

# Aufbau und Test eines Microstrip-Detektors für das ATHENA-Experiment

Diplomarbeit

von

Reinhard Andreas Brunner

Physik-Institut der Universität Zürich



Ausgeführt am CERN, Genf

bei Prof. Dr. C. Amsler

Betreut durch Dr. Petra Riedler und Dr. Christian Regenfus

Genf, 6. Juni 2000

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Abstract</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>ATHENA-Experiment</b>	<b>4</b>
2.1	Einführung . . . . .	4
2.2	Experimenteller Überblick über ATHENA . . . . .	4
2.3	Nachweis von Antiwasserstoff . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Silizium-Detektoren</b>	<b>9</b>
3.1	Motivation . . . . .	9
3.2	Der p-n-Übergang . . . . .	9
3.3	Aufbau eines Detektors . . . . .	11
3.3.1	Biasline . . . . .	13
3.4	Herstellung von Siliziumdetektoren . . . . .	14
3.5	Bestimmung der Depletionsspannung . . . . .	17
3.6	Multiguardring-Stuktur . . . . .	20
3.7	MOS-Struktur . . . . .	23
3.8	Testmessungen an der Probe-Station . . . . .	25
3.8.1	Aufbau der Probe-Station . . . . .	25
3.8.2	Strommessungen . . . . .	28
3.8.3	LCR Messgerät . . . . .	29
3.8.4	System Controlling . . . . .	31
3.8.5	$I - V$ -Messungen . . . . .	31
3.8.6	$C - V$ -Messungen . . . . .	33
3.9	Ergebnisse der Testmessungen . . . . .	34
3.9.1	$I - V$ -Kurven . . . . .	35
3.9.2	$I - t$ -Kurven . . . . .	37
3.9.3	$C - V$ -Kurven . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Detektormodul</b>	<b>45</b>
4.1	Das Hybrid . . . . .	45
4.2	VA2_TA Chip . . . . .	45
4.3	Repeaterkarte . . . . .	46
4.4	Aufbau eines Moduls . . . . .	46

<b>5</b>	<b>Messung an einem Testmodul</b>	<b>49</b>
5.1	Strahlteleskop . . . . .	49
5.2	Testmodul . . . . .	51
5.3	Detektierung eines Teilchens . . . . .	51
5.4	Auswertung . . . . .	54
5.4.1	Datenstruktur eines Events . . . . .	54
5.4.2	Selektion der Ereignisse . . . . .	54
5.4.3	$S/N$ -Verhältnis und Energieauflösung . . . . .	57
5.4.4	Ortsauflösung . . . . .	61
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>64</b>
<b>A</b>	<b>Anhang, <i>LabVIEW</i>-Programme</b>	<b>65</b>
A.1	$I - V$ -Messung . . . . .	65
A.2	$I - t$ -Messung . . . . .	66
A.3	$C - V$ -Messung . . . . .	67
<b>B</b>	<b>Anhang, Tabelle mit Konstanten</b>	<b>68</b>
<b>C</b>	<b>Anhang</b>	<b>68</b>
C.1	C-Programm zur Analyse eines Runs . . . . .	68
<b>D</b>	<b>Technische Daten zu den Detektoren</b>	<b>69</b>

# 1 Abstract

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit den Silizium-Streifendetektoren, sowie deren Zusammenbau zu einem ersten Testmodul für das ATHENA-Anti-wasserstoffexperiment. Die Detektoren sind zweiseitig mit Auslesestreifen in x-, und Auslesepads in y-Richtung. Sie wurden von SINTEF (Norwegen) hergestellt. Die Schwerpunkte dieser Arbeit wurden wie folgt gesetzt:

- Messung der Strom-Spannungs- und Kapazität-Spannungs-Charakteristika der Testdioden
- Messung des Stabilitätsverhaltens des Leckstroms, sowie die Messung der Strom-Spannungs- und Kapazität-Spannungs-Charakteristika der Streifendetektoren
- Aufbau, Inbetriebnahme und Messung der Auflösung und des  $S/N$ -Verhältnisses an einem Testmodul

Mit Hilfe der  $I - V$ - und  $C - V$ -Messungen an den Testdioden und den Streifendetektoren wurde als für ATHENA wichtigstes Resultat eine Depletionsspannung der Detektoren von  $V_{fd} = 33 \pm 3$  V gemessen. Ausserdem konnten die bezüglich Leckstrom instabilen Detektoren durch 7-tägiges Ausheizen bei 150 °C stabilisiert werden.

Mit einem Strahlteleskop wurde mit kosmischen Myonen das (erste) Testmodul in Bezug auf  $S/N$  und Orts- und Energieauflösung untersucht. Die Ortsauflösung konnte nur in einer Richtung bestimmt werden, da es bis zum Abschluss dieser Arbeit noch nicht gelang, die Auslesepads der Detektorrückseite zu kontaktieren. Auf der Seite der Auslesestreifen wurde eine Ortsauflösung von  $\sigma_x = 23.71 \pm 0.74 \mu\text{m}$  gemessen. Die (berechnete) Auflösung der Pads auf der Rückseite kann gegen oben abgeschätzt werden durch  $\sigma_y \geq 380 \mu\text{m}$ .

Die Messung des Energieverlustes der Myonen liefert ein landauverteiltes Energiespektrum, woraus sich das  $S/N$ -Verhältnis, und näherungsweise die Energieauflösung  $\sigma_E$  der Streifendetektoren bestimmen lassen:  $S/N = 46$  und  $\sigma_E \leq 244$  eV.

Bei ATHENA werden die Streifendetektoren einerseits zur Vertexbestimmung und andererseits als Veto gegen *back-to-back*  $\pi^\pm$  eingesetzt. Die gemessenen Performances sind für beide Anforderungen völlig ausreichend.

## 2 ATHENA-Experiment

### 2.1 Einführung

1995 wurde die ATHENA-Kollaboration [1] ins Leben gerufen um am CERN ein Experiment zur Herstellung und Untersuchung von Antiwasserstoff aufzubauen. Das Ziel von ATHENA (**AnTiHydrogEN Apparatus**) ist der Vergleich der Energieniveaus von Antiwasserstoff mit denen von Wasserstoff, um die CPT-Invarianz<sup>1</sup> zu untersuchen. Sind einmal niederenergetische Antiwasserstoffatome in einer geeigneten Falle gespeichert, können spektroskopische Methoden angewandt werden, um  $\overline{H}$  mit  $H$  zu vergleichen.

Von besonderem Interesse ist der  $2s \rightarrow 1s$ -Übergang von  $\overline{H}$  mit einer Lebenszeit von 122 Millisekunden. Infolge seiner langen Lebensdauer hat dieser Übergang eine extrem schmale natürliche Linienbreite ( $\frac{\Delta\nu}{\nu} \simeq 5 \cdot 10^{-15}$ ). Dadurch kann seine Energie extrem genau gemessen, und mit derjenigen des  $2s \rightarrow 1s$ -Übergangs von  $H$  verglichen werden. Das Studium der CPT-Invarianz mit der höchsten erreichbaren Präzision ist für die Physik von fundamentaler Wichtigkeit. ATHENA ist ein weiteres Experiment in einer ganzen Reihe von CPT-Tests. Mit dem Vergleich der  $2s \rightarrow 1s$ -Übergänge des  $\overline{H}$  und  $H$  soll die CPT-Invarianz mit einer Genauigkeit von  $10^{-18}$  gemessen werden. Am erfolgreichsten war bisher die Messung der CPT-Invarianz am  $K^0\overline{K}^0$ -System<sup>2</sup> mit einer Genauigkeit  $\leq 10^{-18}$ . Weitere Tests wurden an den  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\overline{p}p$ -Systemen durchgeführt. Eine allfällige Verletzung der CPT-Parität bei diesen Systemen wäre in der Grössenordnung von  $10^{-7}$  bis  $10^{-12}$ .

### 2.2 Experimenteller Überblick über ATHENA

In den vergangenen Jahren wurden am *Low Energie Antiproton Ring (LEAR)* am CERN grosse Erfolge beim Einfangen und Abkühlen von Antiprotonen erzielt. Dabei war es möglich, sie über mehrere Stunden in einem kleinen Volumen zu speichern [1]. Aus technischer Sicht, gilt es bei ATHENA fünf Hauptprobleme zu lösen:

- Einfangen und Speichern der Antiprotonen

---

<sup>1</sup>CPT-Invarianz bedeutet, dass physikalische Prozesse zwischen Elementarteilchen identisch sind mit den räumlich gespiegelten und zeitlich rückwärtslaufenen Prozessen zwischen den Antiteilchen [2].

<sup>2</sup> $2 \frac{|m_{\overline{K}^0} - m_{K^0}|}{m_{K^0}} \leq 9 \cdot 10^{-19}$

- Einfangen und Speichern der Positronen
- Rekombination von  $\bar{p}$  und  $e^+$
- Detektierung von Antiwasserstoff
- Halten des Antiwasserstoffs für spektroskopische Studien

ATHENA will mit den bei *LEAR* gewonnenen Erkenntnissen und Erfahrungen die Antiprotonen in einer Penningfalle<sup>3</sup> einfangen und auf Energien im Bereich einiger meV abkühlen. Geplant ist eine Falle mit einer Aufnahmekapazität von  $10^7$  Antiprotonen aus dem *Antiproton Decelerator (AD)*. Die Speicherung der Positronen ( $10^{10}/h$ ) geschieht mit einer ähnlichen Feldkonfiguration (siehe Abb. 1). Produziert werden die  $e^+$  durch  $\beta^+$ -Zerfälle aus einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle.

Um die  $e^+$  und die  $\bar{p}$  rekombinieren zu lassen, werden beide Fallen gleichzeitig gegeneinander geöffnet (siehe Abb. 1), damit sich die Teilchen in der Mitte, in der sogenannten Rekombinationsfalle treffen. Im besten Fall soll eine Rate von etwa 200 rekombinierten  $\bar{H}$ -Atomen pro Füllung erreicht werden. Die Energie der  $\bar{H}$  in der Rekombinationsfalle soll ebenfalls wenige meV betragen. Die Beobachtung der ersten ATHENA-Antiwasserstoffatome erfolgte Ende November 1999 [3].

Das rekombinierte Antiwasserstoffatom  $\bar{p} + e^+ \longrightarrow \bar{H}$  ist neutral und spürt die elektrischen Kräfte der Fallen nicht mehr. Um zu verhindern, dass es sogleich gegen die Wand fliegt und dort annihiliert, wird ein starkes inhomogenes Magnetfeld benötigt (Effekt auf den Spin des  $e^+$ ), der mit dem magnetischen Moment von  $\bar{H}$  wechselwirkt.

Die Beschreibung bis hierhin umfasst die erste Phase von ATHENA, das heisst lediglich die Produktion und Detektierung von  $\bar{H}$ . Sie dauert voraussichtlich bis ins Jahr 2002. In einer zweiten Phase will man am  $\bar{H}$  Spektroskopie betreiben. In der Rekombinationsfalle wird der Antiwasserstoff mit einem  $2\gamma$ -Laser ( $\lambda = 243$  nm pro Photon) vom Grundzustand ( $1s$ ) in den  $2s$ -Zustand angehoben. Unter Emission eines Einzelphotons kann dieser Zustand nicht in den Grundzustand zurückkehren, weil er Spin des  $\gamma$ 's 1 ist. Ein elektrischer Puls (1 ms) bewirkt einen Übergang von  $2s$  nach  $2p$ , der schliesslich wiederum durch den  $2p \rightarrow 1s$ -Übergang (Lyman- $\alpha$ , 121 nm) zerfällt [4].

---

<sup>3</sup>Die Teilchen werden in einem elektromagnetischen Feld gefangen gehalten. Ein Quadrupolmagnet schränkt die Bahn des Teilchens radial ein, der Helmholtzmagnet in axialer Richtung.

## ATHENA Schematic Overview

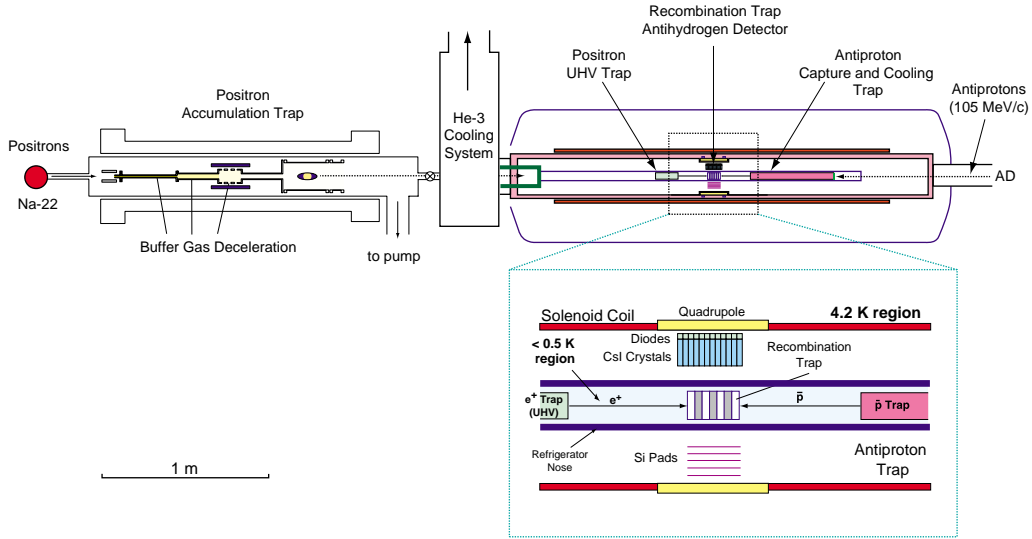


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des ATHENA-Experiments (aus [4]).

### 2.3 Nachweis von Antiwasserstoff

Der Detektor besteht aus zwei Teilen:

- Silizium-Streifendetektoren
- undotierte CsI<sup>4</sup>-Kristalle mit Photodioden

Die Aufgabe des Detektors rund um die Rekombinationsfalle (siehe Abb. 2) ist der Nachweis von  $\overline{H}$ . Dazu muss er unterscheiden können zwischen  $\overline{H}$ ,  $\overline{p}$ , und  $e^+$ . Die Siliziumstreifen detektieren geladene Teilchen, welche durch die Annihilation von  $\overline{p}$  mit Materie<sup>5</sup> in der Rekombinationsfalle entstehen. Bei ATHENA erzeugt die Annihilation von  $\overline{p}p$  vorwiegend Pionen<sup>6</sup> mit Impulsen von 300 MeV/c. Weitere erzeugte Teilchen sind  $\overline{K}^0$  und  $K^0$  ( $\sim 5\%$ ), sowie  $\omega$ 's und  $\rho$ 's.

Die beiden Detektorlagen werden gebildet durch zweiseitige Siliziumstreifen mit 128 Auslesekanälen (in axialer Richtung) auf der Oberseite,

<sup>4</sup>Cäsiumiodid

<sup>5</sup>Im Normalfall ist das die innere Wand der Rekombinationsfalle.

<sup>6</sup> $m \cdot \pi^0, n \cdot (\pi^+ + \pi^-)$ , mit  $m \leq 0$  und  $n \leq 0$ .

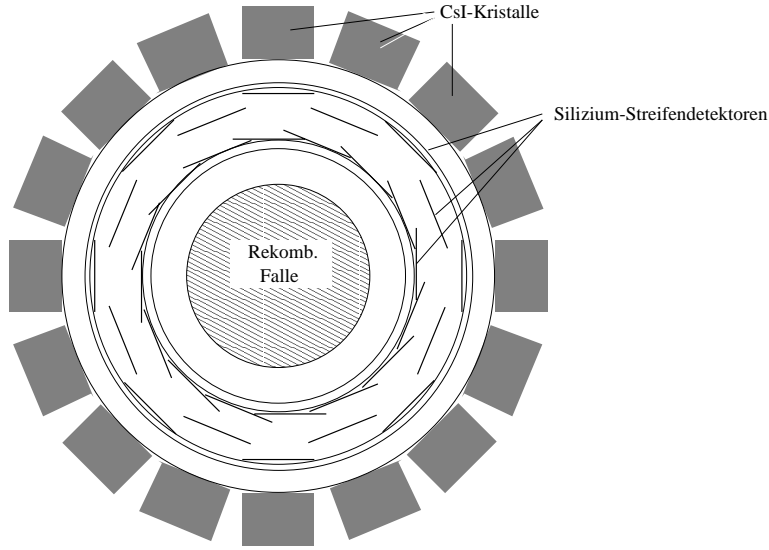


Abbildung 2: Schematischer Querschnitt (senkrecht) durch den Detektor. Die Flugrichtung der  $\bar{p}$  bzw. der  $e^+$  ist senkrecht zum Bild, von unten bzw. oben.

und 64 Pads auf der Unterseite (in tangentialer Richtung), was eine 2D-Ortsinformation liefert. Je zwei Detektoren werden längs verbunden und gemeinsam ausgelesen (das ergibt oben sowie unten je 128 Kanäle). Das gleichzeitige Signal der inneren und äusseren Lage liefert einerseits den Vertex des durchfliegenden Teilchens, und andererseits ein Triggersignal.

