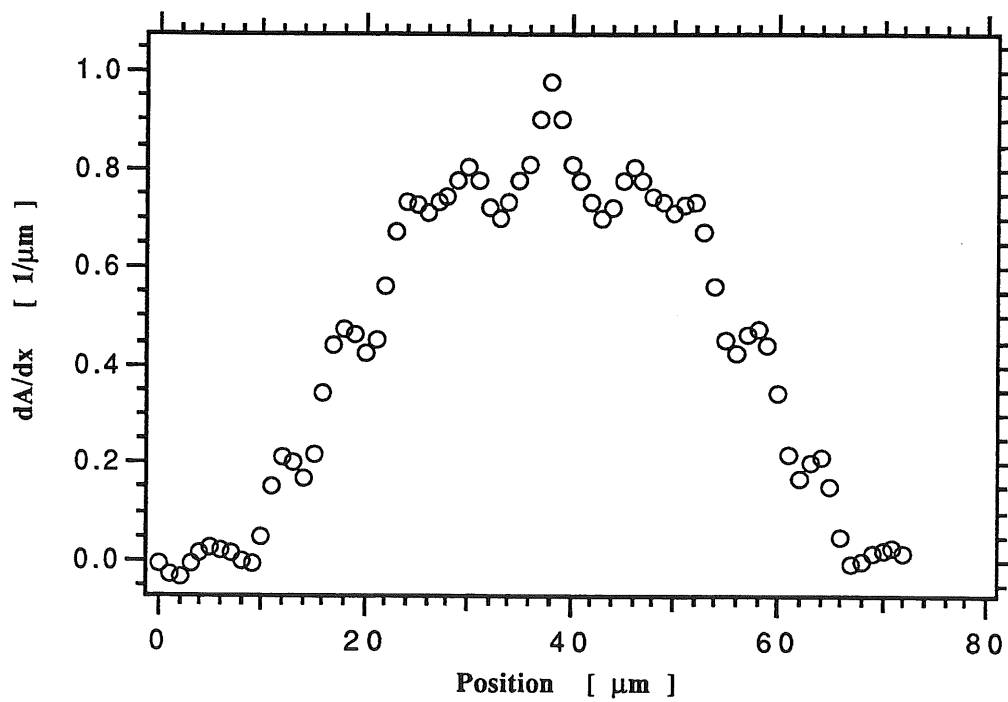


Abbildung 2.6: Numerisch differenzierte und symmetrisierte Kurve: Strahlprofil.

Kapitel 3

Messungen

3.1 Ströme in den Vorverstärker

Ströme zum guard-Ring

Ursprünglich war geplant, den Detektor AC-gekoppelt zu betreiben. Dann braucht man eine Drainage für den Leckstrom, damit sich die Streifen nicht elektrostatisch aufladen, was mit hochohmigen Widerständen zum guard-Ring bewerkstelligt wurde. Diese Widerstände sind in Form von gated accumulation channel resistors ausgeführt, man kann also den Widerstandswert durch Anlegen einer Spannung auf ein gate von einigen Mega-Ohm bis Giga-Ohm variieren. Durch Anlegen einer entsprechenden Spannung lassen sich diese Widerstände auch vollständig abschnüren.

Da jedoch ein grosser Teil der Streifen bei Anlegen von Spannung durchbrachen, musste man zu DC-Kopplung übergehen. Um Geld zu sparen wurden jedoch nur die relevanten Masken geändert und die besprochenen Widerstände blieben bestehen. Das führt zu folgendem interessanten Phänomen, das auch auf der p-Seite ihr Pendant findet.

Die Streifen werden durch die Vorverstärker auf deren Arbeitspunkt gehalten, dies ist beim verwendeten Design die Hälfte der Versorgungsspannung und liegt etwa bei 800mV. Der guard-Ring wurde auf die Biasspannung gebondet, sodass über den gated accumulation channel resistors die 800 mV Spannung abfallen (Abbildung 3.1). Das bedeutet bei einem Widerstand von 3 M Ω einen Strom von 270nA pro Kanal, was den Vorverstärker schon beträchtlich aus dem nominellen Arbeitspunkt verschiebt. Zudem überlagert sich diesem Strom zum guard auch noch der Leckstrom, der auf der n-Seite dieselbe Polarität aufweist. Prinzipiell gibt es drei Möglichkeiten dieses Problem zu vermeiden:

1. Die accumulation channel resistors abschnüren. Man legt das gate auf etwa 10 bis 20 Volt unter die Biasspannung. Nicht klar ist allerdings, ob die Abschnürung auch nach längerem Betrieb und Bestrahlung noch funktioniert.
2. Den guard auf den Arbeitspunkt des Vorverstärkers legen. Dies ist im Prinzip die sauberste Lösung, denn der guard kann so seiner Aufgabe nachkommen und

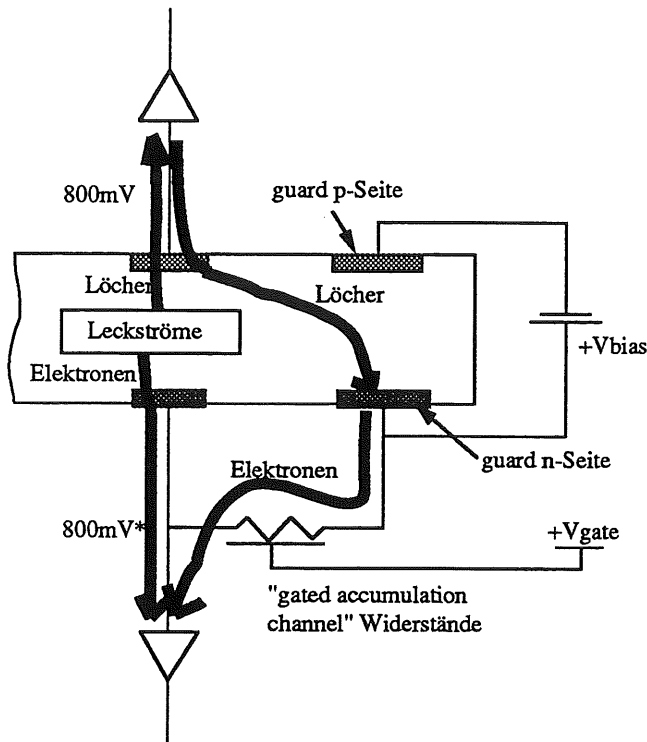


Abbildung 3.1: Die Spannungsdifferenz zwischen Arbeitspunkt des Vorverstärkers und den guard-Ringen erzeugt Ströme, die auf der n-Seite mit Leckströmen gleichgerichtet und auf der p-Seite den Leckströmen entgegengesetzt gerichtet sind.

die Widerstände brauchen nicht abgeschnürt zu werden. Der Nachteil ist, dass die Vorverstärker der verschiedenen Chips leicht verschiedene Arbeitspunkte haben und dass deshalb nicht ganz klar ist, auf welchen Wert der guard zu legen ist. Dies kann ein Problem darstellen, wie beobachtet werden konnte, und würde eventuell eine Sortierung der APC's nach Stromverbrauch der Vorverstärker notwendig machen.

3. Floatender guard. Der guard-Ring wird nicht mit der Biasspannung verbunden sondern floatet. Er wird dann durch die Widerstände auf den Arbeitspunkt der Vorverstärker gebracht, und es kann kein Strom mehr fließen. Diese Lösung hat den Nachteil, dass die Vorverstärker den Leckstrom, den der guard abhalten sollte, auch noch schlucken müssen. Dieser Anteil ist jedoch klein, sodass dieser Methode auch wegen deren *Einfachheit* der Vorzug zu geben ist.

Wie schon erwähnt existiert ein ähnlicher Effekt auf der p-Seite. Wird der guard der n-Seite auf 0 V fixiert, so fließt wegen der Potentialdifferenz von ebenfalls etwa 800 mV ein Löcher-Strom aus den Vorverstärkern der p-Seite über die vorwärts betriebene Diode hinaus über die Streifen auf das guard-Implantat der n-Seite. Dieser Strom hat, im Gegensatz zur n-Seite, den Leckströmen entgegengesetzte Polarität und konnte ebenfalls beobachtet werden.