Die Aufgabe der Kristalle ist die Detektierung der beiden entgegengesetzt emittierten 511 keV Photonen aus der Annihilation von  $e^+e^-$ . Über jedem der äusseren Silizium-Doppelstreifen befinden sich 12 Kristalle in einer Reihe. Auf der Kristalloberseite sind Photodioden montiert, welche ein von der Energie des  $\gamma$ 's abhängiges Signal liefern. Neben den  $\gamma$ 's deponieren auch die Pionen Energie in den Kristallen. Im Unterschied zu den Photonen ist ihr Energieverlust aber grösser ( $\Delta E \simeq 2 \text{ MeV/g}$  für MIP's, und sie werden nicht zwingend entgegengesetzt emittiert. In den Zerfällen  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$  und  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  ( $E_{kin} \simeq 0$ ) werden die Pionen entgegengesetzt emittiert, können aber durch das Veto der Silizium-Streifendetektoren relativ einfach ausgeschieden werden.

Bei der Vernichtung von  $\bar{H}$  annihilieren das  $e^+$  und  $\bar{p}$  gleichzeitig. Das bedeutet, dass der Detektor nur ein Ereignis gesehen hat, wenn die Kristalle und die Siliziumstreifen zeitlich miteinander koinzidieren. Mit den Streifen wird



ein Ereignis getriggert. Aus Effizienzgründen<sup>7</sup> wird der Detektor so nahe wie möglich an der Rekombinationsfalle positioniert, und deckt einen möglichst grossen Raumwinkel ab. Daher muss der Detektor in die supraleitende Magnetspule hineingebaut werden. Die Detektoren und die Ausleseelektronik werden bei einer Temperatur von 77 Kelvin (flüssiger Stickstoff) betrieben, die Spule und die Rekombinationsfalle bei 4 K. Die drei Bereiche sind durch eine Superisolation thermisch voneinander getrennt.

---

<sup>7</sup>Die Effizienz der Streifendetektoren wird mit 100% angenommen. Für die Rekombinationsfalle decken die Streifendetektoren einen Raumwinkel von 85% ab. Die Photodioden haben eine Effizienz von etwa 15% und decken einen Raumwinkel von rund 66 % ab. Ein  $\overline{H}$ -Ereignis mit je zwei Spuren von geladenen Teilchen und zwei entgegengesetzt emittierten Photonen hat eine Nachweiseffizienz von  $\sim 1\%$ .

## 3 Silizium-Detektoren

### 3.1 Motivation

Die grosse Bedeutung von Halbleiterdetektoren in der Teilchenphysik beruht auf einer Vielzahl von Vorteilen. Ein durch das Material fliegendes (geladenes) Teilchen benötigt nur einige wenige eV (Silizium: 3.6 eV), um freie Elektron-Loch-Paare zu erzeugen<sup>8</sup>. Im Gegensatz dazu stehen rund 30 eV bei Gasionisationskammern und bis 300 eV bei Szintillatoren. Eine solche Ladungsträgerausbeute erlaubt eine hohe Energieauflösung bei sehr kompakter Bauweise. Die hohe Granularität begrenzt die Ausdehnung der Ionisationsspur durchfliegender Teilchen, was eine Ortsauflösung im  $\mu\text{m}$ -Bereich ermöglicht [5, 6]. Die kurze Ladungssammelzeit (einige ns) hat weiter eine geringe Totzeit des Detektors zur Folge.

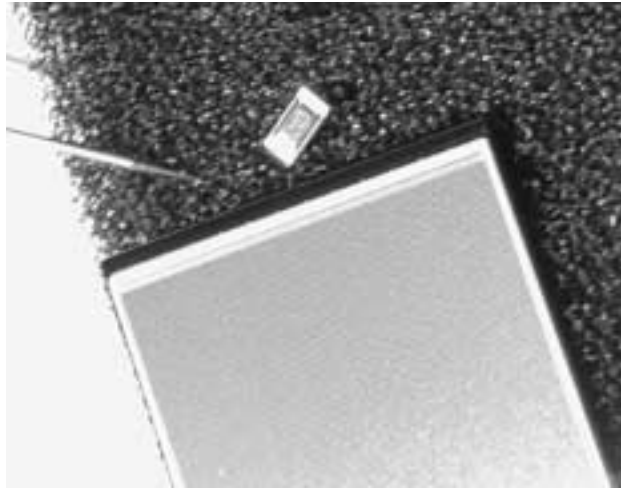


Abbildung 3: Ein ATHENA-Detektor. Als Grössenvergleich liegen oberhalb des Detektors ein SMD-Widerstand mit einer Länge von 3.3 mm und die Messnadel.

### 3.2 Der p-n-Übergang

Zur Illustration betrachtet man zwei Halbleiterkristalle unterschiedlicher Dotierungsart. Deren Fermi-niveaus liegen dabei bei verschiedenen Energien. Ein

---

<sup>8</sup>Der Grund, warum zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars im Mittel 3.6 eV benötigt werden, und nicht nur die 1.12 eV der Bandlücke, ist der, dass das Teilchen über zwei Drittel seiner Energie an die Phononen im Gitter abgibt.

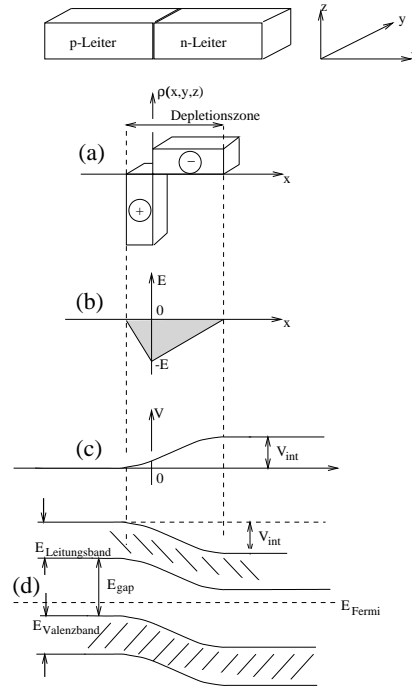


Abbildung 4: Abrupter p-n-Übergang. (a) Verteilung der Raumladungsdichte. (b) E-Feld-Verteilung. (c) Änderung des Potentials mit der Distanz.  $V_{int}$  ist die interne Spannung. (d) Energieband-Diagramm

abrupter p-n-Übergang entsteht, wenn die beiden Kristalle (mit exakt der gleichen Gitterorientierung) aneinandergefügt werden<sup>9</sup>. Dabei ändert sich die Konzentration der Akzeptor-, bzw. Donatoratome an der Kontaktfläche im Sinne einer Stufenfunktion. Das hat ein starkes Konzentrationsgefälle der jeweiligen Majoritätsladungsträger zur Folge, sodass ein Diffusionsstrom entsteht. Die Leitungselektronen bewegen sich dabei vom n- in den p-dotierten Bereich, und die Defektelektronen (= Löcher) vom p- in den n-dotierten, wobei die meisten Ladungsträger rekombinieren. Im thermischen Gleichgewicht entsteht so im Übergangsbereich eine Verarmungsschicht, welche nahezu frei von beweglichen Ladungsträgern ist [5]. Die Diffusion der Elektronen und Löcher in den anders dotierten Bereich baut eine Gegenspannung auf, welches einen der Diffusion entgegengesetzten Driftstrom erzeugt. Das Feld wächst so lange an, bis sich die beiden Diffusionsströme im Gleichgewicht befinden. Sein Potential ist von der Größenordnung einiger 100 mV.

<sup>9</sup>In der Praxis wird der p-n-Übergang durch unterschiedliches Dotieren ein und desselben Substrats erzeugt.

In der Energiebetrachtung des p-n-Übergangs kommen die beiden (zuerst unterschiedlichen) Fermi-niveaus auf einen gemeinsamen Wert zu liegen. Dabei werden das Valenz-, und das Leitungsband in der Verarmungszone verbogen (siehe Abb. 4d).

Eine externe Gleichspannung  $V$  kann nun entweder in Durchlass-, oder in Sperrrichtung an den Übergang angelegt werden. Beim Betrieb in **Durchlassrichtung** wird der p-Leiter positiv, und der n-Leiter negativ gepolt. Die Potentialbarriere (siehe Abb. 4c und d.) wird dabei am Übergang um  $V$  verkleinert, sodass die Leitungselektronen aus dem n-Leiter nur noch eine energetische Stufe der Höhe  $E_{gap} - |eV_{bias}|$  überwinden müssen, um in den p-dotierten Bereich zu kommen. Dabei nimmt der Diffusionsstrom zu, nicht aber der entgegengerichtete Driftstrom, was zu einem resultierenden Gesamtstrom an Elektronen durch den Übergang führt. In der umgekehrten Richtung gilt die gleiche Überlegung, sodass ein resultierender Löcherstrom in der entgegengesetzten Richtung über den Übergang fließt.

Bei der Betrachtung von Halbleiter-Detektoren ist die Betreibung des p-n-Übergangs in **Sperrrichtung** interessant. Die externe Spannungsquelle wird dabei umgekehrt gepolt wie in Durchlassrichtung. Die Leitungselektronen müssen nunmehr eine Energie von  $E_{gap} + |eV_{bias}|$  aufbringen, um in den p-Bereich zu wechseln. Dadurch nimmt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron die zur Diffusion notwendige Energie besitzt, exponentiell ab<sup>10</sup>. Als Folge fließt nur ein kleiner resultierender Driftstrom vom p- in den n-Bereich. Für die Betrachtung der Löcher gilt das Analoge, jedoch in umgekehrter Stromrichtung.

### 3.3 Aufbau eines Detektors

Der Aufbau eines Siliziumwafers ist schematisch in Abb. 5 dargestellt. Unter einem Wafer versteht man eine geschnittene Halbleiterscheibe (Silizium, Germanium, Galliumarsenid, Galliumphosphid oder Cadmiumsulfid). Der Detektor ist derjenige Teil des Wafers, der an der Detektierung eines durchfliegenden Teilchens aktiv beteiligt ist.

Die Standarddicke eines Wafers beträgt zwischen 300 und 500  $\mu\text{m}$  (bei ATHENA sind es 380  $\mu\text{m}$ )<sup>11</sup>. Der Bulk macht den grössten Teil des Detektors (und des Wafers) aus. Er ist die zur Detektierung eines durchfliegenden Teilchens aktive Zone. Im leicht dotierten Bulk werden hochdotierte Streifen-

---

<sup>10</sup> $P \sim \exp[-(eV_{bias} - V_{int})/kT]$

<sup>11</sup>Die Dicke ist abhängig vom Waferdurchmesser, siehe Unterkapitel 3.4.

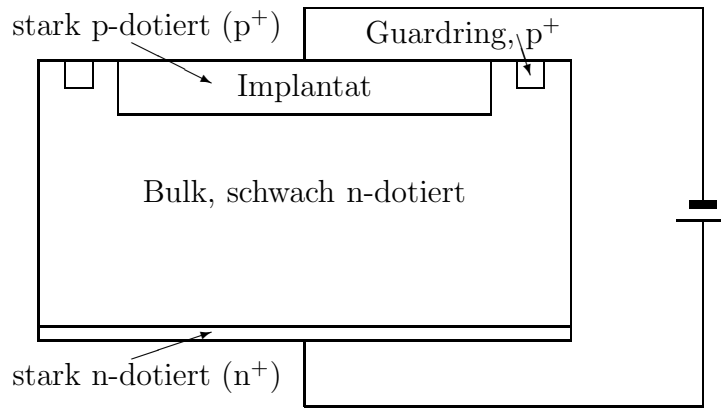


Abbildung 5: Einfacher schematischer Aufbau eines Wafers. Das Implantat ist in Streifen oder Pixel unterteilt und ist von einem geschlossenen Guardring umgeben. Der Ohm'sche Kontakt ( $n^+$ -Seite) besitzt bei einem einseitigen Detektor keine Struktur, hingegen besitzt er bei einem zweiseitigen ebenfalls Streifen, bzw. Pads.

oder Pixelstrukturen implantiert. Der p-n-Übergang besteht hier zwischen dem  $p^+$ -Implantat und dem n-Bulk.

Der ohm'sche Kontakt ist eine etwa  $5\ \mu\text{m}$  dünne Schicht auf der anderen Seite des Wafers. Er ist gleich dotiert wie der Bulk, jedoch mit einer höheren Dopingkonzentration.

Gegen den Rand wird der Detektor durch eine Multiguarding-Struktur abgeschlossen, welche sämtliche Oberflächenstrukturen auf der Implantat-seite umschließt. Die Guardringe erhöhen die Durchschlagsspannung<sup>12</sup> und verkleinern den Dunkelstrom des Detektors in der aktiven Zone.

Die Abbildungen 3 und 6 sollen eine Vorstellung der im Verlauf dieser Arbeit ausgemessenen Dioden und Detektoren vermitteln. Im Unterschied zu Abb. 5 sind die ATHENA-Detektoren doppelseitig, d.h. der ohm'sche Kontakt ist ebenfalls in Streifen (sog. *pads*) aufgeteilt. Die Pads stehen senkrecht zu den  $p^+$ -Streifen, so dass bei gleichzeitiger Auslese der Unter-, und Oberseite, Ortsinformationen in zwei Raumrichtungen ausgelesen werden können. Im Gegensatz zur  $n^+$ -Seite, wo alle Pads ausgelesen werden, wird auf der  $p^+$ -Seite nur jeder dritte Streifen kontaktiert und ausgelesen. Dabei verbessert sich die Ortsauflösung gegenüber dem Fall, bei dem alle Streifen ausgelesen werden. Technische Daten zu den Detektoren finden sich in Tab. D.

<sup>12</sup>Siehe dazu in Unterkap. 3.6, Abschnitt *Guardringe als floating stripes*.

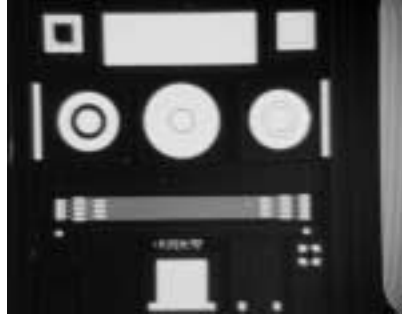


Abbildung 6: Verschiedene Teststrukturen auf einer Testdiode. Z.B. dient die eckige Struktur unten in der Mitte zur Messung des MOS-Übergangs. Rechts im Bild ist ein Teil der Guardringstruktur sichtbar. Einen weiteren Überblick über die Diode zeigt Abb. 20.

Die Testdioden dienen dazu, das Material aus dem die Detektoren bestehen, näher zu untersuchen, ohne die Detektoren selbst auszumessen oder gar zu beschädigen. Die Testdioden besitzen verschiedene (Oberflächen)-Strukturen, um die charakteristischen Größen der Detektoren anhand dieser Teststrukturen zu messen. Um z.B. die Depletionsspannung  $V_{fd}$  der Detektoren zu bestimmen, misst man die  $I - V$ -, und  $C - V$ -Kurven der Testdioden an der jeweiligen Struktur. Zur Bestimmung der Oxydladung hingegen steht eine MOS-Struktur zur Verfügung, usw. Dagegen werden die  $I - t$ -Messungen (= Langzeitstabilitätsverhalten) an den Detektoren selbst gemessen.

### 3.3.1 Biasline

Damit die Streifen ausgelesen werden können, muss gewährleistet sein, dass sie sich alle auf dem gleichen Potential befinden, am besten mit einer Verbindung zu einem gemeinsamen weiteren Streifen. Dieser wird *Biasline* genannt und ist ein zu den Auslestreifen quer verlaufendes  $p^+$ -Implantat. Es existieren hauptsächlich zwei verschiedene Arten von Biasing<sup>13</sup> [7], nämlich

- *Biasing durch einen Polysilicon Widerstand*
- *Punch-through biasing*

Beim Biasing durch einen Polysilicon Widerstand (Abb. 7) wird jeder Auslestreifen über einen extrem hohen Widerstand (maximal 20 M $\Omega$ ) mit der

<sup>13</sup>Biasing kann salopp mit *Anlegen der Betriebsspannung* übersetzt werden.

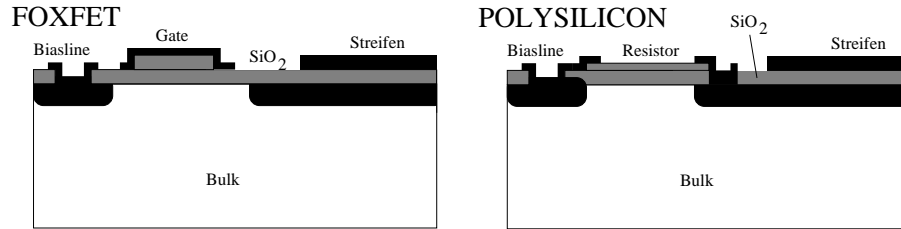


Abbildung 7: Schematische Darstellung einer FOXFET und einer Polysilicon Biasstruktur.

Biasline verbunden, um die Streifen voneinander zu entkoppeln. Meistens besitzt das Polysilicon die Form eines Mäanders, um den zur Verfügung stehenden Platz besser auszunutzen. Die Herstellung der Polysilicon Widerstände bedarf mehrerer photolithographischer Arbeitsschritte. Dabei gilt die Faustregel, dass die Herstellungskosten proportional sind zur Anzahl Arbeitsschritte.

In der zweiten Anwendungsart können die  $p^+$ -Biasline, der  $n$ -Bulk und der  $p^+$ -Streifen als  $p$ - $n$ - $p$ -Feldeffekttransistor betrachtet werden. Wird an die Biasline eine negative Spannung angelegt, wird ein  $pn$ -Übergang in Durchlassrichtung, und der andere in Sperrrichtung betrieben. Eine Erhöhung der Spannung vergrößert die Depletionszone am Übergang in Sperrrichtung, welcher durch die Biasline und den  $n$ -Bulk gebildet wird. Die Spannung, bei der die Depletionszone die Auslesestreifen erreicht, nennt man *punch-through voltage*. Sie ist abhängig von der Konzentration der dotierten Atome im Bulk, vom Abstand zwischen Biasline und Streifen, und der Oxydladung.