Leckströme

Leckströme fließen über den Feedbackwiderstand zu GND (p-Seite) bzw. zu V_{analog}^* (n-Seite). Der Spannungsabfall den sie dabei verursachen verschiebt den Arbeitspunkt des Vorverstärkers (Abb. 3.2). Der gemessene Zusammenhang von Leckstrom und Arbeitspunktverschiebung ist, wie aufgrund des Ohmschen Gesetzes erwartet, linear. Aus der Kurve Gain vs. V_{OUT} (Abbildung 3.3)

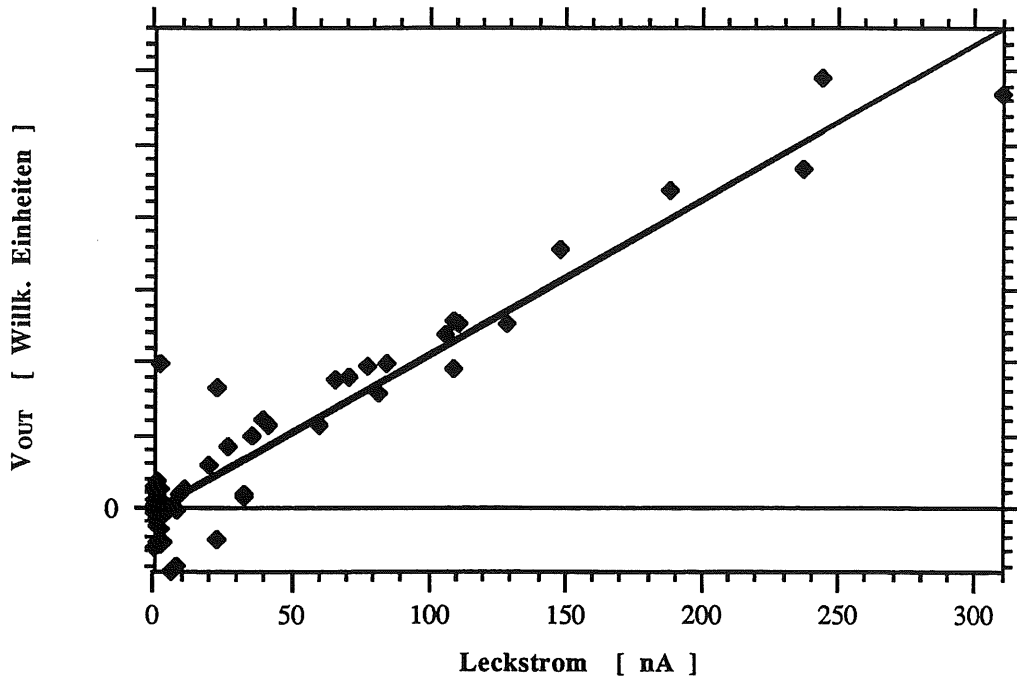


Abbildung 3.2: Arbeitspunkt des APC64 in Korrelation mit dem absorbierten Leckstrom, gemessen an einem Detektor mit insgesamt $20 \mu\text{A}$ Leckstrom. Eingetragen sind die Messwerte von 64 Kanälen.

lässt sich bei bekanntem R_g der Leckstrom bestimmen, der zu einem bestimmten Gainverlust führt. So ergibt sich Abbildung 3.4. Die Kurvenformen sind weitgehend unabhängig von der Betriebsspannung. In der Wahl des Wertes von R_g ist man allerdings eingeschränkt: R_g bestimmt auch die RC-Zeit des Vorverstärkers, was bei erwünschter Mehrfachsubtraktion (sh. Kapitel 1) zu einem Konflikt zwischen Leckstromverträglichkeit und maximal aufaddierbarer Signalhöhe führen kann. Für den APC128 mit $C_f=0.45 \text{ pF}$ ist $R_g = 2\text{M}\Omega$ ein guter Kompromiss.

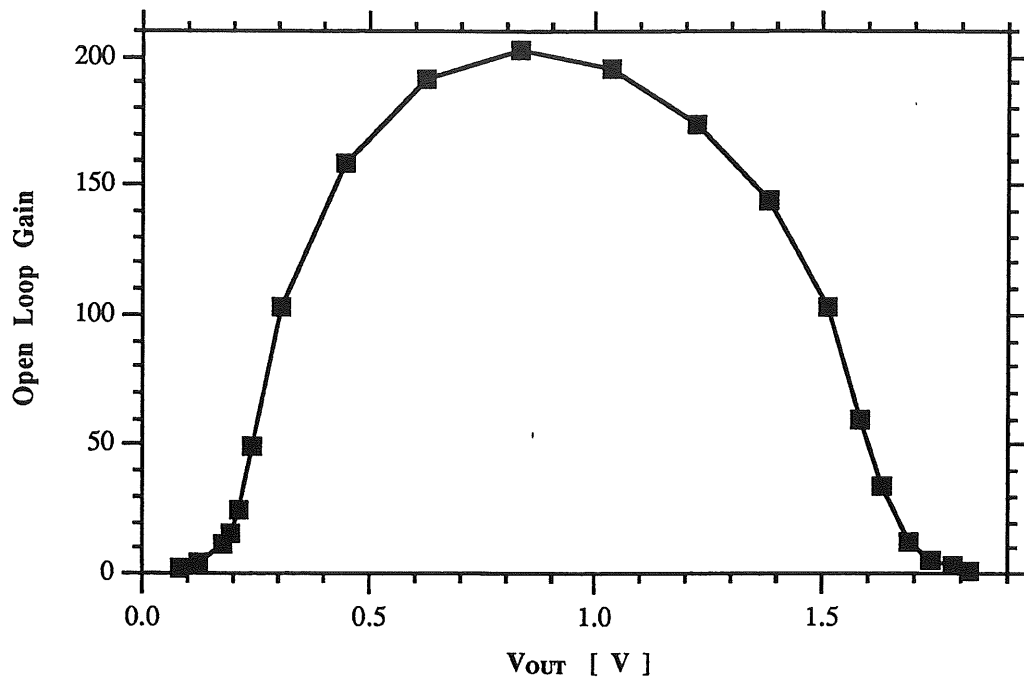


Abbildung 3.3: Gain vs. Ausgangsspannung für den APC128 bei 1.9 V Versorgungsspannung und unbelastetem Ausgang. Der maximale Gain beträgt 200.

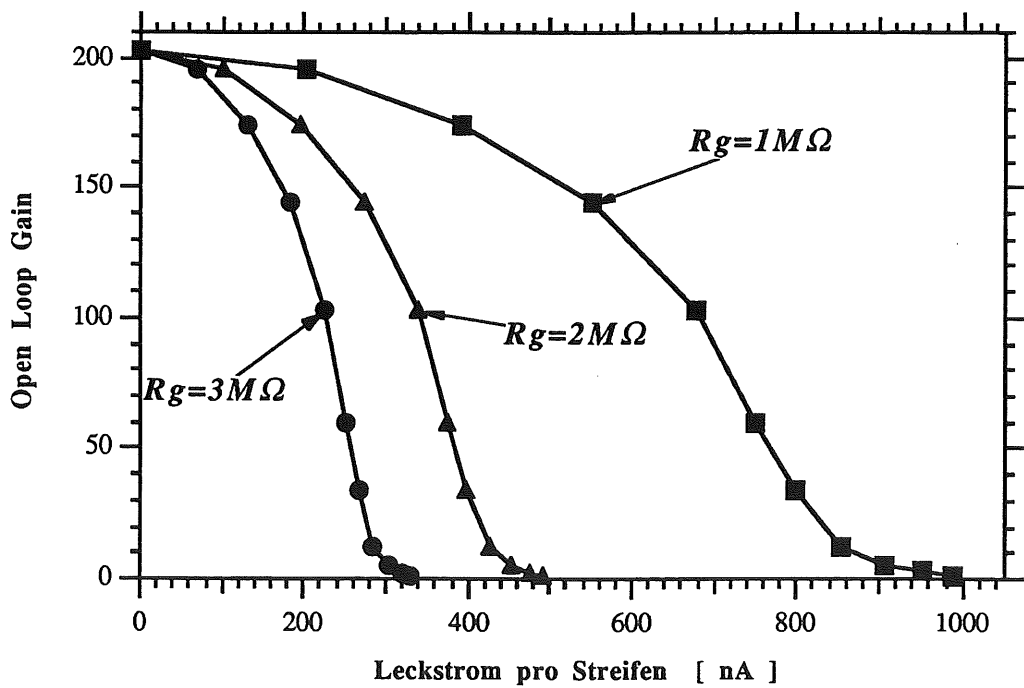


Abbildung 3.4: Gain des APC128 in Abhängigkeit des Leckstroms für verschiedene Feedback Widerstände.

3.2 Lokale Depletionsspannung

Die notwendige Spannung, um bis zur n-Seite eines Detektors zu depletieren, kann vom Ort abhängen, wenn die Waferdotierung nicht homogen ist. Durch Injektion eines eng lokalisierten, oberflächlichen Signals (wie es die Laserdiode mit einer Wellenlänge von 850 nm erzeugt: Die Eindringtiefe beträgt etwa $30\ \mu\text{m}$) auf der n-Seite und Messung des Signals auf der p-Seite kann bestimmt werden, bei welcher Biasspannung der Detektor an der betrachteten Stelle voll depletiert ist (Abbildung 3.5). Diese Messung wurde an drei Stellen eines Detektors durchgeführt (Abbildung 3.6). Das Rauschen wurde durch eine hohe Anzahl Messungen (100 pro Messpunkt) unterdrückt. Dabei verhielten sich die Messpunkte 2 und 3

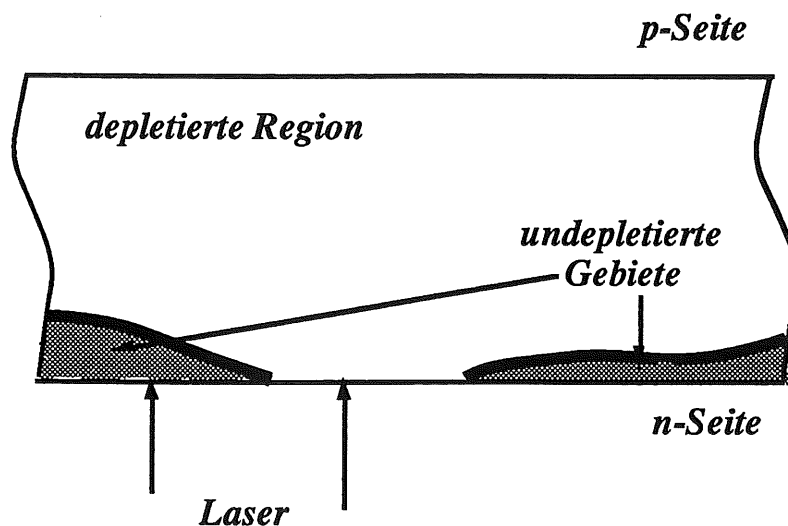


Abbildung 3.5: Die Depletionsspannung hängt vom Ort ab. Durch Injektion eines oberflächlichen Signals auf der n-Seite kann der Depletionspunkt lokal gemessen werden.

unterschiedlich zu Punkt 1, der von 12.5 V an ein lineares Ansteigen des Signals mit der Biasspannung zeigt und dann bei 32 Volt in ein Plateau mit nur noch schwacher Steigung übergeht. Mit wachsender äußerer Spannung sammelt man durch das ausgedehntere depletierte Gebiet immer mehr von der Signalladung, die der Lichtpunkt mit seiner Eindringtiefe erzeugt hat. Der schwache Anstieg nach Erreichen des Plateaus ist der Abnahme der Driftzeit zuzuschreiben (sh. Abbildung 3.9 sowie Ref. [6]).

Bei den Punkten 2 und 3 hingegen, die, bis auf eine Verschiebung von ca. 2 Volt,

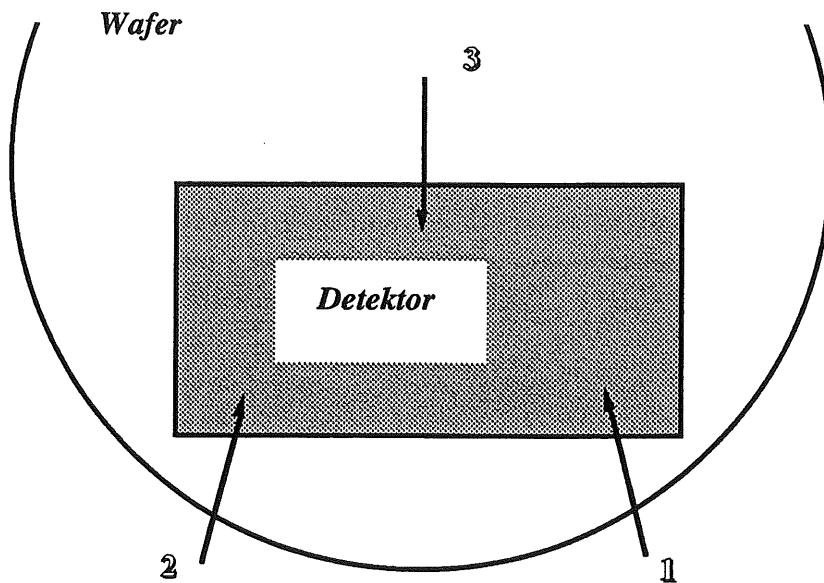


Abbildung 3.6: Messpunkte.

die auf eine Dotierungsvariation zurückzuführen ist, nahezu identisch sind, zeigen einen abgerundeteren Verlauf. Offenbar ist an diesen Orten des Detektors eine höhere Spannung zur vollen Depletion notwendig. Für den Einsatz dieser Diode als Teilchendetektor haben die gemessenen Effekte allerdings wenig Bedeutung, da sie gering sind und nur einen kleinen Teil des Detektionsvolumens und damit auch einen kleinen Anteil an der erzeugten Signalladung betreffen. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass dieser Detektor bei 40 V zufriedenstellend betrieben werden kann, die Separation der Streifen auf der n-Seite ist bei dieser Spannung sichergestellt. Die optimale Betriebsspannung kann also als 8 bis 10 Volt über der geometrischen Depletionsspannung (C-V-Kurve) festgelegt werden (bei AC-Kopplung wäre eine höhere Spannung von Vorteil wegen der kürzeren Ladungssammlungszeit). Das Driftfeld wird durch die festgestellten Variationen nur unerheblich beeinflusst.

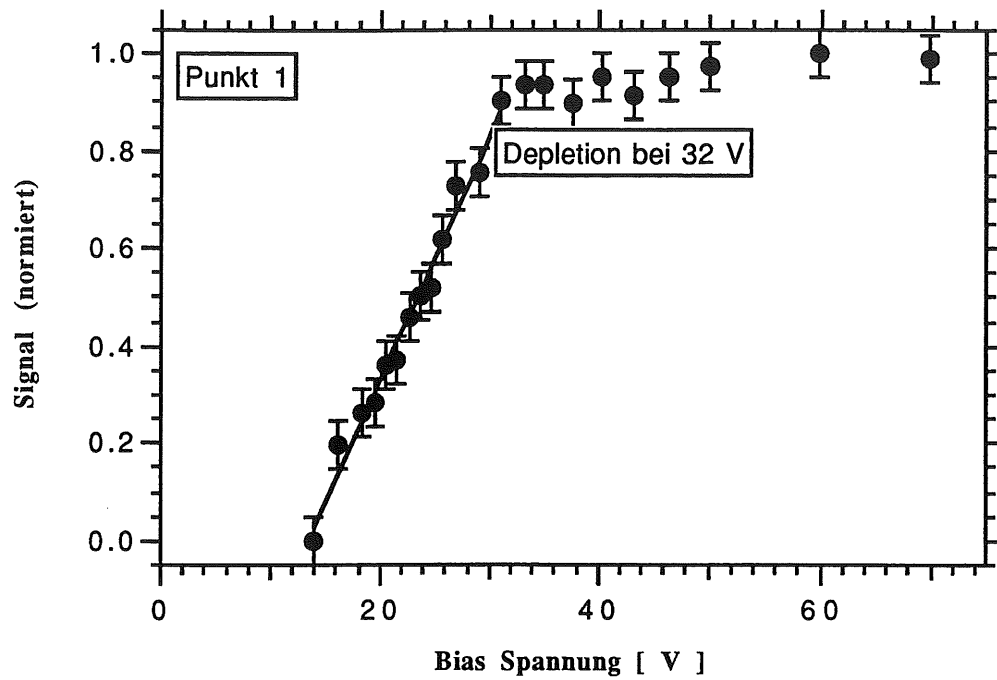


Abbildung 3.7: Signal als Funktion der Biasspannung bei Punkt 1.

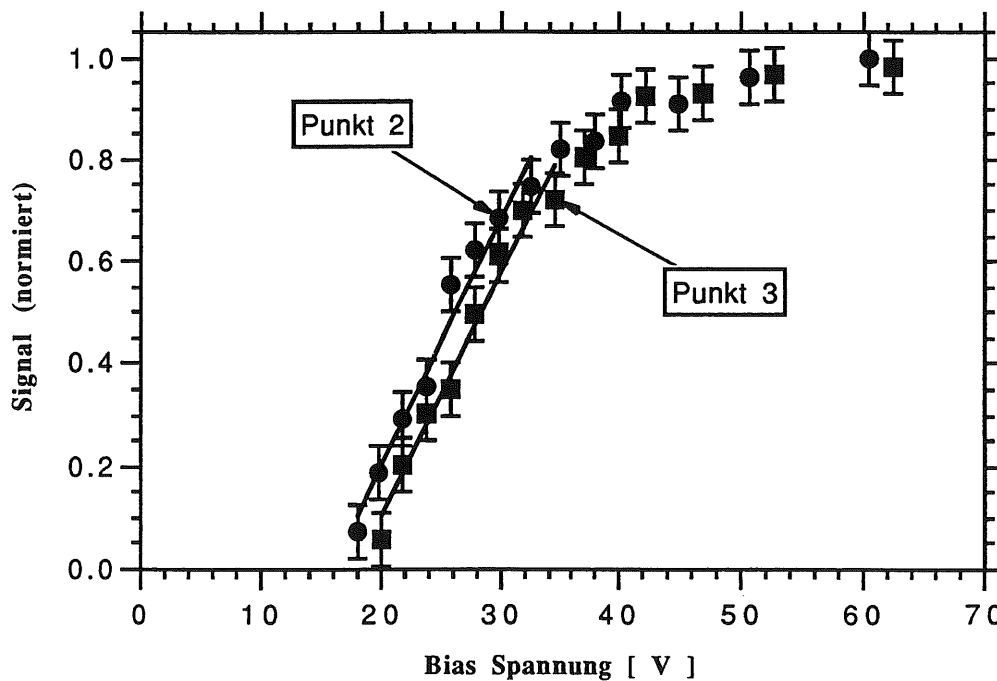


Abbildung 3.8: Signal als Funktion der Biasspannung bei Punkt 2 und Punkt 3. Die beiden Kurven verlaufen sehr ähnlich, sind jedoch um 2 Volt gegeneinander verschoben. Die durchgezogenen Linien sind angepasste Geraden durch jeweils die ersten acht Messpunkte.