Eine Variation des *punch-through biasing* ist das FOXFET<sup>14</sup>-Biasing (Abb. 7). Dabei wird auf die Oxydschicht zwischen der Biasline und den Streifen ein Metallstreifen gelegt, das sogenannte *gate*. Wird an das Gate eine Spannung angelegt, kann damit die *punch-through*-Spannung zwischen Biasline und Streifen beeinflusst werden. Die Struktur kann Widerstände bis in den Bereich von  $G\Omega$  aufweisen.

### 3.4 Herstellung von Siliziumdetektoren

Eine sehr ausführliche Beschreibung der Herstellung von Silizium-Detektoren findet sich in [5]. Die Planar-Technologie erlaubt es, sehr dünne dotierte Schichten auf einem Wafer herzustellen [8]. Dank dieser Methode ist es möglich, schmale Strukturen (Streifen, Pads, Pixels usw.) mit einer hohen Präzi-

<sup>14</sup>Field **O**Xide **F**ield **E**ffect **T**ransistor

sion zu produzieren.

Für Detektoren benutzt man n-dotiertes Silizium mit einem spezifischen Widerstand von 4 bis 6 k $\Omega$ cm und der  $\langle 111 \rangle$  oder  $\langle 100 \rangle$  Gitterorientierung. Bei den heutzutage angewendeten Silizium-Produktionsverfahren werden Si-Einkristallstäbe mit einem standardmässigen Durchmesser von 3, 4, 5, 6, 8 und 10 Zoll<sup>15</sup>, und einer Länge von bis zu zwei Metern hergestellt. Diese Stäbe werden mit einer Diamantsäge in Scheiben geschnitten. Stäbe mit grossen Durchmessern werden dabei dicker geschnitten als solche mit kleinen. Die Rohschnittdicke beträgt anfangs mindestens 1000  $\mu$ m, nach dem Polieren und Begradigen der Oberfläche noch zwischen 300 und 500  $\mu$ m für 4 bis 5"-Wafer, und ca. 750  $\mu$ m für 8"-Wafer. Die Hauptschritte zur Herstellung eines Wafers [8, 9] sind in Abb. 8 gezeigt.

Die polierte, leicht n-dotierte Siliziumscheibe wird zuerst bei 1030 °C oxidiert, um die ganze Oberfläche zu passivieren. Das Oxyd wird nachher mit einem Photolack überzogen. Anschliessend wird die Oberfläche mit einer Maske abgedeckt, sodass nur diejenigen Stellen belichtet werden, an denen später keine Streifen, Pads und/oder weitere Strukturen zu liegen kommen. An den unbelichteten Stellen bleibt der Photolack weich, und kann in einem Ätzbad zusammen mit der darunterliegenden Oxydschicht entfernt werden<sup>16</sup>. Danach wird der Wafer auf beiden Seiten mit Fremdatomen dotiert.

Grundsätzlich gibt es zwei Dotierungsverfahren: (i) Ionenbeschuss und (ii) Diffusion<sup>17</sup>. Zur Herstellung des Implantats wird die p-Seite mit Akzeptoratomen, wie z.B. Bor beschossen. Für den ohm'schen Kontakt benutzt man Donatoratome, wie Phosphor oder Arsen. An den weggeätzten Stellen dringen die Ionen in den Bulk ein und bilden das Implantat. Die Tiefe der dotierten Schichten, sowie deren Dopingkonzentration hängen bei der Beschichtung durch Ionen von der Energie der Teilchen und der Bestrahlungszeit ab. Typische Werte für die Konzentrationen  $N$  sind:

- Bulk:  $N_{Bulk} \simeq 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
- Ohm'scher Kontakt:  $N_{n+} \simeq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
- Implant:  $N_{Imp} \simeq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

---

<sup>15</sup>4 Zoll entsprechen 100 mm

<sup>16</sup>Es gibt "positive" und "negative" Photolacke. Beim positiven bleiben die unbelichteten Stellen weich, und können weggeätzt werden. Beim negativen verhält sich der Lack so, dass die belichteten Stellen weggeätzt werden können.

<sup>17</sup>Der Vorteil der Dotierung durch Ionenbeschuss liegt darin, dass Strukturen mit scharfen Rändern und einer klar definierten Tiefe hergestellt werden können. Der Nachteil ist, dass die Gitterstruktur des Siliziums beschädigt wird, und diese Schäden durch Annealing ausgeheilt werden müssen.



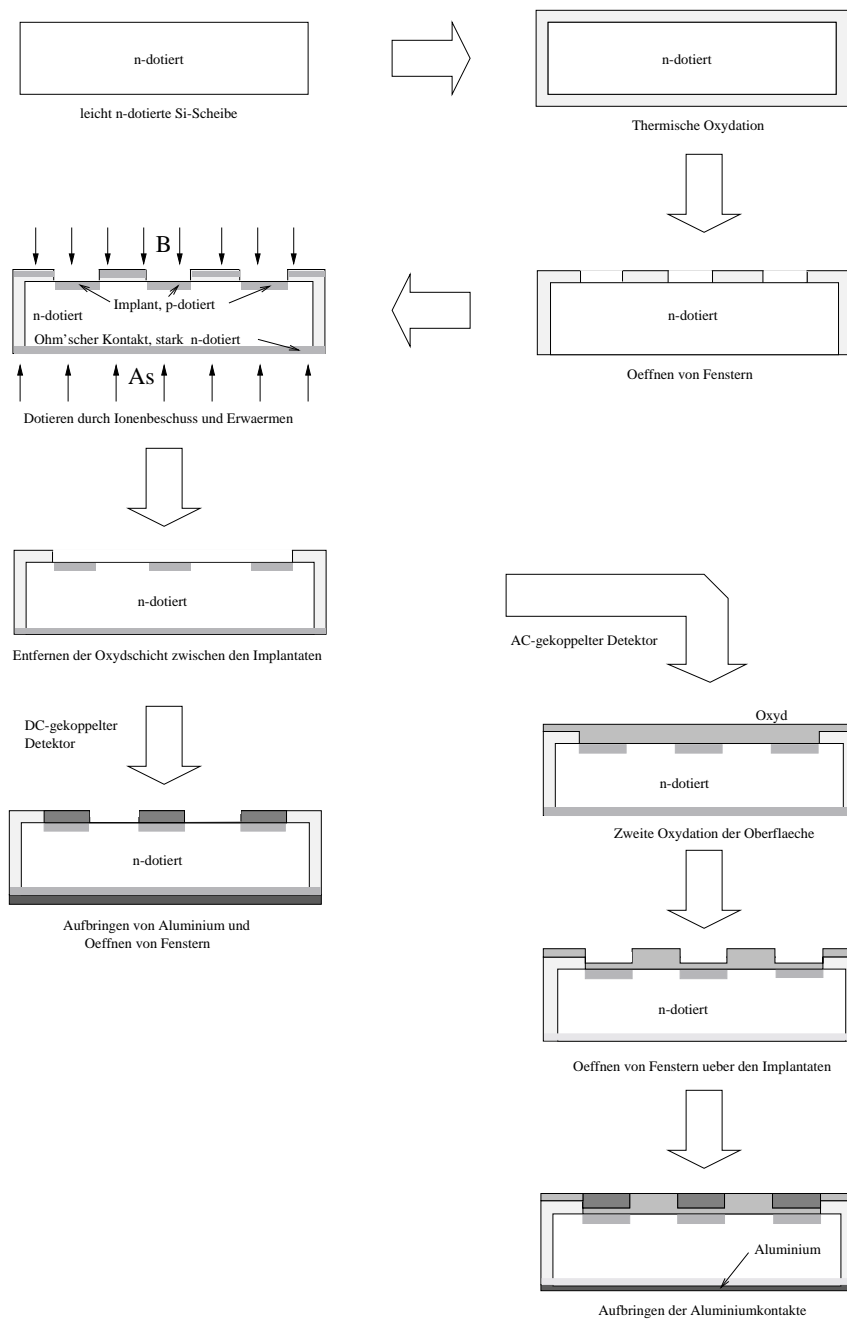


Abbildung 8: Herstellung eines Si-Detektors nach dem Planarverfahren

Der nächste Schritt nach der Implantation ist ein Aufheizen des Wafers, um die von der Ionenbestrahlung hervorgerufenen Gitterschäden zu reduzieren. Zur weiteren Verarbeitung gibt es zwei Möglichkeiten: Bei einem **DC-gekoppelten** Detektor wird sowohl die p-Seite über den Implantaten, als auch die n-Seite mit einer Aluminiumschicht überzogen. Aluminium weist eine Reihe von Vorzügen auf:

- Hohe Leitfähigkeit ( $\sigma = 3.55 \cdot 10^7 \text{ Sm}^{-1}$ )
- Sehr gute Haftung auf Si und  $\text{SiO}_2$
- Aluminiumschichten können photolithographisch bearbeitet werden
- Aluminiumbeschichtungen sind ideal für weiterführende elektrische Kontaktierungen (Bonden<sup>18</sup>).

Zum Schutz vor Verunreinigungen und mechanischen Krafteinwirkungen wird der gesamte Detektor schliesslich mit einer  $\text{SiO}_2$ -Schicht oder einem Lack überzogen. Werden aus dem Halbleiter elektronische Bauteile wie z.B. integrierte Schaltkreise (IC's) und ähnliches hergestellt, entfällt dieser Arbeitsschritt, da die Plastikgehäuse schon einen Schutz darstellen.

Ein **AC-gekoppelter** Detektor wird ein zweites Mal oxydiert und photolithographisch behandelt. Das Oxyd der p-Seite wird über den Implantaten bis auf eine dünne Restschicht abgeätzt und die Fenster mit Aluminium (oder einer Aluminiumlegierung) ausgefüllt. Die dünne Oxydschicht zwischen Implant und Aluminium übernimmt dabei die Aufgabe eines Dielektrikums eines Kondensators, welcher den Detektor gegen die weiteren (externen) Signalleitungen elektrisch entkoppelt.

### 3.5 Bestimmung der Depletionsspannung

Die Depletionsspannung  $V_{fd}$  (Voltage at full depletion) ist eine wichtige charakteristische Grösse, und bestimmt die Betriebsspannung eines Detektors. Beim Anlegen einer Sperrspannung an den Detektor beginnen die Gebiete auf beiden Seiten der Trennschicht zwischen Bulk und Implant an freien Ladungsträgern zu verarmen, sie depletieren. Die Tiefe  $W$  der Depletionszone

---

<sup>18</sup>Bonden ist eine in der Mikroelektronik gebräuchliche Technik zum Herstellen elektrischer Kontakte mittels Ultraschall. Zur Herstellung der Verbindungen muss das Metall nicht auch hohe Temperaturen aufgeheizt werden. Weil so fast keine Abwärme entsteht, können mit diesem Verfahren hitzeempfindliche Mikrostrukturen bearbeitet werden.

eines p-n-Übergangs ist abhängig von der angelegten Biasspannung  $V_{bias}$  und den Dopingkonzentrationen  $N_{Bulk}, N_{Imp}$  (nach [8]):

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 \cdot V_{Bias}}{q} \cdot \left( \frac{N_{Bulk} + N_{Imp}}{N_{Bulk} \cdot N_{Imp}} \right)} \quad (1)$$

$$W_{Bulk} \simeq \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 \cdot V_{Bias}}{qN_{Bulk}}} \quad (2)$$

$$W_{Imp} \simeq \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 \cdot V_{Bias}}{qN_{Imp}}} \quad (3)$$

$$\Rightarrow \frac{W_{Imp}}{W_{Bulk}} = \sqrt{\frac{N_{Bulk}}{N_{Imp}}} \quad (4)$$

$\epsilon_0 = 8.85418 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$  ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums,  $\epsilon = 11.9$  diejenige von Silizium, und  $q = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$  die Einheitsladung. Bei einem nur leicht dotierten Bulk ist (nach Gl. 4)  $W_{Bulk} \gg W_{Imp}$ , und somit  $W_{Bulk} \simeq W$ . Um den ganzen Bulk als Detektivolumen zu benutzen, muss  $V_{bias}$  minimal so gewählt werden, dass  $W_{Bulk} = d_{Bulk}$  ( $d_{Bulk}$  = Dicke des Bulks) ist. Die Spannung, an der  $W$  gerade gleich der Bulkdicke ist, ist  $V_{fd}$ . Eine Umformung von Gl. 1 liefert

$$V_{bias} = \frac{W^2 q N_{Bulk} N_{Imp}}{2\epsilon\epsilon_0 (N_{Bulk} + N_{Imp})} \quad (5)$$

Nach der Theorie von *Shockley*, *Read* und *Hall* [8] ist bei einem idealen Detektor der Leckstrom  $I_{gen}$  (= Leakage current) proportional zur Depletionstiefe  $W$ .

$$I_{gen} = \frac{qn_i W}{\tau_g} \quad (6)$$

Dabei ist  $n_i$  die intrinsische Dopingkonzentration und  $\tau_g$  die Lebensdauer eines Elektron-Loch-Paares. Da nach Gl. 5  $W$  proportional zu  $\sqrt{V_{bias}}$  ist, gilt auch

$$I_{gen} \sim \sqrt{V_{bias}} \quad (7)$$

Daraus folgt, dass bei einem idealen Detektor der Leckstrom mit  $\sqrt{V_{bias}}$  solange ansteigt, bis bei  $V_{fd}$  der ganze Bulk verarmt ist und  $I_{gen}$  konstant bleibt (siehe Abb. 9), da  $W$  nicht grösser als die Dicke des Bulks sein kann. Bei sehr hohen Spannungen kommt es zu einem Durchschlag (breakdown) am

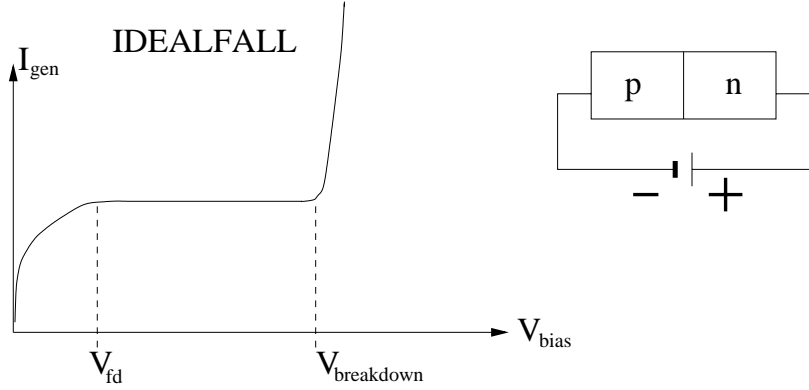


Abbildung 9:  $I - V$ -Kurve eines idealen Detektors. An der Stelle  $V = V_{fd}$  wächst der Dunkelstrom nicht mehr weiter an, weil  $W$  die Dicke  $d$  des Detektors erreicht hat. Eine weitere Verarmung des Bulks ist nicht möglich, der generierte Dunkelstrom bleibt mit steigender Biasspannung konstant. An der Stelle  $V_{breakdown}$  bricht der Strom am p-n-Übergang durch, und erhöht  $I_{gen}$  sofort um Größenordnungen.

p-n-Übergang<sup>19</sup>. Dabei beginnt ein grosser Strom zu fließen. Grundsätzlich werden drei Arten von Durchschlagsmechanismen unterschieden: (i) Thermische Instabilität, (ii) Tunneleffekt und (iii) Avalanche breakdown. Eine ausführliche Beschreibung dazu findet sich in [8]. Grundsätzlich kommt für Si-Detektoren nur (iii) in Frage. Man redet von Avalanche breakdown, wenn sich bei einer nur kleinen Spannungserhöhung der Leckstrom drastisch vergrößert. Die Spannung ist dabei so hoch, dass ein Elektron-Loch-Paar genügend Energie erhält, um andere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen, die dann wiederum weitere Paare erzeugen, usw.

Da die  $I - V$ -Kurve eines realen Detektors (siehe Abb. 10) nicht mehr so klar und einfach aussieht wie in Abb. 9, ist die graphische Bestimmung von  $V_{fd}$  aus der  $I - V$ -Kurve nicht einfach, und schon gar nicht exakt. Die Messung der  $C - V$ -Kurve behebt dieses Problem: Integriert man den Detektor in einen Schwingkreis, dann lässt sich bei bekannter Frequenz  $\omega$  (mit einem geeigneten Gerät) die Impedanz  $Z$  des Detektors messen

$$Z = \frac{1}{i\omega C} \iff C = \frac{1}{i\omega Z} = \frac{Q}{V} \sim \frac{1}{\sqrt{V}} \sim \frac{1}{W} \quad (8)$$

Betrachtet man den Detektor als Plattenkondensator, dann hängt seine Kapazität von der Fläche und dem Abstand  $d$  der Platten ab.  $d$  entspricht

<sup>19</sup> $I - V$ -Messungen werden im Unterkapitel 3.8.5 beschrieben.

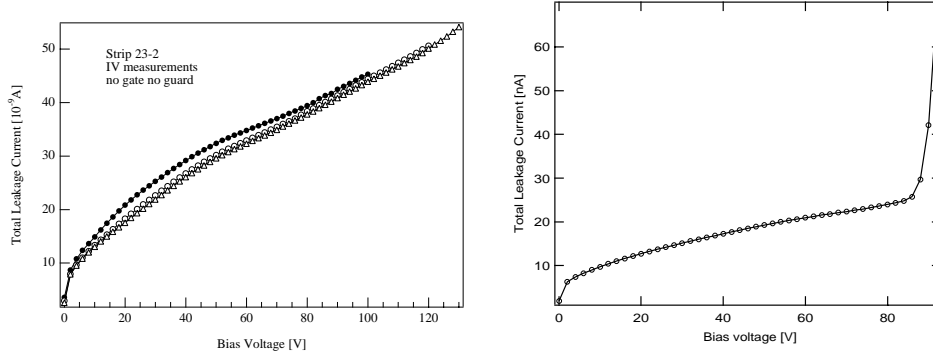


Abbildung 10:  $I - V$ -Messungen der Detektoren a). 23-2. und b). 25-1.

der Depletionstiefe  $W$  und  $A$  ist die Fläche des  $p^+$ -Implantats. Die Kapazität eines Plattenkondensators ist

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot A}{d} \quad (9)$$

Die Kapazität  $C$  des Detektors fällt somit mit steigender Biasspannung linear mit  $\frac{1}{W}$  ab, solange bis

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 \cdot A}{d_{Det}}, \quad (10)$$

weil bei  $V = V_{fd}$  die Depletionstiefe  $W = d_{Det}$  ist. Für alle  $V \geq V_{fd}$  bleibt  $C = \text{konstant}$  (die Depletionszone kann nicht dicker werden als der Detektor) (siehe Abb. 11).

### 3.6 Multiguarding-Struktur

Unter dem Guardring versteht man eine Implantatstruktur, welche alle weiteren Strukturen an der Oberfläche des Detektors rahmenartig umschliesst. Bis knapp in die Mitte der 90er Jahre wurden die Detektoren mit nur einem Guardring ausgestattet, heute sogar mit einer ganzen Multiguarding-Struktur. Diese Struktur besteht aus mehreren, parallel zueinander verlaufenden Streifen, welche den Detektor gegen den Rand des Wafers begrenzen (siehe Abb. 12).

Die Guardringe haben verschiedene Aufgaben. Die wichtigsten sind [10]: (i) Die genaue Begrenzung des aktiven Detektiervolumens, (ii) den Dunkelstrom in der aktiven Zone durch eine Entkopplung des ausserhalb der aktiven Zone generierten Stromes zu reduzieren, und (iii) den Einfluss der Oxydation auf die Depletionszone zu vermindern.

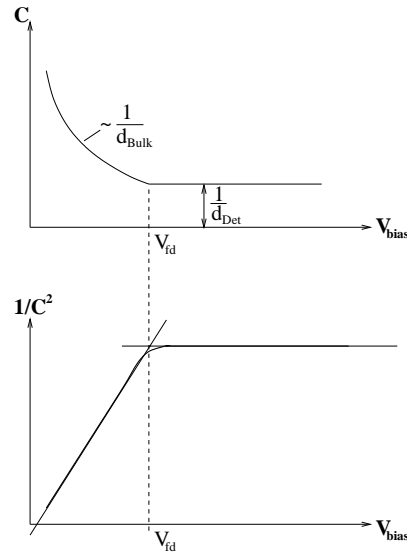


Abbildung 11: Die gemessene Kapazität des Detektors nimmt linear mit  $(V_{bias})^{-\frac{1}{2}}$  bzw. mit  $(d_{Bulk})^{-1}$  ab, bis zum Wert  $C(V_{fd}) = a \cdot (d_{Det})^{-1}$ ,  $a$  ist eine Konstante. Ab dort bleibt die Kurve konstant. Trägt man  $\frac{1}{C^2}$  gegen  $V_{bias}$  auf, kann mittels zwei an die Kurve angelegten Geraden die Depletionsspannung  $V_{fd}$  bestimmt werden.

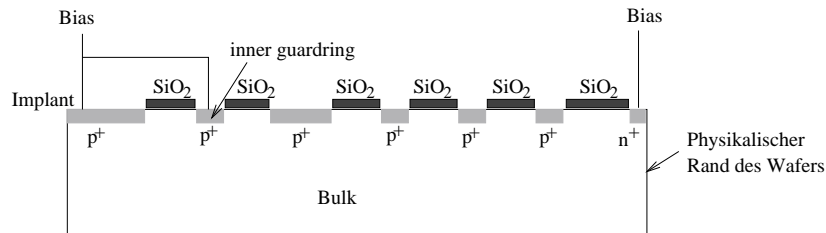


Abbildung 12: Schematische Darstellung der Guardring-Region.

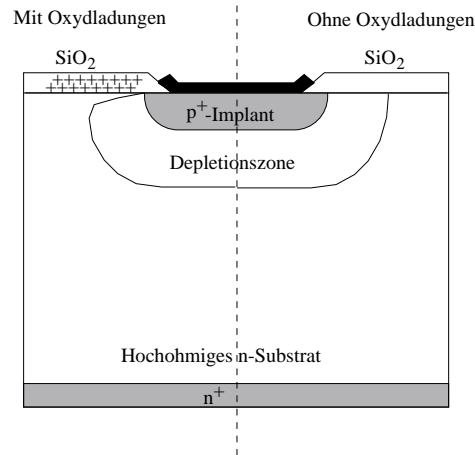


Abbildung 13: Einfluss der Oxydladung auf einen einseitigen p-n-Übergang in hochohmigem Silizium. Entlang der Oberfläche bewirkt eine positive Oxydladung eine geringere Depletionstiefe als ohne Oxydladung (nach [10]).

**Einfluss der Oxydladung.** Eine positive Oxydladung bewirkt eine Elektronenakkumulation entlang der Oberfläche des n-Leiters, und eine Verringerung der Löcherdichte entlang der Oberfläche des p-Leiters. Die Präsenz von positiven Oxydladungen verändert die Form der Depletionszone (siehe Abb. 13) und führt zu höheren Feldstärken am Rand des Implantats. Das wiederum begünstigt Lawinendurchbrüche.

**Guardringe als floating stripes.** Der Übergang der Depletionszone zum nichtdepletierten Teil des Halbleiters beeinflusst Effekte wie Dunkelstrom, Langzeitstabilität, Rauschen und Strahlungshärte des Detektors. Wird am  $n^+$ -Kontakt die Biasspannung angelegt, ist die aktive Zone und der innere Guardring auf Nullpotential. Der Mechanismus ist der folgende: Wenn die Spannung erhöht wird, dehnt sich die Depletionszone um den inneren kontaktierten Guardring aus. Ab einer gewissen Spannung beginnen Ladungen zum ersten nichtkontaktierten Ring zu fließen. Man nennt das *Punchthrough*-Effekt. Die Punchthrough-Spannung hängt ab von der Dopingkonzentration im Bulk, dem Streifenabstand und von der Oxydladung. Eine weitere Erhöhung der Biasspannung bewirkt eine Erhöhung des Potentials am ersten nichtkontaktierten Guardring. Dabei dehnt sich die Depletionszone um die ersten beiden Ringe aus. Dieser Prozess wiederholt sich für die anderen floating strips. Das Potential ausserhalb der aktiven Zone wird somit über eine grössere Fläche verteilt und die maximale Feldstärke verkleinert, ge-

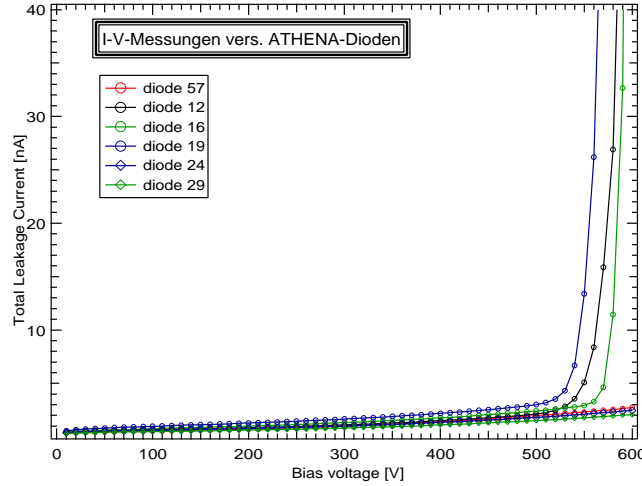


Abbildung 14:  $I - V$ -Kurven von ATHENA-Testdioden von SINTEF. Die Guardringstruktur erhöht die Durchschlagsspannung der Dioden um mehrere hundert Volt.

genüber dem Fall mit nur einem p-n-Übergang. An den Detektor kann somit eine höhere Spannung angelegt werden, bis ein Durchbruch stattfindet. Abb. 14 zeigt die  $I - V$ -Kurven von ATHENA-Testdioden mit Guardringstruktur.

### 3.7 MOS-Struktur

Im Verlauf dieser Arbeit wurden neben den Siliziumstreifen auch Teststrukturen mit dem gleichen Aufbau wie die Si-Detektoren ausgemessen. Der Sinn dieser Messungen an den Dioden besteht einerseits darin, den Umgang mit der Probe-Station und den Halbleitern zu erlernen, und andererseits die Oxydladungsdichte zu bestimmen. Man geht davon aus, dass die Oxydladungsdichte der Detektoren die gleiche sei, wie die der Teststrukturen. Man nennt eine solche Struktur MOS<sup>20</sup>-Übergang. Ein MOS-Übergang kann als Kondensator betrachtet werden, dessen Elektroden aus der Aluminiumschicht und dem Siliziumsubstrat bestehen. Das Dielektrikum wird gebildet durch die SiO<sub>2</sub>-Schicht. Eine charakteristische Größe für MOS-Strukturen ist die Flachbandspannung  $U_{FB}$ . Darunter versteht man die Spannung, die angelegt werden muss, damit das Energieband am Übergang vom Metall zum

<sup>20</sup>MOS = Metal Oxide Semiconductor. An den MOS-Strukturen lassen sich ebenfalls sehr gut die Strahlenhärte des Oxyds und die Effekte an den zugehörigen Grenzflächen studieren [9]



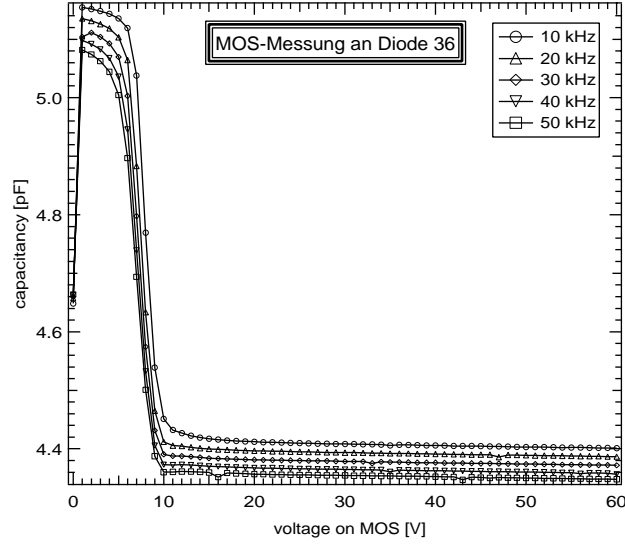


Abbildung 15:  $C-V$ -Kurve eines MOS-Übergangs einer ATHENA-Testdiode bei verschiedenen Frequenzen. Die Flachbandspannung  $U_{FB}$  ist der Wert, bei dem sich die Geraden, welche in den flachen oberen Teil und in die steile Flanke der Kurve gelegt werden, schneiden.

Oxyd nicht mehr abgeknickt ist [8]. Sie ist definiert als

$$U_{FB} = U_{MS} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (11)$$

wobei

$$U_{FB} = \frac{1}{q} (\phi_M - \phi_S) \text{ und } C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}\epsilon_0}{t_{ox}} \quad (12)$$

$C_{ox}$  beschreibt die Kapazität der Oxydschicht, mit  $t_{ox}$  als Dicke der Schicht und  $\epsilon_{ox}$  als deren Dielektrizitätskonstante.  $\phi_M$  und  $\phi_S$  bezeichnen die Potentialdifferenz zwischen dem Fermi-Niveau und der Energie eines freien Elektrons im Metall, bzw. im Silizium [11].  $U_{FB}$  kann mittels einer  $C-V$ -Messung graphisch bestimmt werden (siehe Abb. 15), so dass die Oxydladung  $Q_{ox}$  durch Umformen von Gl. 11 berechnet werden kann:

$$Q_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}\epsilon_0}{q \cdot t_{ox}} (\phi_M - \phi_S - qU_{FB}) \quad (13)$$



Abbildung 16: Die Probe-Station *PM 5* der Firma *KARL SUSS*.

### 3.8 Testmessungen an der Probe-Station

#### 3.8.1 Aufbau der Probe-Station

Die Probe Station ist das mechanische Kernstück der Messanlage, und erlaubt die Kontaktierung der einzelnen Halbleiterelemente. Die von uns verwendete Station ist eine *PM 5* der Firma *KARL SUSS*. Sie eignet sich gut zur Messung des Gesamtstroms, bzw. der Gesamtkapazität eines Detektors. Hingegen ist sie nicht für automatisierte Messungen gebaut (wie z.B. die Ermittlung der Koppelkapazität pro Streifen), da ein automatisches Kontaktieren der Pads nicht möglich ist. Die Probe Station wird ausschliesslich manuell bedient.

Der zu untersuchende Halbleiter wird zusammen mit einer leitenden Gummischicht mittels Unterdruck auf dem runden Probenstisch fixiert. Der Gummi schützt die zu testende Struktur einerseits vor Kratzern von der Metallplatte, und bildet andererseits den elektrischen Kontakt zur Detektorrückseite. Auf der Oberseite wurden die Pads mit einer Nadel<sup>21</sup> kontaktiert. Die Nadel hat einen Durchmesser von  $4\text{ }\mu\text{m}$  an der Spitze, und  $0.507\text{ mm}$  am Schaft.

<sup>21</sup>Es handelt sich dabei um Wolfram-Carbid-Nadeln des Typs T-02-10 von der Firma *HILPERT ELECTRONICS*.

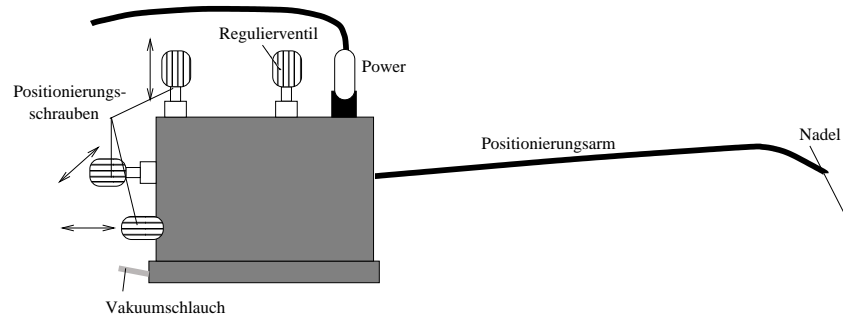


Abbildung 17: Schematische Darstellung eines Mikromanipulators.

Die Positionierung und Kontaktierung der Nadel geschieht mit Hilfe eines Mikromanipulators (siehe Abb. 17). Der Arm mit der angeklemmten Nadel ist dabei in alle drei Raumrichtungen beweglich. Wie die zu untersuchende Struktur selbst, wird auch der Mikromanipulator mittels Unterdruck auf den Metallplattformen rechts und links vom Probenstisch fixiert.

Die Mikromanipulatoren selbst bestehen aus einer Grundplatte, einem in Vorwärts-, und Rückwärtsrichtung beweglichen Block, und dem Kontaktierarm. An der Unterseite der Grundplatte befinden sich die Ansauglöcher, sowie die dazugehörigen Dichtungsringe. Der Arm wird mit drei Schrauben in den drei Raumrichtungen bewegt. Die Kontaktierung der Pads erfolgt unter dem Mikroskop. Abb. 18 zeigt eine Mikroskopaufnahme eines Detektors.

Ein wichtige Voraussetzung für Experimente mit Silizium-Detektoren ist, dass die Messungen in völliger Dunkelheit stattfinden. Schon der geringste Lichteinfall auf einen unter Spannung stehenden Halbleiter bewirkt ein enormes Ansteigen des Dunkelstroms. Um jegliche Lichteinstrahlung während den Messungen zu verhindern wurde die Probe-Station in einen lichtundurchlässigen Metallkasten mit einem Volumen von knapp  $1 \text{ m}^3$  eingebaut. Auch bei geöffneten Türen war es im Kasten zu dunkel, um die Detektoren sicher zu kontaktieren. Wir waren deshalb auf eine weitere Lichtquelle angewiesen<sup>22</sup>, die jedoch während den Messungen auf jeden Fall abgeschaltet sein musste.

Neben der Lichtabschirmung hatte der Kasten die interne Messanordnung auch gegen elektrische Störfelder abzuschirmen, und war deshalb auf Erdpotential gelegt. In die Seitenwand war eine Platte mit fünf Steckerdurchführungen angebracht. Vier der Durchführungen waren für die vier Mikromanipulatoren bestimmt, mit der fünften wurde die Biasspannung an den Experi-

<sup>22</sup>Eine Kaltlichtlampe der Firma *JENALUX* befand sich ebenfalls im Metallkasten. Ein Lichtleiter transportierte das Licht in einen Ring um die unterste Linse des Mikroskops, von wo es senkrecht nach unten auf den Experimentiertisch strahlte.