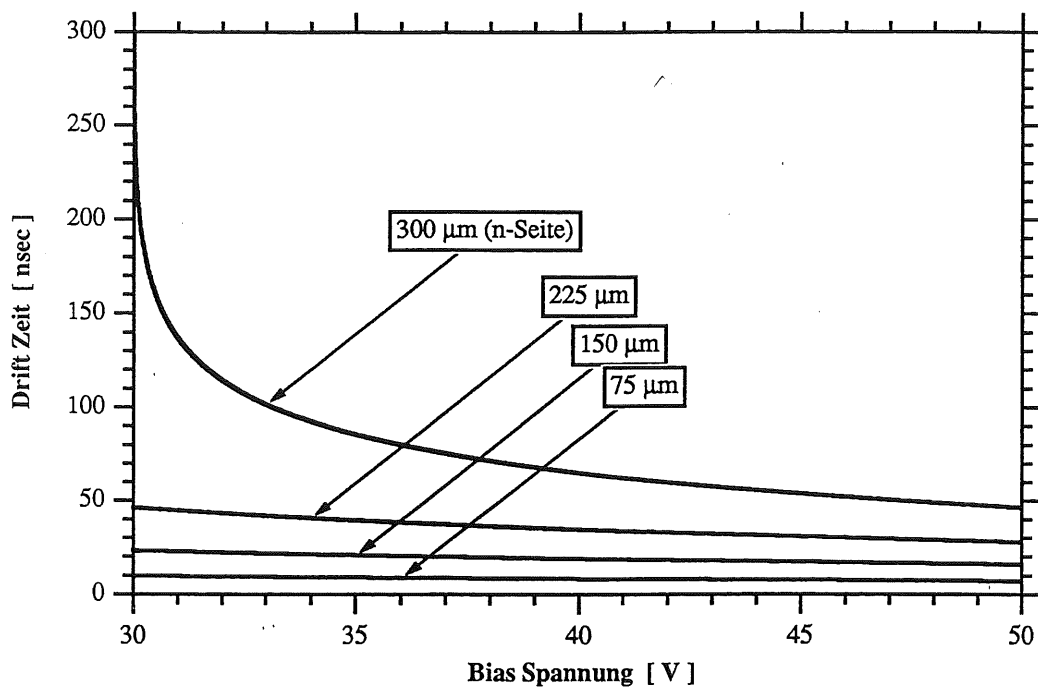


Abbildung 3.9: Berechnete Driftzeit zur p-Seite für Löcher die in einer Tiefe von 75 μm, 150 μm, 225 μm und 300 μm erzeugt wurden (für einen Detektor mit 30 Volt Depletionsspannung und 300 μm Dicke).

3.3 Kapazitive Ladungsteilung

3.3.1 Berechnung der Eta-Funktion

In einem Streifendetektor müssen nicht alle Streifen ausgelesen werden, da sich Ladung, die auf den Zwischenstreifen gesammelt wird, als Spiegelladung auf den mit Vorverstärkern versehenen Streifen wiederfindet. Dies setzt voraus, dass die Kapazität zwischen benachbarten Streifen über die Kapazität zu Grund dominiert. Abbildung 3.10 zeigt die relevanten Kapazitäten zur Berechnung der kapazitiven

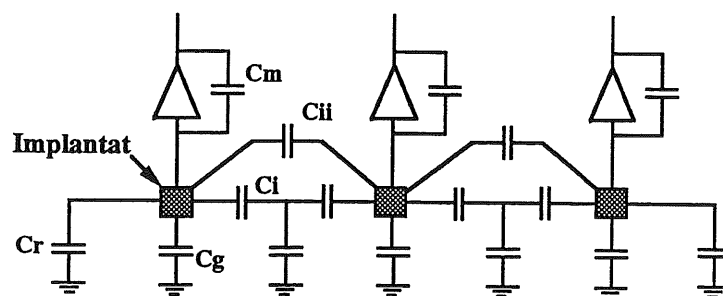


Abbildung 3.10: Modell der Kapazitäten zur Berechnung der kapazitiven Ladungsteilung für Detektoren mit einem Zwischenstreifen.

Ladungsteilung und des Signalverlusts. Dabei bedeuten

- C_g : Kapazität eines Streifens zu Grund
- C_i : Kapazität zwischen zwei benachbarten Streifen
- C_{ii} : Kapazität zwischen übernächsten Nachbarn
- C_r : Kapazität eines Streifens zu allen anderen Streifen auf einer Seite
- C_m : Millerkapazität des Vorverstärkers, gegeben durch das Produkt von Gain und Feedback-Kapazität
- C_{load} : Eingangs-Lastkapazität, dies ist die gesamte Kapazität vom Eingang zu Grund.

Die im Modell verwendeten Werte sind:

	p-Seite	n-Seite
C_{load}	28.6 pF	58.6 pF
C_i	11 pF	6.1 pF
C_{ii}	4 pF	2.2 pF
C_r	13.5 pF	7.5 pF
C_g	1.6 pF	43.6 pF
C_m	70 pF	70 pF

wobei diese Werte für 18 cm (p-Seite) bzw. 10 cm (n-Seite) Streifenlänge gelten. Gibt man eine Ladung Q_{signal} auf den Streifen n, der an einem Vorverstärker angeschlossen ist, so erfasst der Vorverstärker davon den Anteil

$$Q = Q_{signal} \frac{C_m}{C_m + C_{load}} \quad (3.1)$$

Die beiden folgenden Teile gehen jeweils auf einen der nächsten ausgelesenen Streifen, und zwar Q_1 via C_{ii} und Q_2 via die Serieschaltung der C_i :

$$Q_1 = Q_{signal} \frac{C_{ii}}{C_m + C_{load}} \frac{C_m}{C_m + C_{load} - C_{ii}} \quad (3.2)$$

$$Q_2 = Q_{signal} \frac{C_r}{C_m + C_{load}} \frac{C}{C_g + C} \frac{C_m}{C_m + C_{load} - C_r} \quad (3.3)$$

mit der Abkürzung

$$C = C_i || (C_m + C_g + C_r), \quad (3.4)$$

gesamthhaft also

$$\tilde{Q} = Q_1 + Q_2. \quad (3.5)$$

Für Ladung, die auf Zwischenstreifen liegt, findet sich auf den benachbarten, ausgelesenen Streifen der Anteil

$$\hat{Q} = Q_{signal} \frac{C}{C_g + 2C_r} \quad (3.6)$$

als Spiegelladung wieder.

Damit ergibt sich folgende Zusammenstellung der Ladungssammlungseffizienzen für den APC64 und die verwendeten Detektoren mit Zwischenstreifen auf der n-Seite, jeweils für eine Halbleiter mit drei Detektoren in Serie (18/10 cm):

	Q	\tilde{Q}	\hat{Q}
p-Seite	0.71	0.34	0.13
n-Seite	0.55	0.10	0.01

Betrachtet man nun den Anteil der Ladung, welcher von einer im Vergleich zu den Abmessungen des Detektors punktförmigen Ladungswolke auf einem bestimmten Vorverstärker gesammelt wird, als Funktion des Ortes der Ladungswolke, so ergibt sich ohne Berücksichtigung der Diffusion eine gestufte Funktion, oft Eta-Funktion genannt (vgl. Abbildung 3.11).