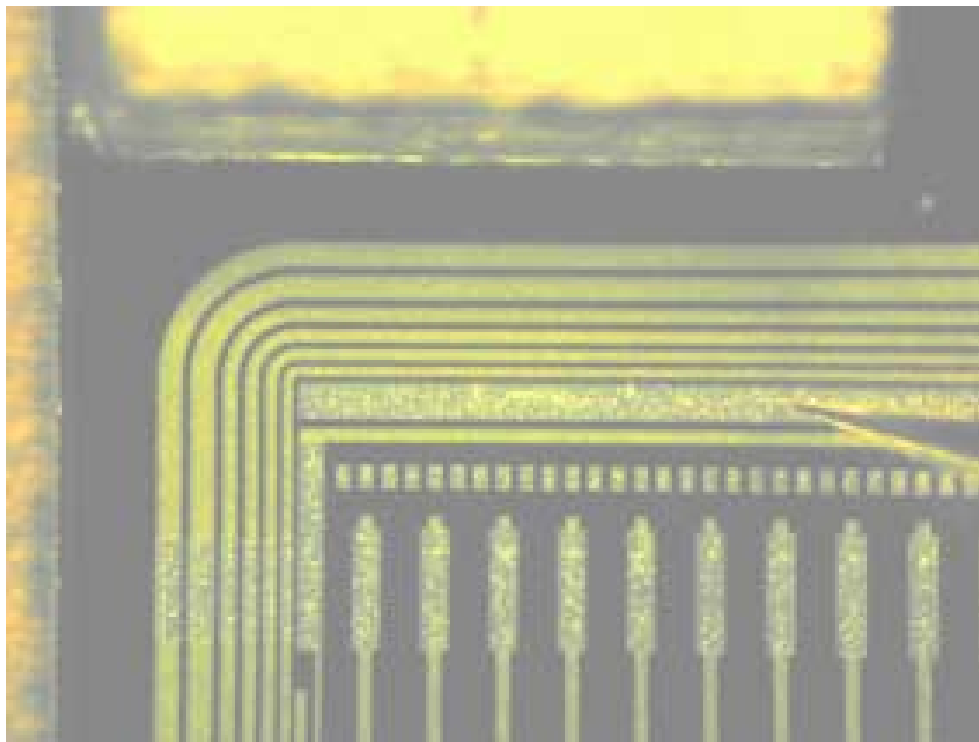


Abbildung 18: Stark vergrößerte Aufnahme von der Eckregion eines Detektors. Unten sieht man die Kontaktierpads der Streifen und rechts befindet ist auf der Biasline die Spitze der Nadel sichtbar. Die sechs zueinander parallel verlaufenden Streifen sind ein Teil der Guardringstruktur. Die kleinen fast quadratischen Strukturen über den Pads sind direkte Kontaktierpads zu allen Streifen (auch den Interstrips), jedoch ohne die Oxydschicht zwischen Implantat und Aluminium. Als Grössenvergleich: Die helle Region am oberen Bildrand zeigt die Stirnseite eines SMD-Widerstandes mit einer Breite von 1.52 mm.

mentiertisch der Probe-Station angelegt. Ein Loch diene als Durchführung für den Vakuumschlauch und das Kabel des externen Temperatursensors.

### 3.8.2 Strommessungen

Zur Messung von Strömen stand das *KEITHLEY 6517A* zur Verfügung. Es ist ein Gerät mit beeindruckend vielen Messmöglichkeiten [12]:

- DC-Spannungsmessung von 10  $\mu\text{V}$  bis 210 V
- DC-Strommessung von 100 aA bis 21 mA
- Ladungsmessung von 10 fCb bis 2.1  $\mu\text{Cb}$
- Widerstandsmessung von 10  $\Omega$  bis 210 T $\Omega$
- Messung von Oberflächenwiderständen
- Messung von Volumenwiderständen
- Messung externer Temperatur von  $-25^\circ\text{C}$  bis  $150^\circ\text{C}$
- Messung der relativen Luftfeuchtigkeit

Weitere Funktionen sind:

- Eingebaute Spannungsquelle
- Speicherung von Datensätzen
- Eingebaute mathematische Funktionen
- Steuerung durch den Computer über den GPIB-Bus

Wir benutzten das *KEITHLEY 6517A* gleichzeitig als Spannungsquelle und Strommessgerät, zur Aufnahme der  $I - V$ -Kurven<sup>23</sup>. Die Kabel zur Anlegung der Spannung waren normale, nicht abgeschirmte Banankabel, zur Messung des Stroms benutzten wir ein Triaxkabel. Die gemessenen Dunkelströme bewegen sich im Bereich von  $10^{-8}$  A, der Untergrund ist von der Größenordnung Picoampère.

Nach einer Änderung der angelegten Spannung finden im Detektor gewisse Stabilisierungsvorgänge statt. Dies hat zur Folge, dass unmittelbar

---

<sup>23</sup>siehe dazu Unterkapitel 3.9.1.

nach einer abrupten Spannungserhöhung<sup>24</sup>, die gemessenen Dunkelströme überhöht sind. Die Werte sinken sofort wieder ab und sind nach wenigen Sekunden stabil. Die Dauer des Stabilisierungsvorgangs hängt einerseits von der Sprung-höhe der Spannung ab, und andererseits vom untersuchten Detektor. Die Detektoren und Testdioden wurden allesamt von *SINTEF (Norwegen)* hergestellt und benötigen bei Spannungsschritten von zwei Volt höchstens 10 Sekunden bis zur Stabilität<sup>25</sup>. Um die Detektoren nicht zu beschädigen, wurde die obere Grenze für den Strom anfangs auf 300 nA, und später auf 1000 nA gesetzt. Ein Überschreiten dieses Werts führte zum Abbruch der Messung. Technische Daten zum *KEITHLEY 6517A* finden sich in [12].

### 3.8.3 LCR Messgerät

Für die Kapazitätsmessungen benutzten wir das *HP 4284A Precision LCR Meter* von *HEWLETT-PACKARD*. Wie das *KEITHLEY 6517A* ist auch das *HP 4284A* ein Mehrzweckmessgerät und kann über die Messung der Amplitude und Phasenlage von Impedanzen je nach Betriebsart die Kapazität oder Induktivität, sowie den Ohm'schen Widerstand eines Bauelements bestimmen. Die Messung erfolgt über ein Test-Spannungssignal mit wählbarer Frequenz und Amplitude. Das Gerät misst die Impedanz  $Z$  des Bauteils und berechnet daraus die Kapazität  $C$ .

Das *HP 4284A* kann in zwei Grundeinstellungen betrieben werden, welche sich aufgrund der Messwertinterpretation unterscheiden: Im **serial mode** wird der zu untersuchende Halbleiter im Ersatzschaltbild durch eine RC-Schaltung in Serie angenähert, deren Komponenten den vom LCR-Meter gemessenen Werten entsprechen. Im **parallel mode** wird das angeschlossene System als eine parallele RC-Schaltung mit den entsprechenden Messwerten interpretiert.

Das LCR-Meter besitzt vier BNC-Steckbuchsen (*HI* und *LOW CURRENT*, sowie *HI* und *LOW POTENTIAL*), deren Aussenleiter alle auf Masse gelegt sind. Mit den beiden *HI*-Ausgängen wird das Testsignal zum zu untersuchenden Bauteil geschickt, mit den *LOW*-Eingängen wird es gemessen und analysiert. Für die  $C - V$ -Messungen wurde eine Steckerbox mit einem weiterführenden Hybridkabel<sup>26</sup> fix über die vier BNC-Ausgänge montiert. Das Kabel besteht aus vier kompletten Koaxkabeln, mit einer gemeinsamen Aus-

<sup>24</sup>Bei der Messung einer  $I - V$ -Kurve (oder auch  $C - V$ -Kurve) folgt die Spannung einer Treppenfunktion.

<sup>25</sup>10 Sekunden bezieht sich auf Spannungen  $V < V_{breakdown}$ .

<sup>26</sup>Unter einem Hybridkabel versteht man ein Kabel, bestehend aus mehreren Koaxkabeln, welche in einen weiteren gemeinsamen Kunststoffmantel eingelassen sind.

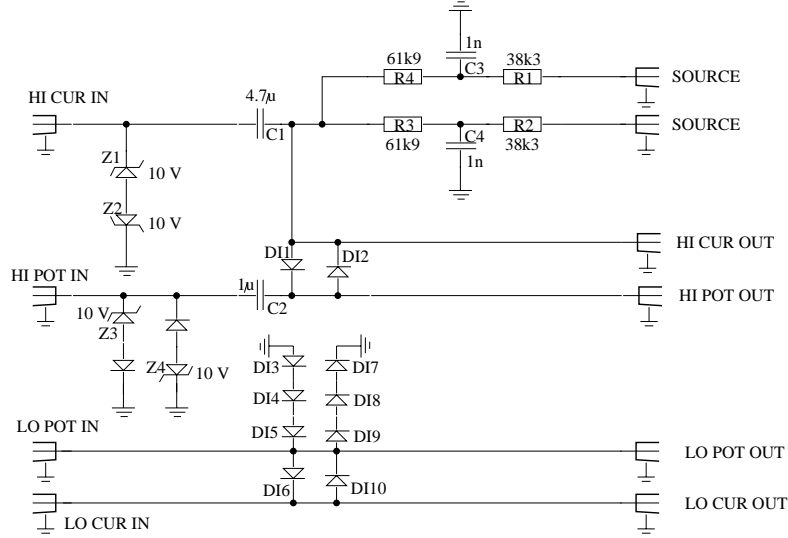


Abbildung 19: Schaltung der Biasbox. Sie dient der Entkopplung des LCR-Meters von der externen Spannungsquelle. Die *IN*-Ausgänge werden an das LCR-Meter angeschlossen, die *OUT*-Ausgänge kommen an die Probe-Station. Am *SOURCE*-Eingang wird die Biasspannung angelegt.

senabschirmung und einem gemeinsamen PVC-Mantel. Mit der doppelten Abschirmung der vier Signalleitungen wird der Einfluss von Streukapazitäten verringert.

Weiter besitzt das LCR-Meter die Möglichkeit, Streukapazitäten des gesamten Messaufbaus im Sinne einer Leermessung zu messen, und von der eigentlichen Messung als Korrektur abzuzählen. Technische Angaben zum *HP 4284A* finden sich in [13].

**Die Biasbox.** Bei den  $C - V$ -Messungen misst man mit einem AC-Signal die Kapazität der Diode oder des Detektors, in Abhängigkeit der Depletionstiefe  $W$ . Beim LCR-Meter sind die Amplituden der ein-, und auslaufenden Signale in der Größenordnung von 500 mV, höhere angelegte Spannungen beschädigen das Gerät. Um  $C - V$ -Kurven mit Biasspannungen von bis zu 600 Volt aufnehmen zu können, ist eine elektronische Schaltung erforderlich, welche das AC-Signal von der DC-Spannung entkoppelt, die Biasbox. Dabei befinden sich die zum LCR-Meter führenden Eingänge alle auf dem gleichen Potential, während die zur Probe-Station führenden Ausgänge zwischen *HI* und *LOW* die Spannungsdifferenz besitzen, welche an der *SOURCE* angelegt wird. Abb. 19 zeigt die elektronische Schaltung der Biasbox.

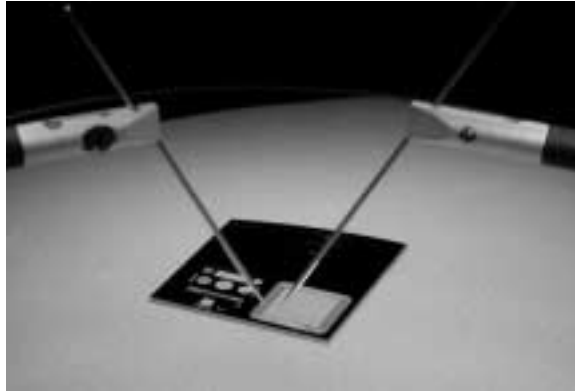


Abbildung 20: Kontaktierung der Testdiode zur Messung des Gesamtdunkelstroms.

### 3.8.4 System Controlling

Die Steuerung des *KEITHLEY 6517A* als auch des LCR-Meters erfolgte mit einer *QUADRA* Workstation von *Apple MacIntosh* über den GPIB-Bus<sup>27</sup>. Mit *LabVIEW* wurde die Steuerung der beiden Geräte programmiert und überwacht. Die Beschreibungen der *LabVIEW*-Programme ( $I - V$ ,  $I - t$  und  $C - V$ ) befinden sich im Anhang A.

### 3.8.5 $I - V$ -Messungen

**Messung des Diodendunkelstroms.** Von den 70 zur Verfügung stehenden Testdioden, wurde bei 14 deren Strom-Spannungs-Charakteristik ermittelt. Unter dem Diodendunkelstrom ist der Sperrstrom des gesamten aktiven Volumens gemeint. Die Guardringe werden nicht kontaktiert. Zur Messung des Dunkelstromes wird die Diode auf die leitende Gummischicht des Probenstüchchens gelegt und die Rückseite (=  $n^+$ -Seite, backplane) auf ein positives Potential gebracht. Mit der Messnadel des Mikromanipulators wird die von den Guardringen eingeschlossene Aluminiumschicht kontaktiert und auf ein Null-Potential<sup>28</sup> gesetzt.

<sup>27</sup>GPIB = **G**eneral **P**urpose **I**nterface **B**us. GPIB ist ein Standard-Interface für die Kommunikation zwischen Messgerät und Steuereinheit (meistens ein Computer). Der Bus wird an die parallele Schnittstelle angeschlossen und erlaubt bei einer 8 Bit-Übertragung Raten von 1 MB/s oder mehr. An den Bus können bis zu 14 Geräte parallel angehängt werden.

<sup>28</sup>Der Anschluss befindet sich zwar auf Erdpotential, ist aber elektrisch nicht mit Erde verbunden.



Die Steuerung der Messung erfolgt über das  $I - V$ -Programm (siehe Anhang A). Der Dunkelstrom wird gemessen für Spannungen zwischen Null und 600 Volt in Schritten von 30 Volt. Wird dabei die Stromlimite von 1  $\mu\text{A}$  erreicht, stoppt das Programm von selbst<sup>29</sup>. Das Stromlimit dient sowohl bei den Dioden als auch bei den Detektoren als Schutzfunktion.

**Messung des Detektordunkelstroms.** Analog zu den Testdioden wurden von den 70 Streifendetektoren bei allen die  $I - V$ -Kurven gemessen, ohne die Guardringe zu kontaktieren. Unter dem Detektordunkelstrom versteht man den gesamten Sperrstrom des gesamten Detektors. Die Rückseite des Detektors wird auf den Probentisch der Probe-Station gelegt, und befindet sich auf positivem Potential. Die Messnadel wird auf die Biasline aufgesetzt (siehe Abb. 18). Die Guardringe sind nicht kontaktiert. Die  $p^+$ -Streifen floaten über die FOXFET-Biasstruktur. Die Steuerung der Messung erfolgt ebenfalls über das gleiche  $I - V$ -Programm. Die Biasspannung wird in Zweivolt-Schritten von Null auf einen beliebigen Maximalwert (meistens 80 Volt) hochgefahren. Überschreitet der Dunkelstrom das Limit von 300 nA (später 1000 nA) stoppt das Programm automatisch.

**Langzeit-Stabilitätsmessungen an den Detektoren.** Mit dem gleichen Messaufbau wie zur  $I - V$ -Messung werden auch die  $I - t$ -Kurven<sup>30</sup> aufgenommen. Der einzige Unterschied im Aufbau besteht darin, dass gleichzeitig zum Dunkelstrom zusätzlich die Temperatur im Metallkasten gemessen wird. Der Dunkelstrom ist wie folgt von der Temperatur  $T$  abhängig:

$$I_{gen} \sim \sqrt{T^3} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \quad (14)$$

$E = 0.68 \pm 0.03$  eV ist die Energie in der Mitte der Bandlücke von Silizium [11] und  $k = 1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1} = 8.61835 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$  ist die Boltzmann-Konstante.

Der gemessene Dunkelstrom lässt sich mit Gl. 14 auf eine beliebige Temperatur, z.B. 20°C, normieren:

$$I = I_{Mess} \cdot \left( \frac{293.15}{273.15 + T_{Mess}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left[ \frac{E}{k} \left( \frac{1}{273.15 + T_{Mess}} - \frac{1}{293.15} \right) \right] \quad (15)$$

Abb. 21 zeigt eine schematische Darstellung des Messaufbaus.

<sup>29</sup>Das Programm stoppt zwar automatisch, fährt aber die Spannung erst hinunter, wenn die Messdaten entweder gespeichert oder verworfen werden.

<sup>30</sup> $I - t$ -Kurve = Strom in Abhängigkeit von der Zeit

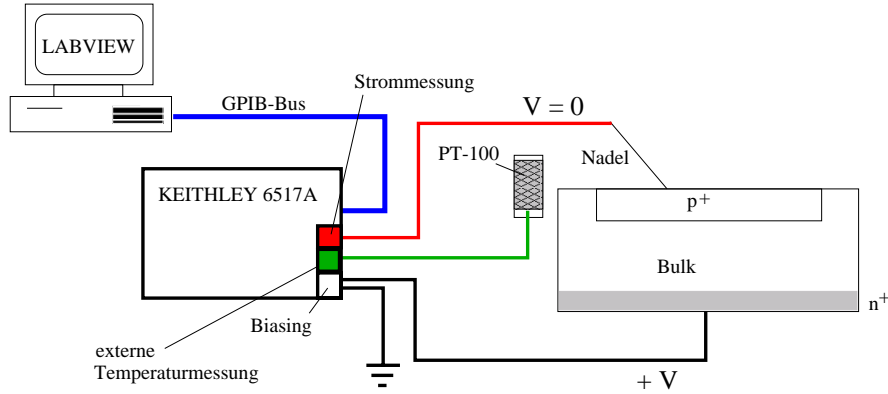


Abbildung 21: Skizze des  $I - t$ -Messaufbaus. Lässt man die Option der Temperaturmessung weg, zeigt die Skizze den gewöhnlichen  $I - V$ -Messaufbau.

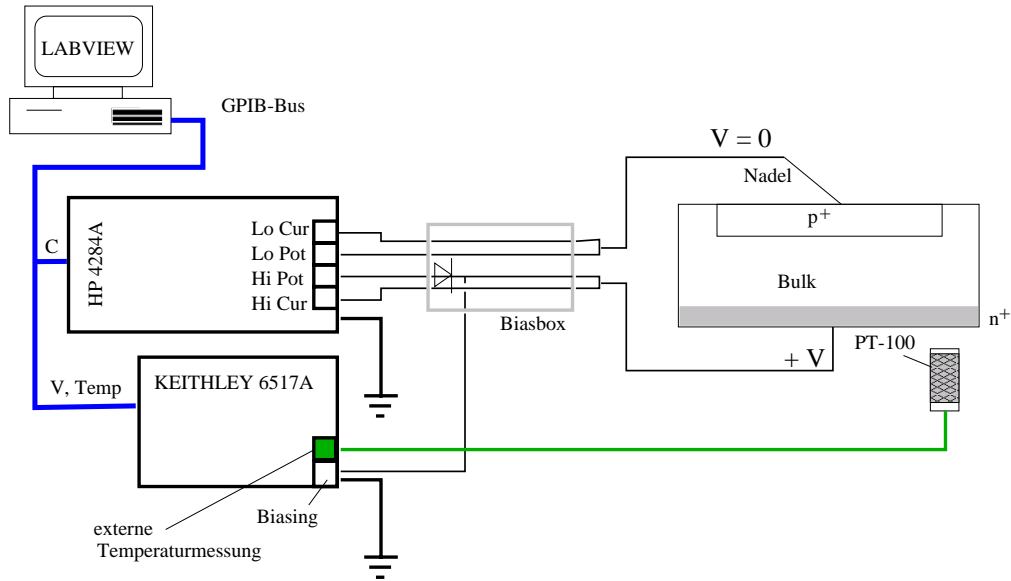
Zur Bestimmung der Stabilität wurde der Dunkelstrom der Detektoren alle zwei Minuten gemessen. Die Gesamtmesszeit wurde variiert von 60 Minuten bis 22 Stunden, gewöhnlich waren es 360 Minuten. Vor Beginn der eigentlichen  $I - t$ -Messung wurde die Biasspannung im Sinne einer  $I - V$ -Kurve schrittweise auf den gewünschten Wert gebracht. Die Temperatur wurde erst gemessen, nachdem die Spannung den gewünschten Endwert erreicht hatte.

### 3.8.6 $C - V$ -Messungen

**Messung der Diodenkapazität** Die Messung von  $C - V$ -Kurven der Dioden ist insofern wichtig, weil sich daraus graphisch die Depletionsspannung  $V_{fd}$  bestimmen lässt, die wiederum die Betriebsspannung der Detektoren festlegt. Abb. 22 zeigt den Aufbau der  $C - V$ -Messung.

Die *HI* und *LOW* Ausgänge des LCR-Meters werden mit den entsprechenden Eingängen der Biasbox verbunden. Die beiden *HI* und *LOW* Ausgänge der Box werden jeweils mit einem BNC-T-Stück zusammengeschlossen und mit dem Probenstich (*HI*), bzw. der Messnadel (*LOW*) verbunden. Der *SOURCE* Eingang wird an den Ausgang der Spannungsquelle angeschlossen (siehe Abb. 22). Mit diesem Aufbau wird das LCR-Meter elektrisch von der Spannungsquelle entkoppelt. Über das  $C - V$ -Programm wird die Frequenz, sowie die Amplitude (0.5 V) des Testsignals eingestellt. Im Ersatzschaltbild wird die Diode (der Detektor ebenso) als eine Kapazität mit einem in Serie geschalteten Widerstand betrachtet<sup>31</sup>. Die Spannung folgt einer Treppenfunktion von Null bis 120 Volt in 5 V-Schritten à 5 Sekunden.

<sup>31</sup>serieller Betriebsmodus:  $C_s R_s$

Abbildung 22: Skizze des Aufbaus der  $C - V$ -Messung.

**Messung der Gesamtdetektorkapazität.** Der Messaufbau zur Bestimmung der Detektorkapazität ist vollkommen analog zur Messung an den Dioden. Der Probenstisch wird auf ein positives Potential gesetzt, und die an der Biasline kontaktierte Nadel auf Erdpotential. Das  $C - V$ -Programm steuert die Frequenz und Spannung, und liest die Kapazität aus.

**Messung an den MOS-Übergängen.** Die Messung an den MOS-Übergängen erfordert den gleichen Messaufbau, wie zur Bestimmung der Gesamtdetektorkapazität. Die MOS-Teststrukturen befinden sich auf den Testdioden als separate Struktur (siehe Abb. 6 oder 20). Der MOS-Übergang an sich besteht aus der quadratischen Struktur (und dem, was sich darunter befindet), der kleine Überlapp in der unteren linken Ecke ist für die Kontaktierung der Messnadel vorgesehen.

Das  $C - V$ -Programm misst für verschiedene Frequenzen die  $C - V$ -Kurve, die Zeit zwischen zwei Messpunkten beträgt 15 Sekunden.

### 3.9 Ergebnisse der Testmessungen

Ein Schwerpunkt dieser Diplomarbeit war die Messung von  $I - V$ -,  $I - t$ - und  $C - V$ -Kurven der im ATHENA-Experiment verwendeten Si-Detektoren. Diese Kurven ermöglichen die (graphische) Bestimmung charakteristischer

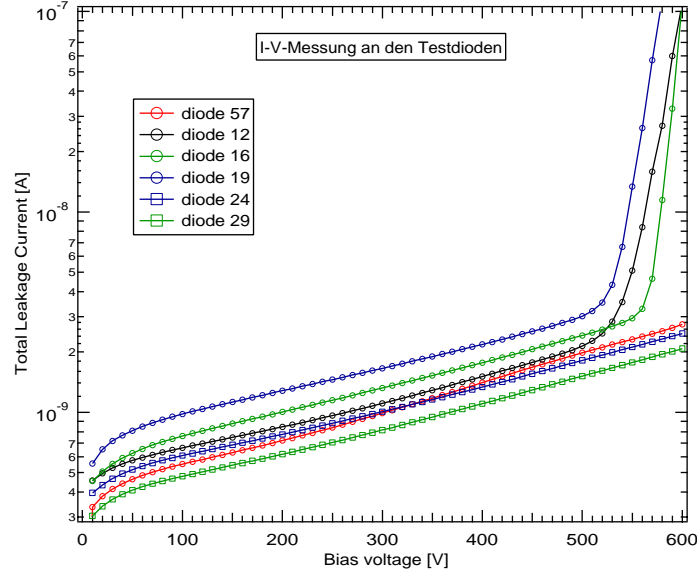


Abbildung 23:  $I - V$ -Kurven verschiedener ATHENA-Testdioden. Beachte die hohen Durchbruchspannungen von bis zu über 600 Volt. Gegenüber den Detektoren ( $\sim 100$  V) ist die Durchbruchspannung der Dioden viel höher, weil sie nur ein Implantat (eine Fläche, siehe Abb. 20) besitzen. Sämtliche Effekte der Oxydladung spielen nur am Flächenrand eine Rolle. Die Detektoren hingegen besitzen 380 Streifen (davon 128 Auslesestreifen). Jeder Streifenzwischenraum gibt einen Beitrag zur Oxydladung und erzeugt somit einen starken Feldgradienten am Rand der Depletionszone.

Größen wie der Breakdownspannung  $V_{breakdown}$  und der Depletionsspannung  $V_{fd}$ . Stabilitätskurven sagen etwas aus über die Güte des Detektors, eventuell sogar etwas über den Gehalt an  $H_2O$  in der Oxydschicht. Ebenfalls zeigen die verschiedenen Kurven, dass trotz vereinheitlichter und standardisierter Produktionsverfahren, Detektoren, welche gleichzeitig und unter den gleichen Bedingungen auf demselben Wafer geschaffen wurden, unterschiedliche Daten liefern können.

### 3.9.1 $I - V$ -Kurven

In den ersten Messungen wurden die  $I - V$ -Kurven bis 80 Volt aufgenommen. Nachdem die Detektoren 25-1 und 25-2 (teilweise auch 60-1) schon bei tieferen Spannungen durchgebrochen sind, wurde die Maximalspannung auf 55 Volt beschränkt (siehe Abb. 24).

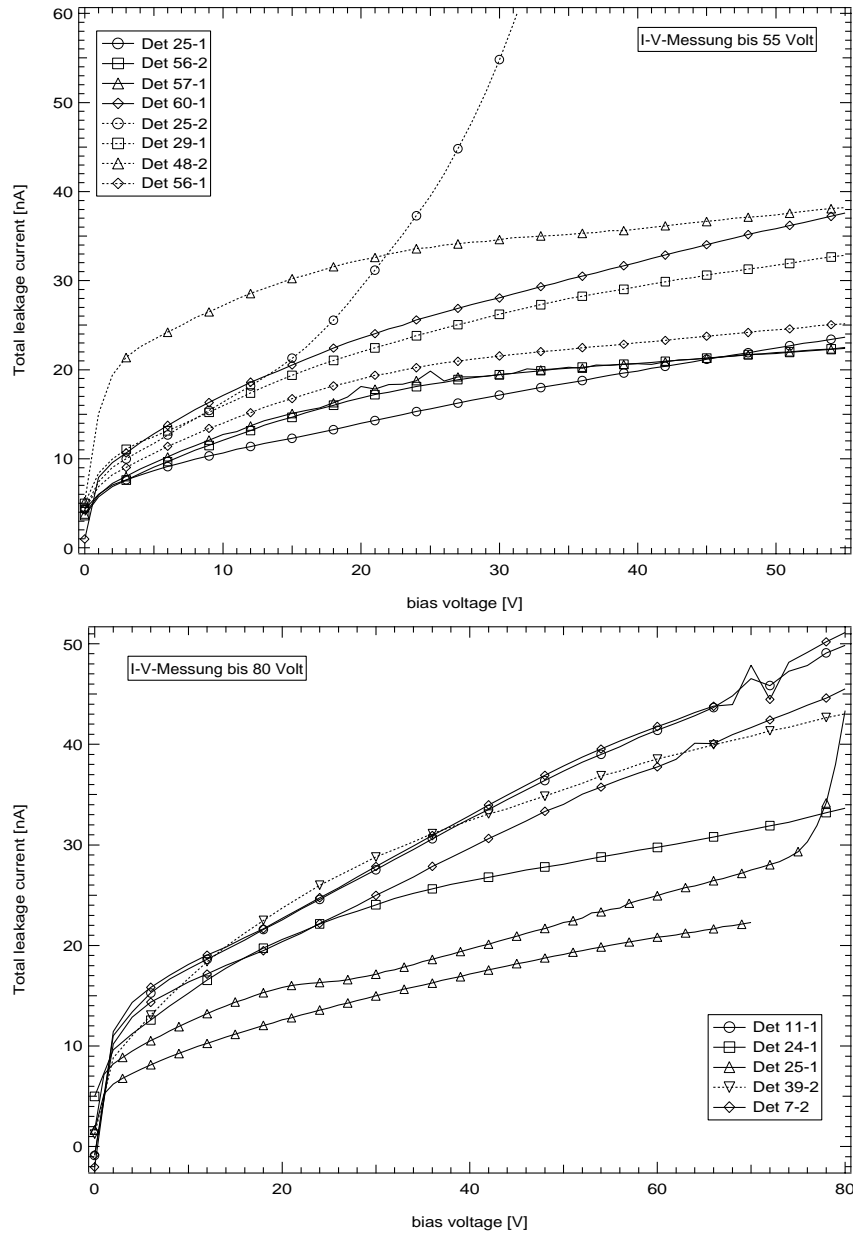


Abbildung 24: Oben:  $I - V$ -Kurven verschiedener ATHENA-Detektoren bis 55 Volt Biasspannung. Unten:  $I - V$ -Kurven bis 80 Volt. Beachte den instabilen, bzw. den nicht reproduzierbaren Verlauf von Det. 25-1 und 25-2.

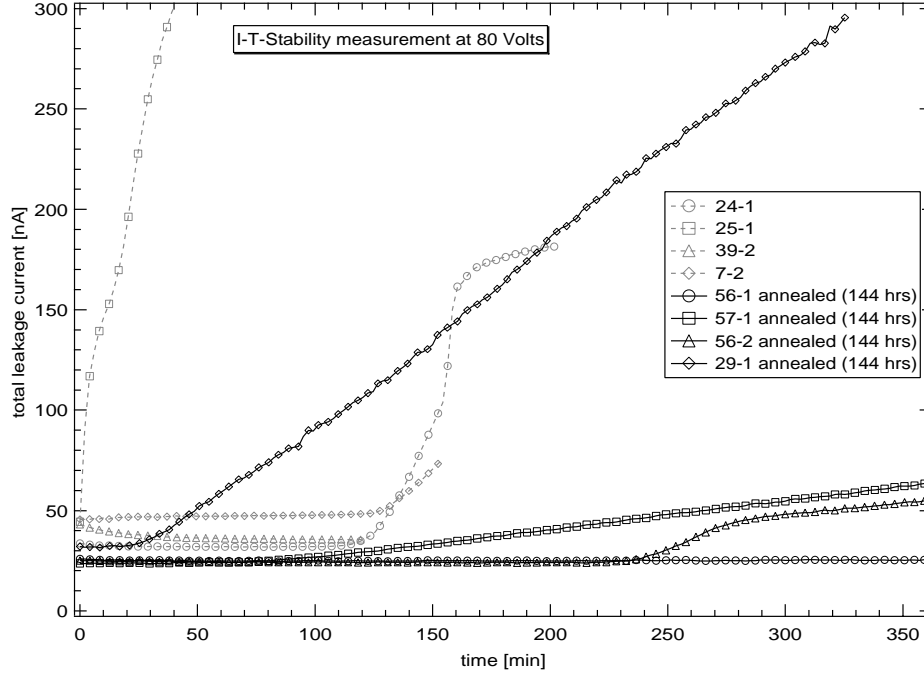


Abbildung 25:  $I-t$ -Kurven verschiedener ATHENA-Detektoren bei einer Biasspannung von 80 Volt. Die Detektoren mit den durchgezogenen schwarzen Kurven wurden über sieben Tage bei einer Temperatur von 150 °C ausgeheizt. Die Detektoren der grauen, gestrichelten Messungen wurden nicht ausgeheizt. Mit Ausnahme von 29-1 ist der Dunkelstrom bei den ausgeheizten Detektoren viel stabiler.

### 3.9.2 $I-t$ -Kurven

Auffallend an den Langzeit-Stabilitätsmessungen ist, dass der Dunkelstrom mit fortlaufender Zeit tendenziell ansteigt (Abb. 26). Bei 80 Volt sind die Dunkelströme hoch und instabil. Deshalb wurde nach den ersten Messungen die Spannung auf 55 Volt fest gesetzt (Abb. 26).

Die Messungen bei 55 V haben zwei Dinge gezeigt: (i) Die Dunkelströme besitzen immer noch nicht die gewünschte Stabilität, und (ii) das Langzeitverhalten einiger Detektoren, allen voran 25-1, ist nicht reproduzierbar. (siehe Abb. 26). Diese Effekte sind auf Wasser in der Polyimidschicht<sup>32</sup> und unbehandelte Schnittflächen an den Rändern des Wafers (nebensächlich) zurückzuführen.

<sup>32</sup>Wenn die Wafer im Herstellungsprozess geschnitten werden, benutzt man Wasser als Kühl-, und Schmiermittel.

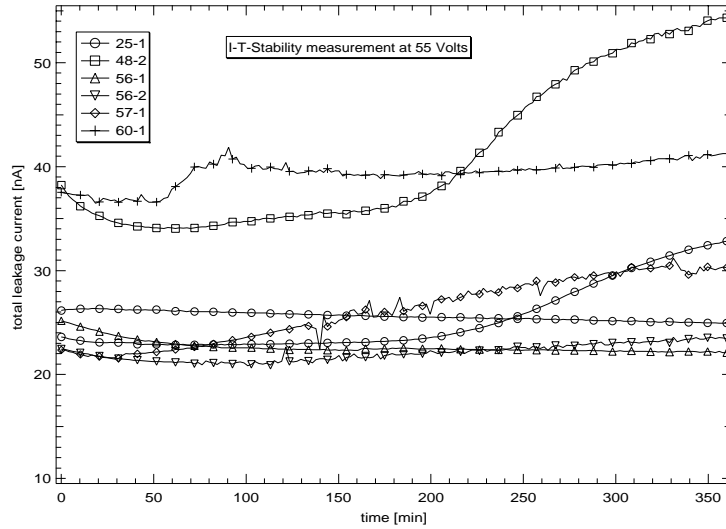


Abbildung 26:  $I - t$ -Kurven verschiedener ATHENA-Detektoren bei 55 Volt. Die Dunkelströme sind bei 55 V stabiler als bei 80 V, steigen aber trotzdem tendenziell an. Die Daten sind nicht auf Temperaturschwankungen korrigiert, da das *LabVIEW*-Programm die Option der Temperaturmessung bei den ersten Messungen noch nicht eingebaut hatte.

Daher wurde beschlossen, den Detektor 25-1 über eine Zeit von 48 Stunden bei 150 °C auszuheizen<sup>33</sup> (annealing). In Abb. 27 werden die  $I - V$ -, und  $I - t$ -Kurven vom ausgeheizten und nichtausgeheizten Det. 25-1 verglichen.