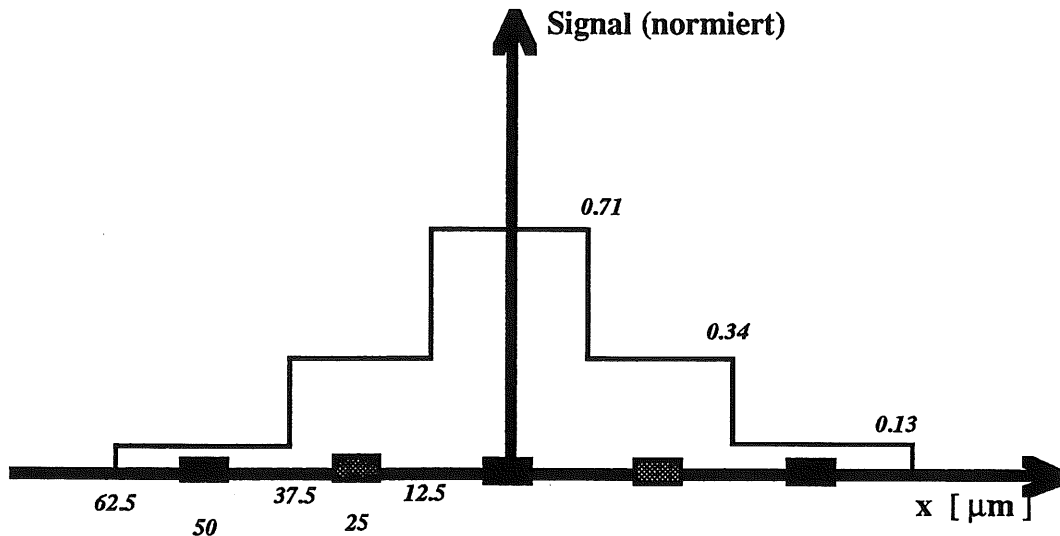


Abbildung 3.11: Berechnete Eta-Funktion der p-Seite.

3.3.2 Messung der Eta-Funktion

Schiesst man mit einem schmalen Strahl auf den Detektor und fährt transversal zu den Streifen, so hat das Signal auf einem bestimmten Streifen also eine Abhängigkeit vom Einschussort des Strahles, die gegeben ist durch die Faltung von Laser-Profil, Eta-Funktion und Diffusion. Diese Funktion wurde gemessen (sh. Abb. 3.12 und Abb. 3.13), und zwar auf der p-Seite, wobei der Strahl auf der n-Seite eingeschossen wurde. Da die Auslesestreifen auf der n-Seite gerade deckungsgleich mit den ausgelesenen Streifen auf der p-Seite sind, muss auch deren Abdeckungswirkung miteinkalkuliert werden. Die berechnete Verteilungsfunktion stimmt gut mit der gemessenen überein.

3.3.3 Mittlere Ladungssammlungseffizienz

Um die Ladungssammlungseffizienz von p- und n-Seite vergleichen zu können, muss zunächst sichergestellt werden, dass sich der Vorverstärker bezüglich Anstiegszeit gleich verhält. Dies ist der Fall (Abb. 3.14). Diesbezüglich verhält er sich also wie ein idealer Operationsverstärker. (Am Ausgang hingegen wirkt sich die Summe von Pipelinekapazität und Latch-Kapazität als Last bandbreitenbeschränkend aus

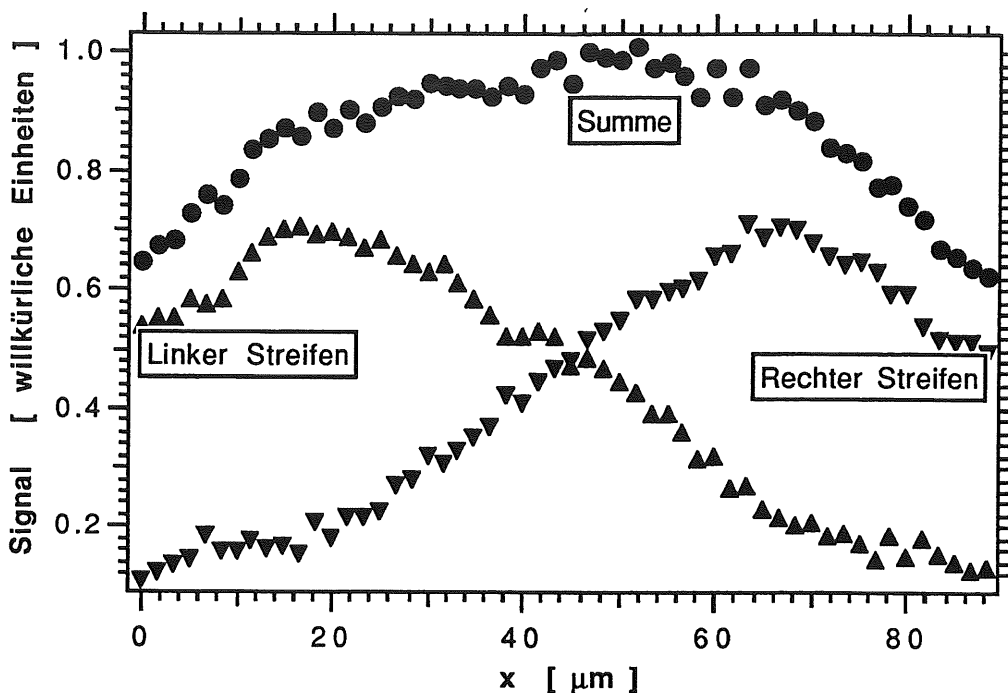


Abbildung 3.12: Scan auf der p-Seite. Die beiden unteren Kurven zeigen das Signal auf dem linken bzw. rechten Streifen, die Dritte ist die Summe der beiden anderen. Dass die Summe nicht konstant ist, ist den abdeckenden Auslesestreifen und der kapazitiven Ladungsteilung zuzuschreiben.

(Ref. [5])). Am genauesten lässt sich der Quotient der Ladungssammlungseffizienzen der beiden Seiten messen, da dafür keine absolute Eichung der Signalhöhen notwendig ist. Bei gleicher Versorgungsspannung der Vorverstärker (V_{analog}) und des Ausgangsverstärkers des Chips (V_{digital}) muss nur der LED-Treiber geeicht werden, der Rest der Auslekette kann für beiden Seiten verwendet werden.

Die mittlere Ladungssammlungseffizienz gemäss dem vorgestellten Modell ist

- p-Seite: $0.5 * (0.71 + 2 * 0.13) + 0.5 * (2 * 0.34) = 0.83$
- n-Seite: $0.5 * (0.55 + 2 * 0.10) + 0.5 * (2 * 0.01) = 0.39,$

der Quotient beträgt also 0,47. Diese Abschätzung ist mit einigen Unsicherheiten behaftet, sodass der Wert nicht besser als auf einige Prozent genau einzuschätzen ist. Der gemessene Quotient ist 0,50 (Messung mit breitem Strahl und Summation über alle getroffenen Streifen).