Beachte, dass der ausgeheizte Detektor zwar bessere Werte, sprich eine höhere Breakdownspannung und ein stabileres Langzeitverhalten liefert, die  $I - V$ -Kurve jedoch von Messung zu Messung schlechter wird (siehe Abb. 27), weil sich die Durchbruchspannung mit jeder Messung erniedrigt. Daraus wurde geschlossen, dass 48 Stunden Ausheizzeit zu kurz ist. Aus diesem Grund wurde 25-1 während 120 Stunden ein zweites Mal, zusammen mit 60-1, ausgeheizt (Abb. 27 und 28).

Nach den Erfahrungen mit 25-1 und 60-1 wurden bis auf wenige Ausnahmen sämtliche Detektoren entweder am CERN oder bei SINTEF während 144 Stunden bei einer Temperatur von 150 °C ausgeheizt. Ihr Stabilitätsverhalten hat sich dabei in den meisten Fällen stark verbessert (siehe Abb. 29)

<sup>33</sup>Zum Ausheizen der Detektoren muss die Temperatur genügend hoch sein, damit  $H_2O$  aus dem Polyimid desorbiert, aber nicht so hoch, dass das Aluminium in den Detektor hineindiffundiert.

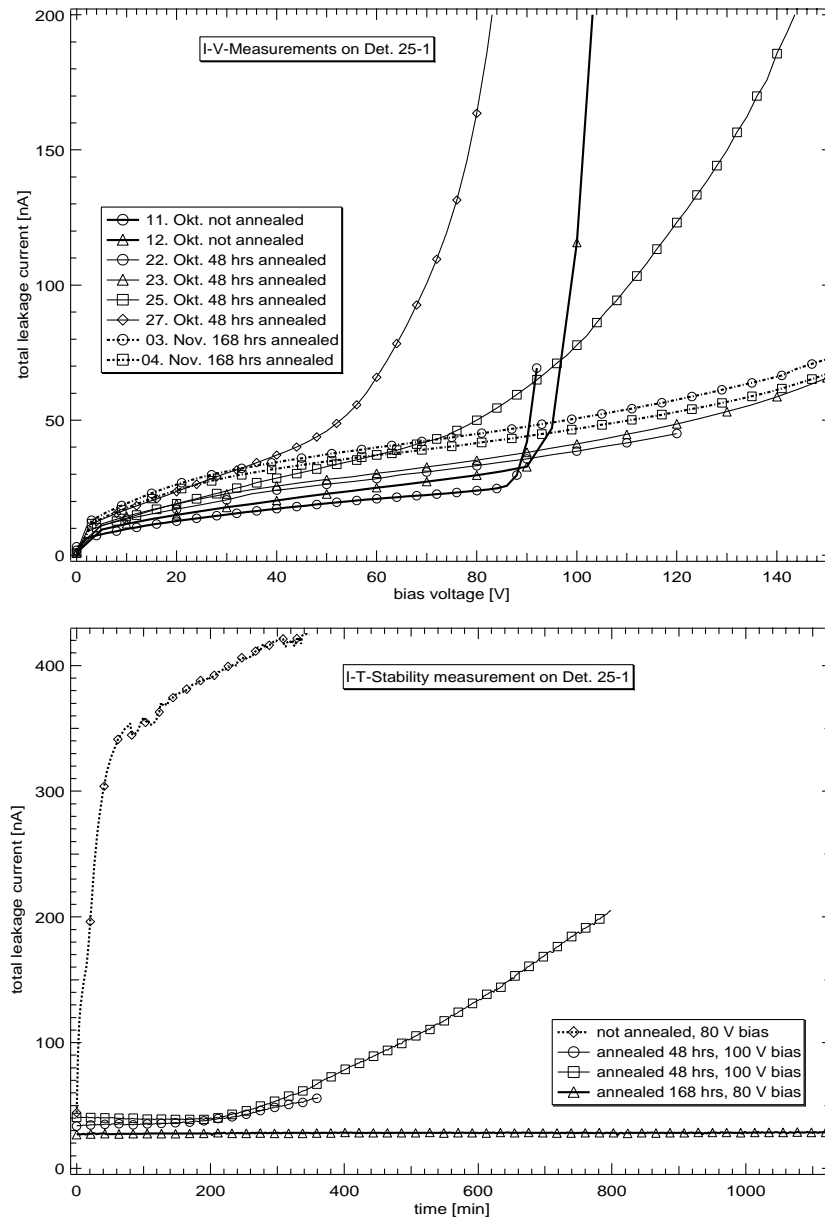


Abbildung 27: Oben: Vergleich der  $I - V$ -Kurven von Detektor 25-1 vor (grau), nach 48 Stunden (schwarz) und nach 168 Stunden (gestrichelte Linien) Ausheizen. Beachte, dass die Durchbruchspannung des mit 48 Stunden ausgeheizten Detektors von Messung zu Messung (22.10. bis 27.10.) tiefer wird. Unten: Vergleich der  $I - t$ -Kurven von 25-1 vor und nach dem Ausheizen. Beachte die extreme Stabilität nach einer Ausheizzeit von acht Tagen.



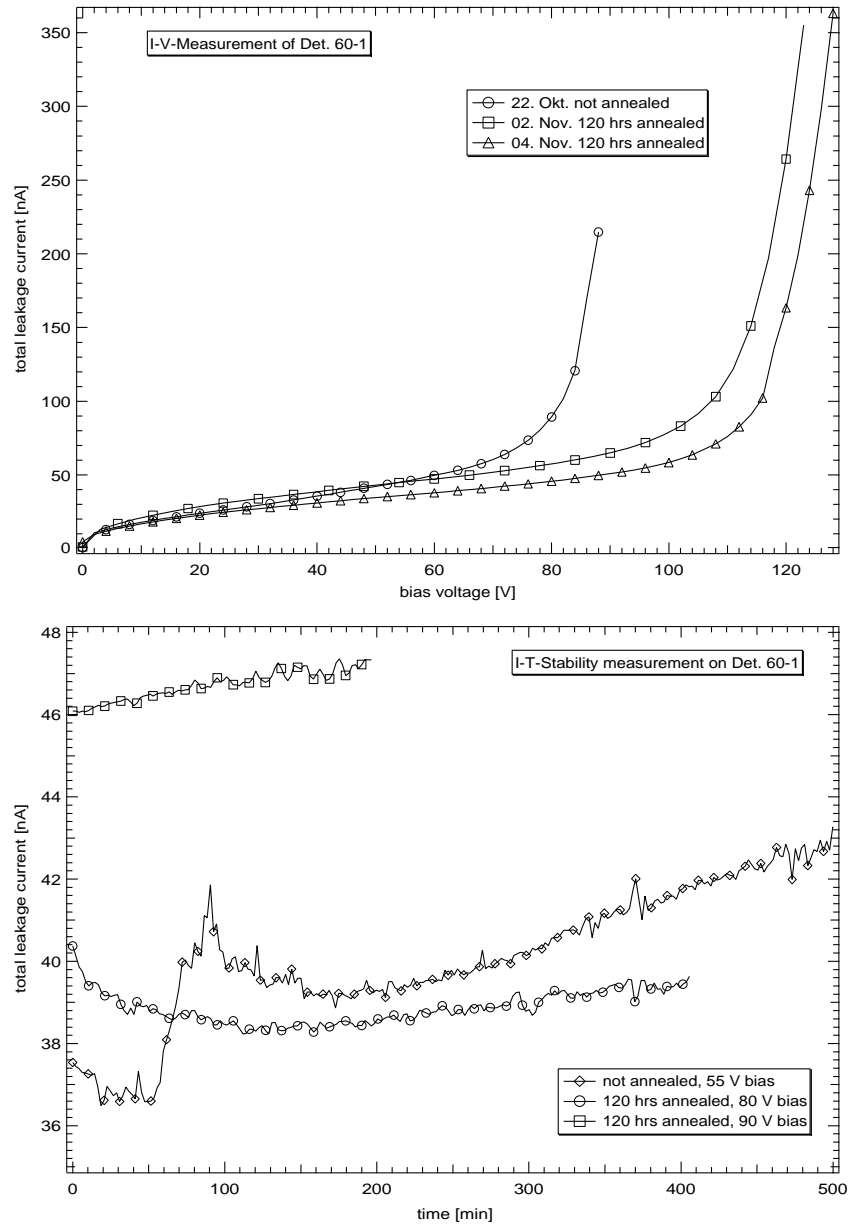


Abbildung 28: Vergleich der  $I - V$ -Kurven (oben) und der  $I - t$ -Kurven (unten) von Detektor 60-1 vor und nach dem Ausheizen. Beachte dass der ausgeheizte Detektor bei 80 Volt stabiler ist, als der nichtausgeheizte bei 55 V. Die Daten sind nicht temperaturkorrigiert sind.

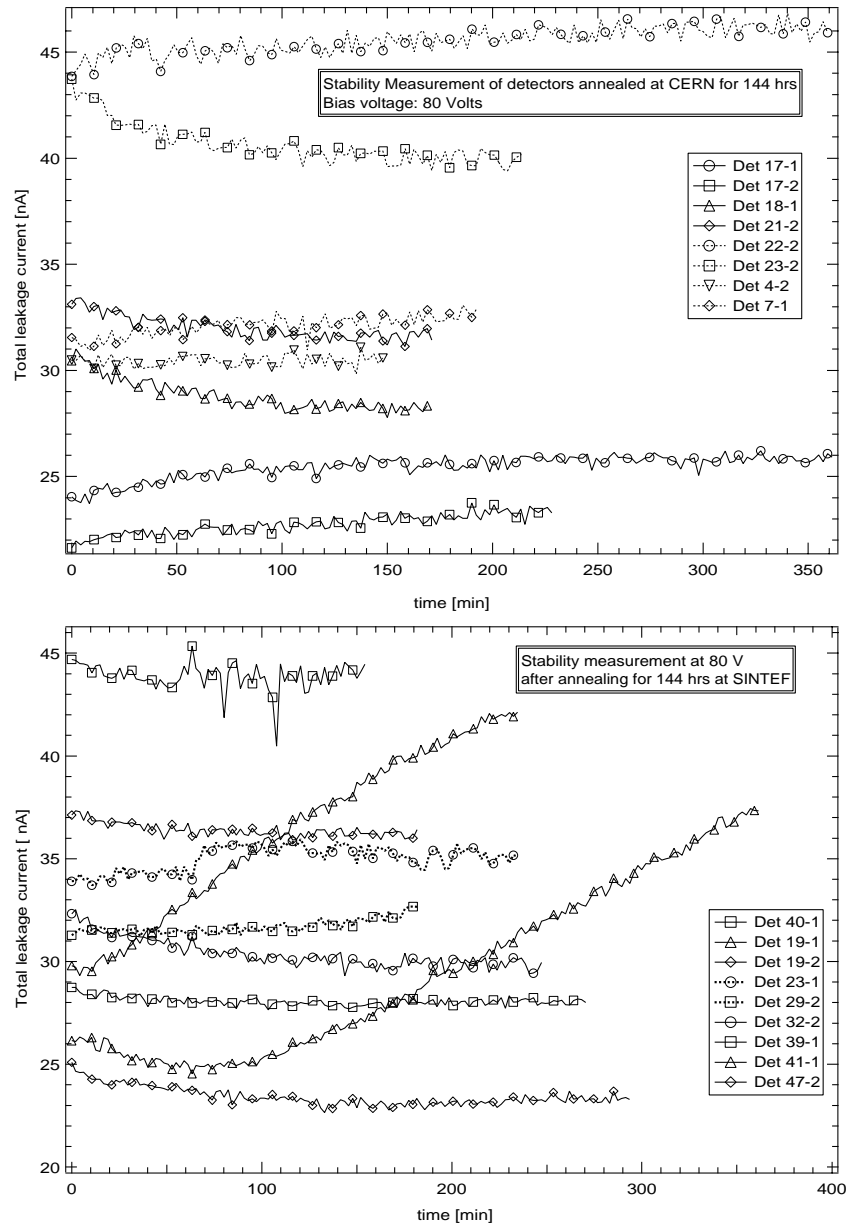


Abbildung 29: Stabilitätsmessungen einiger Detektoren welche am CERN (oben) und bei SINTEF (unten) ausgeheizt wurden. Alle Kurven sind auf Temperaturschwankungen korrigiert.

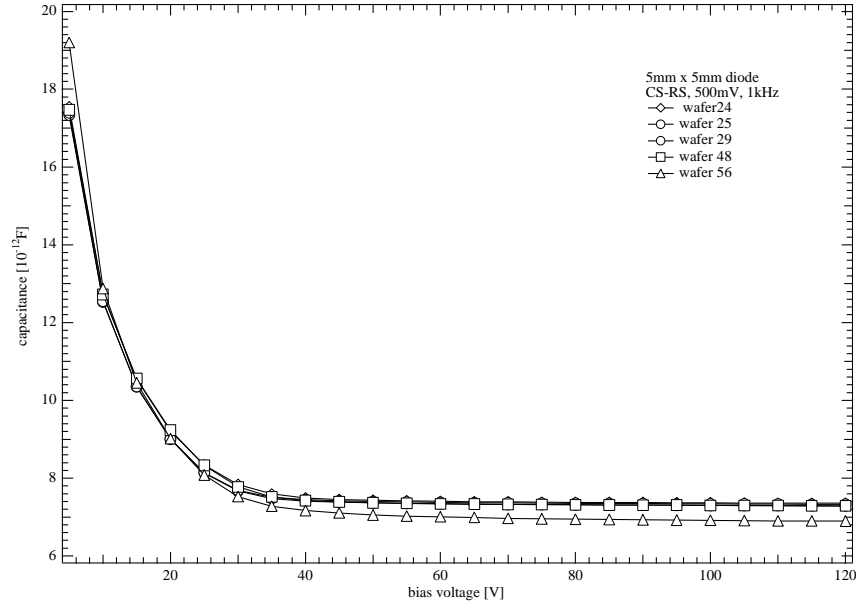


Abbildung 30:  $C - V$ -Kurven verschiedener ATHENA-Testdioden.

**Zusammenfassung** Von den nichtausgeheizten Detektoren besaßen rund 90% beträchtliche Schwankungen in den  $I - t$ -Kurven. In den meisten Fällen stieg der Leckstrom nach einer kurzen Stabilitätsphase innert weniger Minuten um 200 bis 5000% (*soft breakdown*).

Eine Ausheizzeit von 144 Stunden bei einer Temperatur von 150 C° reduzierte den Anteil der instabilen Detektoren auf etwa 10%. Die für den Anstieg des Leckstroms verantwortlichen Zeitkonstanten betragen *mehrere Stunden*. Die Leckströme der stabilen Detektoren liegen in einem Bereich zwischen 20 nA und 60 nA (siehe Abb. 29).

Prinzipiell wäre der Betrieb von ATHENA mit nichtausgeheizten Detektoren möglich, da sich der Leckstrom nach Gl. 14 um den Faktor  $10^7$  verkleinert und Schwankungen sich höchstens noch im pA-Bereich bemerkbar machen würden.

### 3.9.3 $C - V$ -Kurven

Die  $C - V$ -Messungen an den Testdioden dienen der Bestimmung der Depletionsspannung und der Oxydladungsdichte. Die Messwerte zur graphischen Bestimmung von  $V_{fd}$  finden sich in Abb. 30 und 31. Sie liefern den Wert für die Depletionsspannung  $V_{fd} = 33 \pm 3$  V.

Im Unterkapitel 3.7 wird der Aufbau des MOS-Übergangs beschrieben. Im

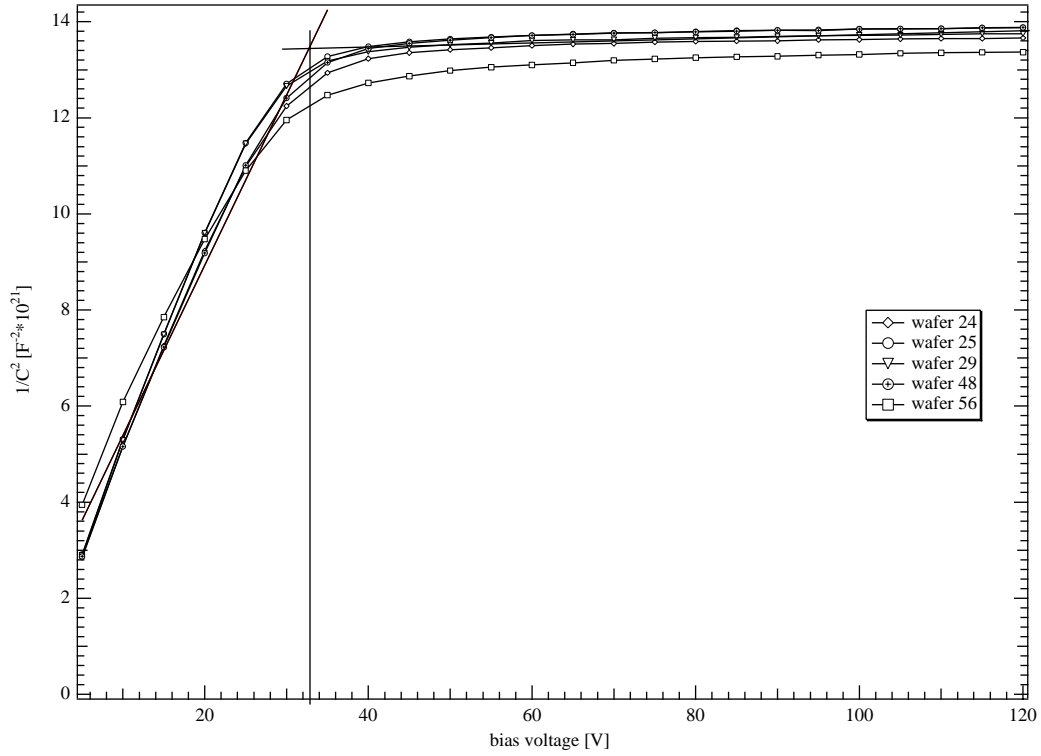


Abbildung 31: Zur Bestimmung von  $V_{fd}$  wird die Kurve  $C(V)$  aus Abb. 30 in  $C \rightarrow \frac{1}{C^2}(V)$  transformiert. Die Flanke mit  $C \sim \frac{1}{\sqrt{V}}$  wird dabei in eine Gerade transformiert, ebenfalls die konstanten Werte für  $V \geq V_{fd}$ . Der Schnittpunkt beider Geraden bestimmt  $V_{fd}$ , hier 33 Volt.