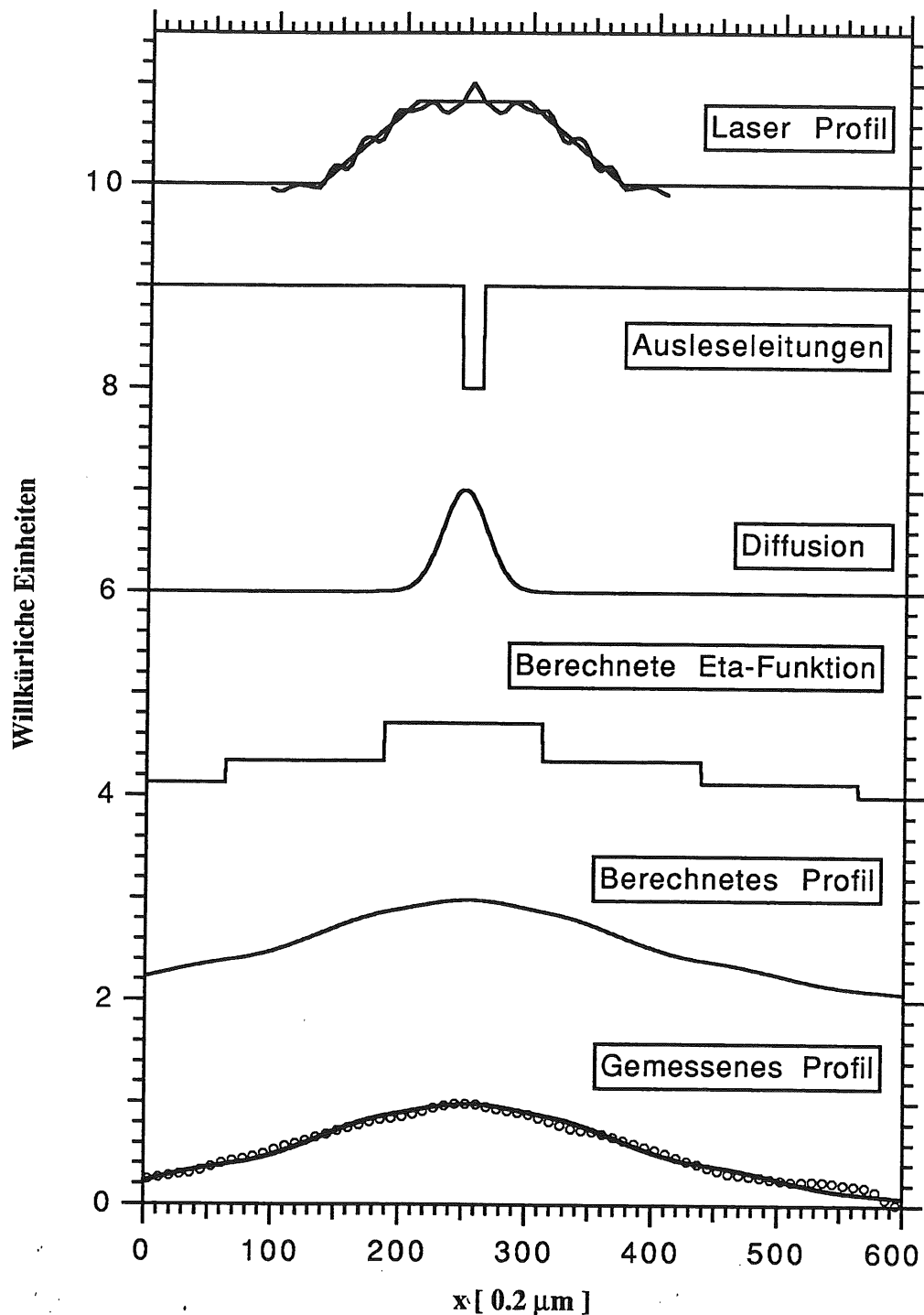


Abbildung 3.13: Vergleich von gemessener Ladungsverteilung mit dem Modell (p-Seite). Ganz oben ist das Strahlprofil mit dem verwendeten Fit. Dieser muss mit der Abdeckwirkung der Auslestreifen multipliziert werden. Dann wird das Produkt mit der Diffusion und der berechneten Eta-Funktion gefaltet. Ganz unten ist das Resultat der Rechnung (Strich) mit der Messung (Kreise) verglichen.

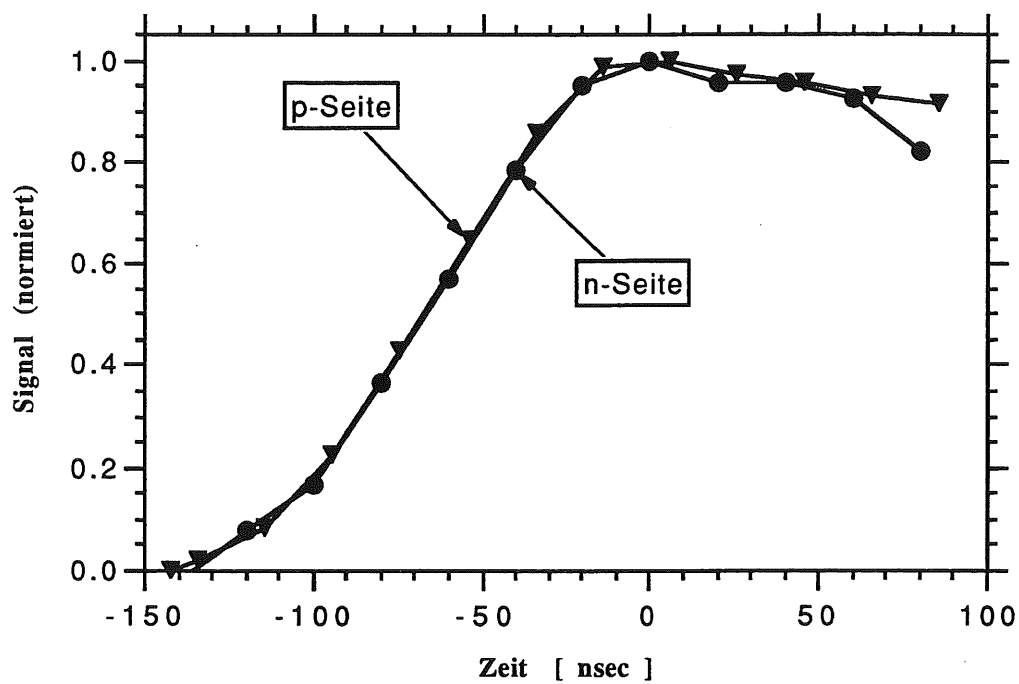


Abbildung 3.14: Gemessene Anstiegszeiten der Vorverstärker auf der p- und der n-Seite. Eingangslastkapazität 28 pF bzw. 58 pF.

3.4 Korreliertes Rauschen

3.4.1 Rauschen in Abhängigkeit der Lastkapazität am Eingang

Das Eigenrauschen des Vorverstärkers kann durch eine Rauschspannungsquelle U am Eingang dargestellt werden (Abb. 3.17). Diese fiktive Rauschspannungsquelle erzeugt auf der Lastkapazität eine Rauschladung von

$$Q_{noise} = -C_{load} U. \quad (3.7)$$

U hängt von der Transconductance des Vorverstärkers wie folgt ab:

$$U \propto \sqrt{\frac{\Delta f}{g_m}}, \quad (3.8)$$

wobei Δf die Bandbreite des Verstärkers bedeutet. Von der Rauschladung Q sammelt der Vorverstärker

$$Q_{preamp} = -\frac{C_m}{C_m + C_{load}} C_{load} U. \quad (3.9)$$

Das Rauschen, das man am Ausgang des ladungssensitiven Vorverstärkers sieht, hängt also fast linear von der Lastkapazität am Eingang ab. Dazu kommt ein konstanter Term, der durch Chip-interne Lastkapazitäten und die Feedbackkapazität verursacht wird (etwa 300 Elektronen: Ref. [3]). Weitere Rauschquellen sind das Schalterrauschen der Pipeline und das Leckstromrauschen des Detektors:

$$ENC(I) = \sqrt{\frac{qI\tau}{2}}, \quad (3.10)$$

wobei I den Leckstrom, q die Elementarladung und τ die Integrationszeit des Verstärkers bezeichnet (Abb. 3.15).

Bei den untersuchten Streifen beträgt das Leckstromrauschen (Abb. 3.15) etwa 100 Elektronen und wird vernachlässigt. Das Pipelinerauschen stellt den dominanten Rauschanteil beim APC64 dar. Es ist unabhängig von C_{load} und beträgt etwa 1140 Elektronen (gemessen ohne Lastkapazität am Eingang und umgerechnet als Rauschladung am Eingang). Die gemessene Abhängigkeit des Rauschens von der Eingangslastkapazität zeigt Abb. 3.16. Die Steigung von 29 Elektronen/pF stimmt früheren Berechnungen überein (Ref. [3]). Das Pipelinerauschen, welches stark überwiegt, ist mit dem Vorverstärker nicht korreliert und muss daher quadratisch addiert werden. Der tiefste Messwert im Bild 3.16 wurde mit geschlossenem Reset-Schalter gemessen, d.h. nur der Ausleseverstärker des Chips und die weitere (optische) Ausleseketten tragen hier zum Rauschen bei. Dieser Wert ist als hoch einzustufen. Das Eigenrauschen des Vorverstärkers wurde eingehend (Ref. [5]) untersucht.

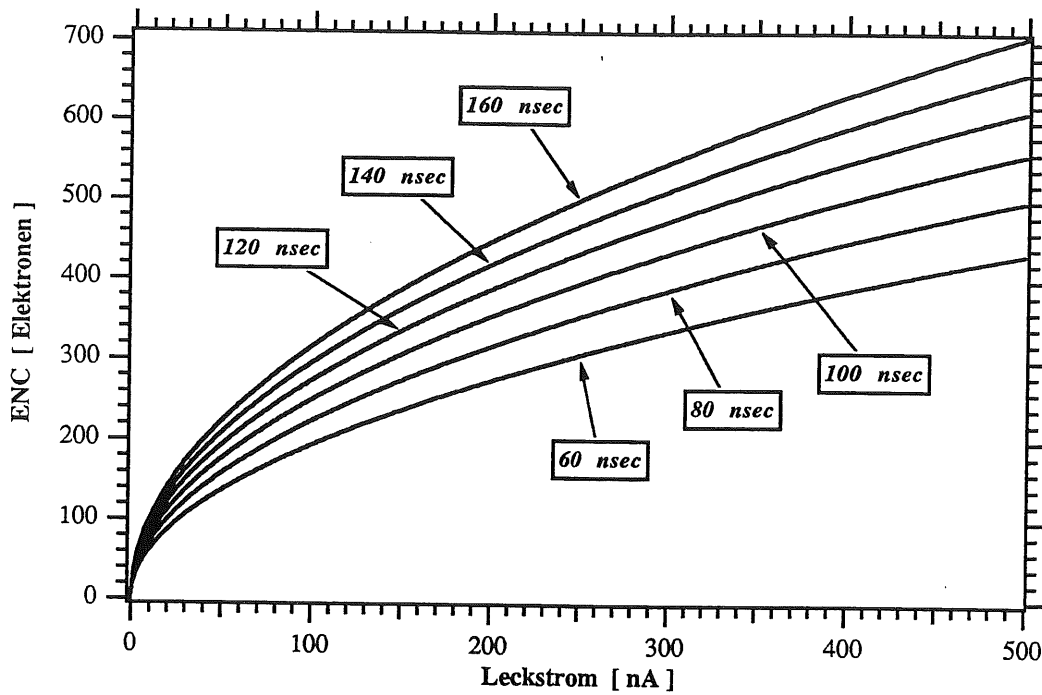


Abbildung 3.15: Berechnetes Leckstromrauschen für verschiedene Integrationszeiten.

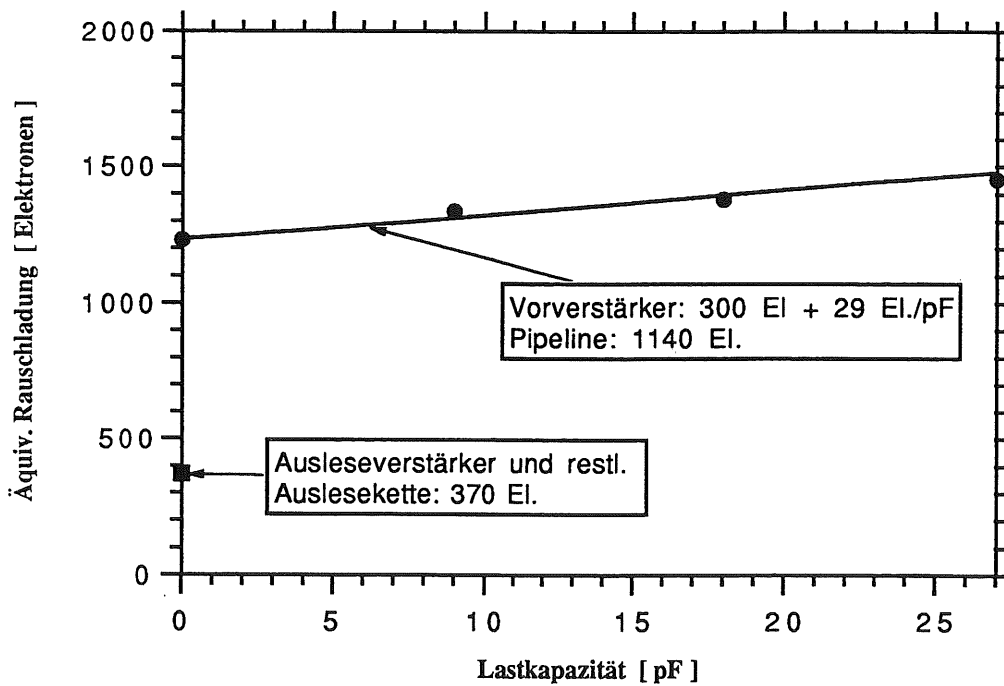


Abbildung 3.16: Gemessenes Rauschen in Abhängigkeit der Lastkapazität auf der p-Seite.

3.4.2 Korreliertes Rauschen: Modell und Messung

Da die Eingänge der Vorverstärker kapazitiv über die Zwischenstreifenkapazitäten gekoppelt sind, ist das Rauschen, das man an den Ausgängen von zwei Vorverstärkern sieht, antikorreliert (sh. Abb. 3.18). Das lässt sich mit Hilfe

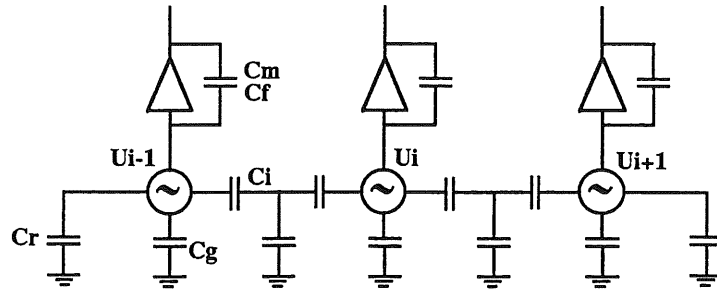


Abbildung 3.17: Modell zur Berechnung der Rauschkorrelation benachbarter Verstärker. An jedem Eingang ist eine unabhängige Rauschspannungsquelle platziert.

des in der letzten Sektion eingeführten Modells einsehen (Abb. 3.17). U_i induziert eine Rauschladung $-C_{load}U_i$ auf der Lastkapazität. Davon wird

$$Q_i = -U_i C_2 \quad (3.11)$$

mit der Abkürzung

$$C_2 = \frac{C_m}{C_m + C_{load}} (C_f + C_{load}) \quad (3.12)$$

auf dem Vorverstärker gesammelt und tritt als Rauschladung auf. Vom benachbarten Vorverstärker koppelt kapazitiv eine Rauschladung $\tilde{Q}_i = U_{i+1} C_1$, wobei C_1 gegeben ist durch

$$C_1 = C_r \frac{C_m}{C_m + C_g + C_r} \frac{C_i \parallel (C_m + C_g + C_r)}{C_g + C_i \parallel (C_m + C_g + C_r)}. \quad (3.13)$$

Insgesamt sieht der i -te Vorverstärker also eine Rauschladung von

$$Q_i = -C_2 U_i + C_1 U_{i+1} + C_1 U_{i-1}. \quad (3.14)$$

Daraus folgt für die Varianzen:

$$\sigma^2(Q_i - Q_{i+1}) = 2\sigma^2(U)((C_2 + C_1)^2 + C_1^2) \quad (3.15)$$

$$\sigma^2(Q_i) = \sigma^2(U)(C_2^2 + 2C_1^2). \quad (3.16)$$

Mit diesen beiden Größen kann nun die Korrelation des Rauschens zweier benachbarter Kanäle berechnet werden.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für eine Messung der beiden Kanäle ist gegeben durch eine Gaussverteilung

$$G(Q_1, Q_2) = \frac{\sqrt{\det W}}{2\pi} e^{-\frac{1}{2} \vec{Q}^T W \vec{Q}} \quad (3.17)$$

$$\vec{Q}^T = (Q_1, Q_2) \quad (3.18)$$

$$V \equiv W^{-1} \equiv \begin{pmatrix} \sigma_{Q_1}^2 & cov(1,2) \\ cov(2,1) & \sigma_{Q_2}^2 \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Die Korrelation ist gegeben durch

$$\rho = \frac{E(Q_1 Q_2)}{\sigma_{Q_1} \sigma_{Q_2}} = \frac{cov(1,2)}{\sigma_{Q_1} \sigma_{Q_2}}, \quad (3.20)$$

und es ist

$$\rho = \frac{\sigma_{Q_1}^2 + \sigma_{Q_2}^2 - \sigma^2(Q_1 - Q_2)}{2\sigma_{Q_1} \sigma_{Q_2}}, \quad (3.21)$$

beziehungsweise, falls $\sigma_{Q_1} = \sigma_{Q_2} = \sigma_Q$:

$$\rho = 1 - \frac{\sigma^2(Q_1 - Q_2)}{2\sigma_Q^2}. \quad (3.22)$$

Gemäss Modell ist also

$$\rho = \frac{-2\xi}{1 + 2\xi^2} \quad (3.23)$$

mit

$$\xi = \frac{C_1}{C_2}. \quad (3.24)$$

Um diesen Wert mit der Messung vergleichen zu können, muss noch das Pipelinerauschen berücksichtigt werden. Dieses ist nicht korreliert. Das Zusammenspiel zweier Rauschquellen wird durch die Faltung der beiden Wahrscheinlichkeitsverteilungen beschrieben. Dabei verhält sich die Kovarianzmatrix V additiv. Das bedeutet, dass

$$\rho_{total} = \frac{cov_{preamp}(1,2) + cov_{pipeline}(1,2)}{\sigma_{preamp}^2 + \sigma_{pipeline}^2}, \quad (3.25)$$

wobei wie gesagt $cov_{pipeline}(1,2) = 0$. Setzt man nun in dieses Modell die Kapazitätswerte aus dem vorangehenden Kapitel in, so ergibt sich eine Vorhersage für das korrelierte Rauschen. Diese ist mit der Messung verträglich (Abb. 3.19). Bei den berechneten Werten handelt es sich um eine absolute Vorhersage aufgrund der Kapazitätswerte der Detektoren und des Gains des Vorverstärkers. Die Fehlergrenzen kommen im wesentlichen von den Fehlern bei den Kapazitätsmessungen.

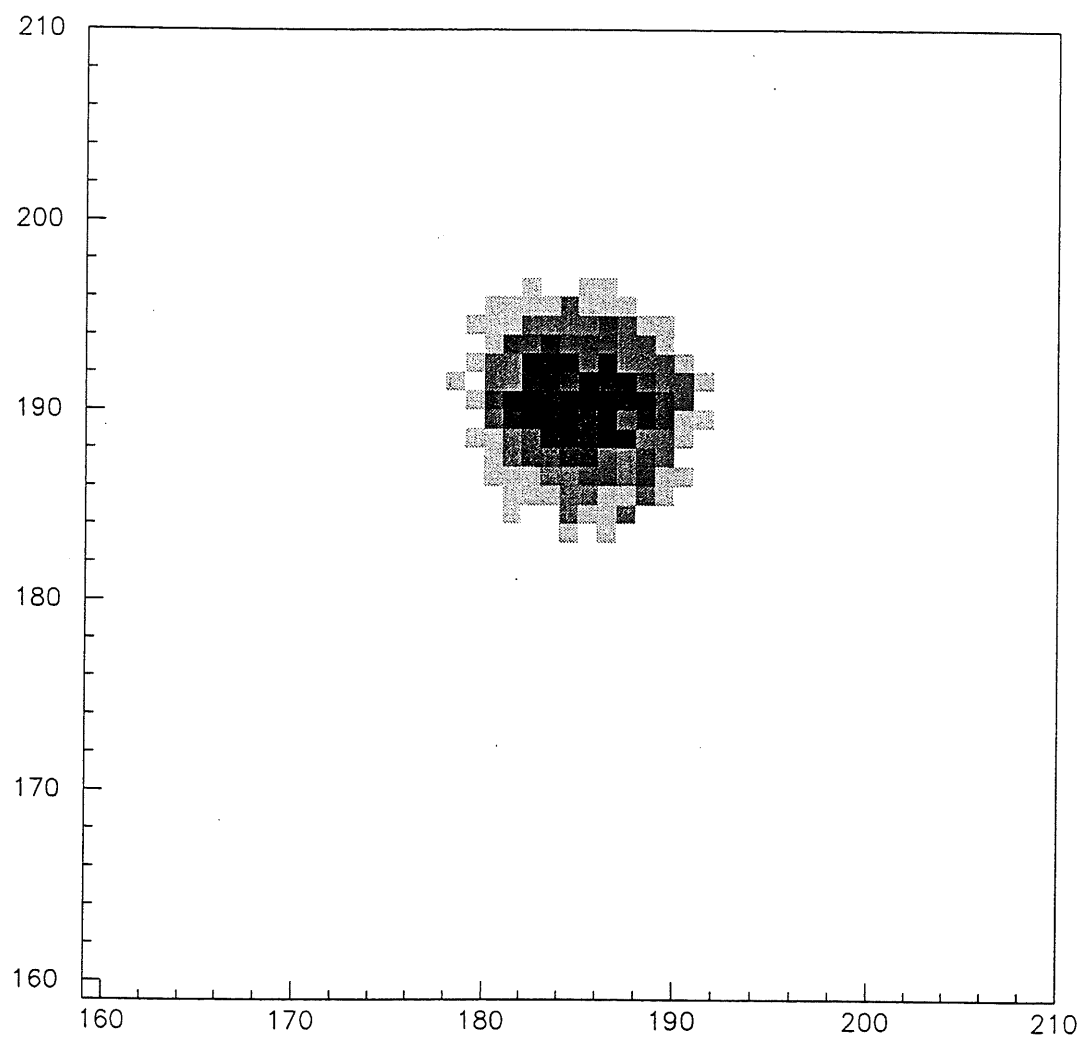


Abbildung 3.18: 5000 Messungen zweier benachbarter Streifen (3 Detektoren in Serie) gegeneinander aufgetragen. Die Antikorrelation des Rauschens äussert sich in einer Abweichung von der Kreisform hin zu einer um 45 Grad nach links geneigten Ellipse. Durch Anpassung einer zweidimensionalen Gausskurve kann die Korrelation berechnet werden.

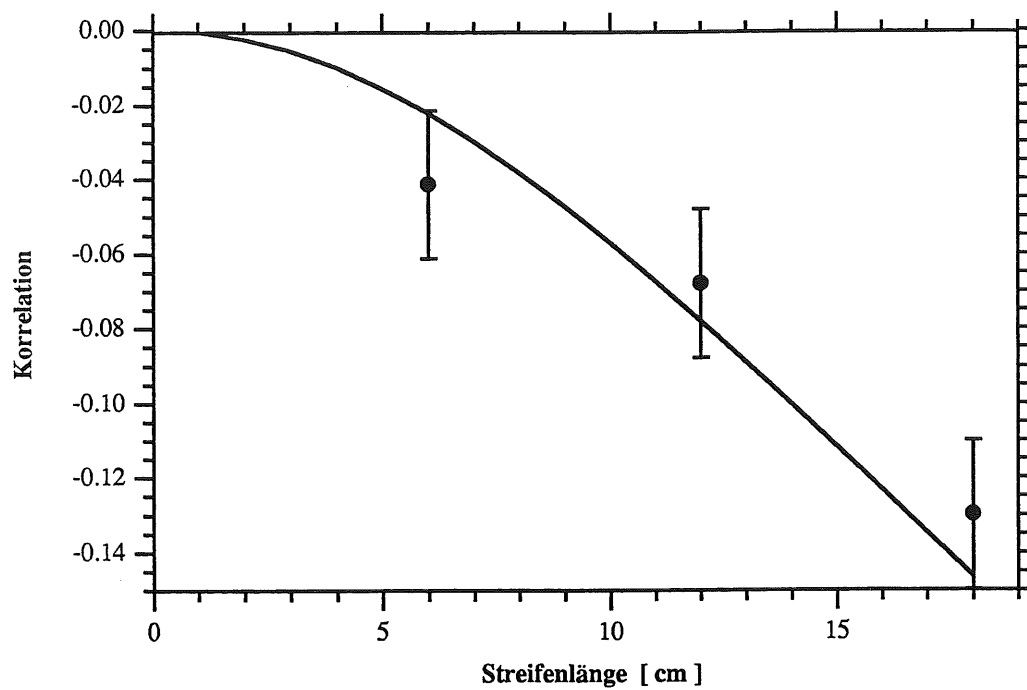


Abbildung 3.19: Rauschkorrelationsmessung auf der *p*-Seite. Die durchgezogene Linie ist die berechnete Abhängigkeit von der Streifenlänge.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Lutz, Nucl. Instr. and Meth. A309 (1991) 545-551
- [2] J. Bürger et al., *Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors for H1*, H1 internal report 226 (1992) and DESY PRC 92/01
- [3] R. Horisberger, D. Pitzl, *A novel readout chip for silicon strip detectors with analog pipeline and digitally controlled analog signal processing*, Nucl. Instr. and Meth. A326 (1993) 92-99
- [4] D. Pitzl et al., *Evaluation of double sided, AC-coupled, double metal silicon strip detectors for H1 at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. A348 (1994) 454-460
- [5] M. Lechner, *Untersuchung des Rauschverhaltens von CMOS-Vorverstärkern für Silizium-Streifendetektoren*, Diplomarbeit Institut für Teilchenphysik der ETH Zürich, 1994
- [6] M. Brogle *Spatial Resolution of a Prototype ARGUS Silicon Vertex Detector Unit for Inclined Tracks*, Diploma Thesis University of Zurich, 1991
- [7] T. Spirig *Bau und Tests eines doppelseitigen Streifendetektors für das p_{μ^+} -Experiment*, Diplomarbeit Universität Zürich, 1992
- [8] B. Henrich *Ein Silizium Pixeldetektor mit zweidimensionaler Ortsinformation durch diffusive Ladungsteilung*, Diplomarbeit Universität Basel 1994
- [9] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley (1981)
- [10] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik Bd VIII*
- [11] P. R. Gray, R. G. Meyer, *Analog Integrated Circuits*, John Wiley and Sons, New York (1984)

Danksagung

Ich möchte mich bedanken bei Herrn Prof. Dr. Ralph Eichler für seine Betreuung während des Studiums und dieser Arbeit, sowie für das interessante Thema, das ich bearbeiten durfte. Des weitern gilt mein Dank Herrn Dr. D. Pitzl und Herrn Dr. R. Horisberger, die mir stets mit Rat und Tat - weit über das übliche Mass hinaus - zur Verfügung standen, wie auch der ganzen Gruppe, namentlich Herrn Dipl. Phys. W. Erdmann, Frau Dipl. Phys. M. Wagener und Herrn S. Streuli.

Mein ganz spezieller Dank gilt meinen Eltern, die meine Ausbildung finanziert haben und mir moralisch stets zur Seite gestanden sind, sowie meiner Lebensgefährtin Brigitte, die mich immer geduldig unterstützt und ermutigt hat.