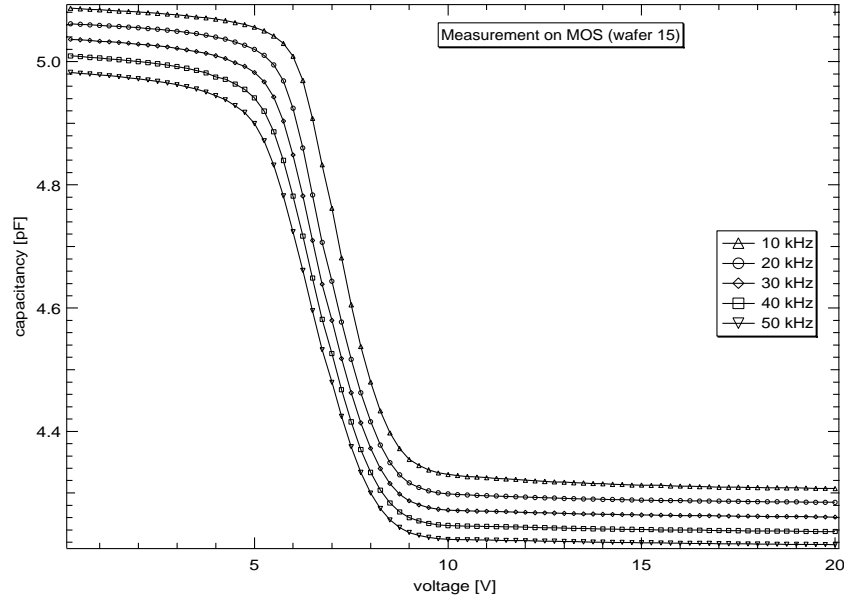


Abbildung 32:  $C - V$ -Messung an der MOS-Teststruktur von Wafer 15. Die graphische Bestimmung der Flachbandspannung ergibt einen Wert von  $U_{FB} = 5.5 \pm 0.5$  V.

Unterschied zu 3.7 (Si - SiO<sub>2</sub> - Al) besitzt der Übergang auf den Testdioden zwischen dem Silizium und dem Oxyd eine Schicht Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (100 nm). Gl. 13 ändert sich in

$$Q_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ni} \epsilon_{ox}}{q(t_{ox} \epsilon_{ni} + t_{ni} \epsilon_{ox})} \cdot (V_{MS} - U_{FB}) \quad (16)$$

Einsetzen der Zahlen aus Tab. 4 liefert eine Oxydladungsdichte  $Q_{ox} = (4.5005 \pm 0.4287) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Die Tabelle 4 befindet sich im Anhang B, die Messkurve zum MOS-Übergang in Abb. 32.

## 4 Detektormodul

Neben den  $I - V$ ,  $C - V$  und den Stabilitätsmessungen bestand meine Arbeit auch darin, ein erstes Detektormodul zum Laufen zu bringen, um damit die Ortsauflösung, sowie das Verhältnis von Signal zu Rauschen ( $S/N$ ) der Streifendetektoren zu messen. Ein Modul besteht aus zwei Streifendetektoren, sowie einem Hybrid, mit aufgelöteter Front-end-Elektronik (hauptsächlich zwei Auslesechips, Abb. 35) und einem Siliziumbus als Trägerstruktur.

### 4.1 Das Hybrid

Das Hybrid ist im Prinzip eine Printplatte aus Keramik, deren Leiterbahnen auf vier Schichten Teflon aufgebracht sind. Es beinhaltet die Front-end-Elektronik, welche die Signale aus den beiden Streifendetektoren als erstes verarbeitet und dann an die Repeaterkarte weitergibt. Abb. 33 zeigt eine Photographie des bestückten Hybrids (mit den beiden Auslesechips). Die Abmessungen betragen  $75.3 \times 18.5 \times 0.84$  mm.



Abbildung 33: Oberseite des Hybrids. Auf der linken Seite befindet sich ein Kaptonkabel für die Signalleitungen und Kontrollsignale der Chips. Ganz rechts liegen sich die Bondpads, welche mit den Streifendetektoren verbunden werden. Ebenfalls rechts befinden sich die beiden Auslesechips des Typs VA2\_TA.

### 4.2 VA2\_TA Chip

Der VA2\_TA ist ein selbsttriggernder Chip mit 128 Auslesekanälen, der eigens von *IDE* für das ATHENA-Experiment produziert wurde. In Abb. 34 ist das elektronische Schaltbild eines Kanals dargestellt. Der zeitliche Ablauf eines Signals im Verstärkerteil (VA2-Teil) wird im Unterkapitel 5.3 beschrieben. Um die beiden Streifendetektoren eines Moduls auszulesen, werden zwei

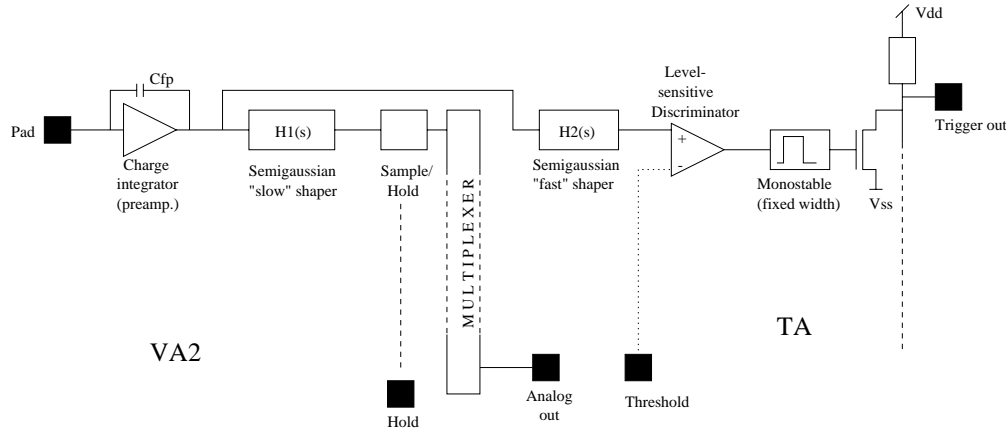


Abbildung 34: Funktionsprinzip des Auslesechips VA2-TA. Er beinhaltet einen Verstärkerteil (VA2) und einen Triggerteil (TA).

Chips mit je 128 Kanälen benötigt. Chip 1 liest die 128 Streifen der  $p^+$ -Seite aus, Chip 2 die Pads der  $n^+$ -Seite.

Um einen Triggerpuls für den Chip auszulösen, genügt die Überschreitung der Triggerschwelle in einem Kanal. Dadurch werden nach Ablauf der Shapingzeit<sup>34</sup> in der *Sample/Hold*-Einheit von jedem Kanal beider Chips die Signalhöhen gespeichert. Im Takt der Clock werden alle gespeicherten Werte Kanal für Kanal über den Multiplexer (und die Repeaterkarte) ausgelesen. Die beiden Chips werden sequentiell ausgelesen. In Tab. 1 sind die von den Chips benötigten Spannungs-, und Stromlevel zusammengestellt (nach [14]).

### 4.3 Repeaterkarte

Die Repeaterkarte ist eine Elektronikarte, welche die Steuerpulse aus den Cratemodulen (TTL-Signale<sup>35</sup>) für die Auslesechips verständlich macht. Die Chips arbeiten mit Spannungen zwischen -2 V und +2 V (siehe Tab. 1). Über die Repeaterkarte werden ebenfalls die Biasspannung für die Streifendetektoren angelegt, sowie die Outputsignale der beiden Detektoren weggeführt.

### 4.4 Aufbau eines Moduls

Der Aufbau eines Moduls ist in Abb. 36 dargestellt. Zwei Streifendetektoren werden längs auf einen leicht schmaleren Siliziumbus geklebt, so dass sich ihre

<sup>34</sup>siehe dazu Unterkap. 5.3

<sup>35</sup>TTL: "ja" = 1 = +5 V und "nein" = 0 = 0 V

Pad Name	Typ	Beschreibung	Nominalwert
sbi	ai	Biasstrom für Shaper (TA)	70 $\mu$ A
twbi	ai	Biaseinstellung des Triggerlevels	10 $\mu$ A
obi	ai	Biasstrom für Diskriminator	120 $\mu$ A
$2 \times vthr$	ai	Diskriminator Threshold	$\pm 100$ mV
vrc	ai	Kontrollspannung für Hochpassfilter-Widerstand im Shaper (TA)	1.4 V
vfs_ta	ai	Kontrollspannung für Feedbackwiderstand im Shaper (TA)	0.6 V
vfs_va	ai	Kontrollspannung für Feedbackwiderstand im Shaper (VA2)	0.4 V
vfp	ai	Kontrollspannung für Feedbackwiderstand im Vorverstärker	-0.35 V
ibuf	ai	Biasstrom für Output-Buffer	130 $\mu$ A
dgnd	p	Signal Ground (digital)	0 V
gnd	p	Signal Ground (analog)	0 V
dvdd	p	Arbeitsspannung (high, digital)	+2 V
dvss	p	Arbeitsspannung (low, digital)	-2 V
avdd	p	Arbeitsspannung (high, analog)	+2 V
avss	p	Arbeitsspannung (low, analog)	-2 V
<u>hold</u>	di	Speichert Analogwerte	logisch
<u>dreset</u>	di	Reset des Digitalteils	logisch
<u>shift_in</u>	di	Startpuls für die Auslese	logisch
<u>clk</u>	di	Clock für Ausleseregister	logisch
test_on	di	Setzt Chip in Testmode	logisch
ClkIn	di	Mainclock	logisch
RegIn	di	Input zum Disable-Register	logisch
cc_en	di	Dunkelstromkompensation auf ON	logisch
<u>shift_out</u>	do	Signalisiert Ende der Auslese	logisch
Reg_out	do	Output zum Disable-Register	logisch
$\bar{t}$	ao	invertierter Triggeroutput	Strom
ta	ao	Trigger out	Strom
outm	ao	negatives Outputsignal der Detektorrückseite	Strom
outp	ao	positives Outputsignal der Detektorvorderseite	Strom

Tabelle 1: Namen und Werte des vom Chip VA2-TA benötigten Signale. Legende: p = power, di = digital input, ai = analog input, do = digital output, ao = analog output, logisch =  $\pm 2$  V



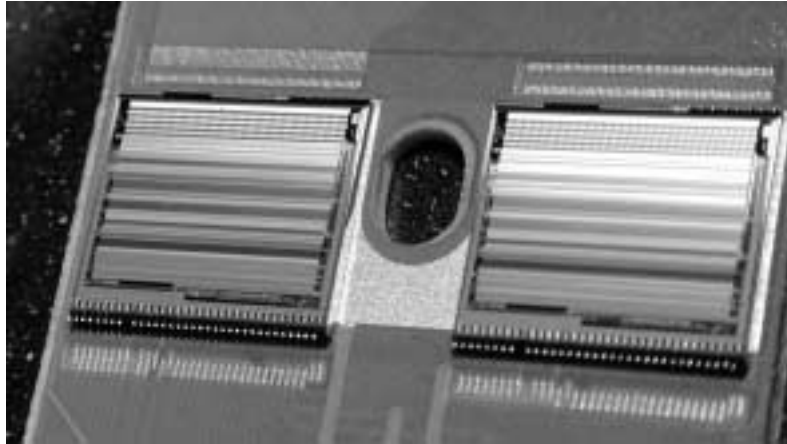


Abbildung 35: Die VA2\_TA-Auslesechips

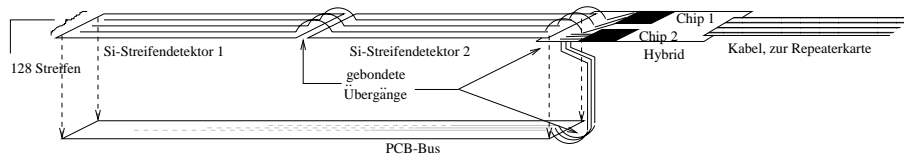


Abbildung 36: Schematischer Aufbau eines Moduls

Stirnseiten berühren. An dieser Stelle werden die Streifen durch Bondings verbunden. Auf der Rückseite des Buses befinden sich 128 Leiterbahnen, um die Pads auf der  $n^+$ -Seite der Detektoren zu kontaktieren. Der Bus besteht wie die Detektoren aus Silizium<sup>36</sup>. Seine Länge ist so gewählt, dass der eine Detektor einen Überlapp von einem Millimeter hat. Unter diesen Überlapp und an die Stirnseite des Busses wird der bestückte Hybrid geklebt. Die Streifen der Detektoren werden durch Bondings mit den Auslesepads von Chip 1 an der Vorderseite des Hybrids verbunden. Die Pads der Detektoren hingegen werden über den Bus mit der Rückseite des Hybrids, und durch dünne Löcher<sup>37</sup> im Hybrid mit Chip 2 verbunden.

<sup>36</sup>Da die Module bei Raumtemperatur geklebt werden, wird durch die zweifache Verwendung des gleichen Materials gewährleistet, dass sich die Module beim Abkühlen auf 77 K nicht, oder nur minim verziehen.

<sup>37</sup>Die Löcher (sog. Pin holes) sind lasergebohrt mit einem Durchmesser von 100  $\mu\text{m}$ . Sie sind mit Gold aufgefüllt (hohe Leitfähigkeit).

## 5 Messung an einem Testmodul

### 5.1 Strahlteleskop

Unter dem Strahlteleskop (*beam telescope*) versteht man ein Instrument zur präzisen Bestimmung der Spur von durchfliegenden, hochenergetischen Teilchen [15]. Es besteht aus acht einseitigen Silizium-Streifendetektoren mit einer aktiven Fläche von je  $(3.2 \times 3.2) \text{ cm}^2$ , und einer Dicke von  $300 \text{ }\mu\text{m}$ . In jedem Detektor werden von einem MIP<sup>38</sup> rund 22500 Elektron-Loch-Paare erzeugt [8], was einem Energieverlust von  $22500 \times 3.6 \text{ eV} = 81 \text{ keV}$  entspricht. Die produzierte Ladung verteilt sich im Mittel auf zwei Streifen, die von einer separaten Vorverstärker-Shaper-Kombination [16] ausgelesen werden. Der Leckstrom pro Streifen besitzt ein Rauschäquivalent<sup>39</sup> von 200 Elektronen. Der Abstand zwischen den Streifen beträgt  $25 \text{ }\mu\text{m}$ , wobei nur jeder zweite Streifen ausgelesen wird (640 Streifen pro Detektor). Insgesamt sind es  $8 \times 640 = 5120$  Kanäle. Die Streifen jedes Detektors sind von Guardringen umgeben.

In Abb. 37 ist das Teleskop dargestellt. Seine Abmessungen betragen  $590 \text{ mm} \times 600 \text{ mm} \times 305 \text{ mm}$ . Es besteht aus einem Aluminiumrahmen, in welchem vier Module befestigt sind. In einem Modul befinden sich zwei zueinander orthogonal montierte, einseitige Silizium-Streifendetektoren mit einem Abstand von  $3 \text{ mm}$ , je einer für die horizontale und die vertikale Koordinate. Der Teilchenstrahl dringt bei jedem Modul durch ein  $100 \text{ }\mu\text{m}$  dickes Fenster aus Aluminiumfolie<sup>40</sup>.

Hauptsächlich dient das Teleskop der Bestimmung der Ortsauflösung eines Detektors. Steht ein Teilchenstrahl zur Verfügung, wird der zu untersuchende Detektor in einer geeigneten Halterung zwischen den Modulen 2 und 3 in den Strahl gesteckt und parallel mit allen vier Modulen ausgelesen. Die von den Modulen gelieferte Referenzbahn des durchfliegenden Teilchens wird mit den Messwerten des Detektors verglichen, um daraus dessen Ortsauflösung zu bestimmen.

Zu der Zeit in der diese Arbeit durchgeführt wurde, war der Testbeam

---

<sup>38</sup>Minimal Ionizing Particle = minimal ionisierendes Teilchen.

<sup>39</sup>ENC=*Equivalent Noise Charge*. Bei einer Betrachtung des gesamten Kanals tragen ebenfalls der *Feedback*-Widerstand (siehe Unterkap. 5.3) und der Basisstrom des Vorverstärkers zum Rauschen bei [7].

<sup>40</sup>Einerseits benutzt man Aluminiumfolie, um die Detektoren und Auslesechips vor Licht zu schützen. Andererseits dient sie als elektrische Abschirmung (Faraday-Käfig), da die Modulgehäuse auf der Höhe der Detektoren  $(4 \times 4) \text{ cm}^2$  grosse Öffnungen besitzen. Ausserdem hat Aluminium eine kleine Atomzahl, was bewirkt, dass der Strahl nicht zu stark aufgefächert, bzw. abgeschwächt wird.

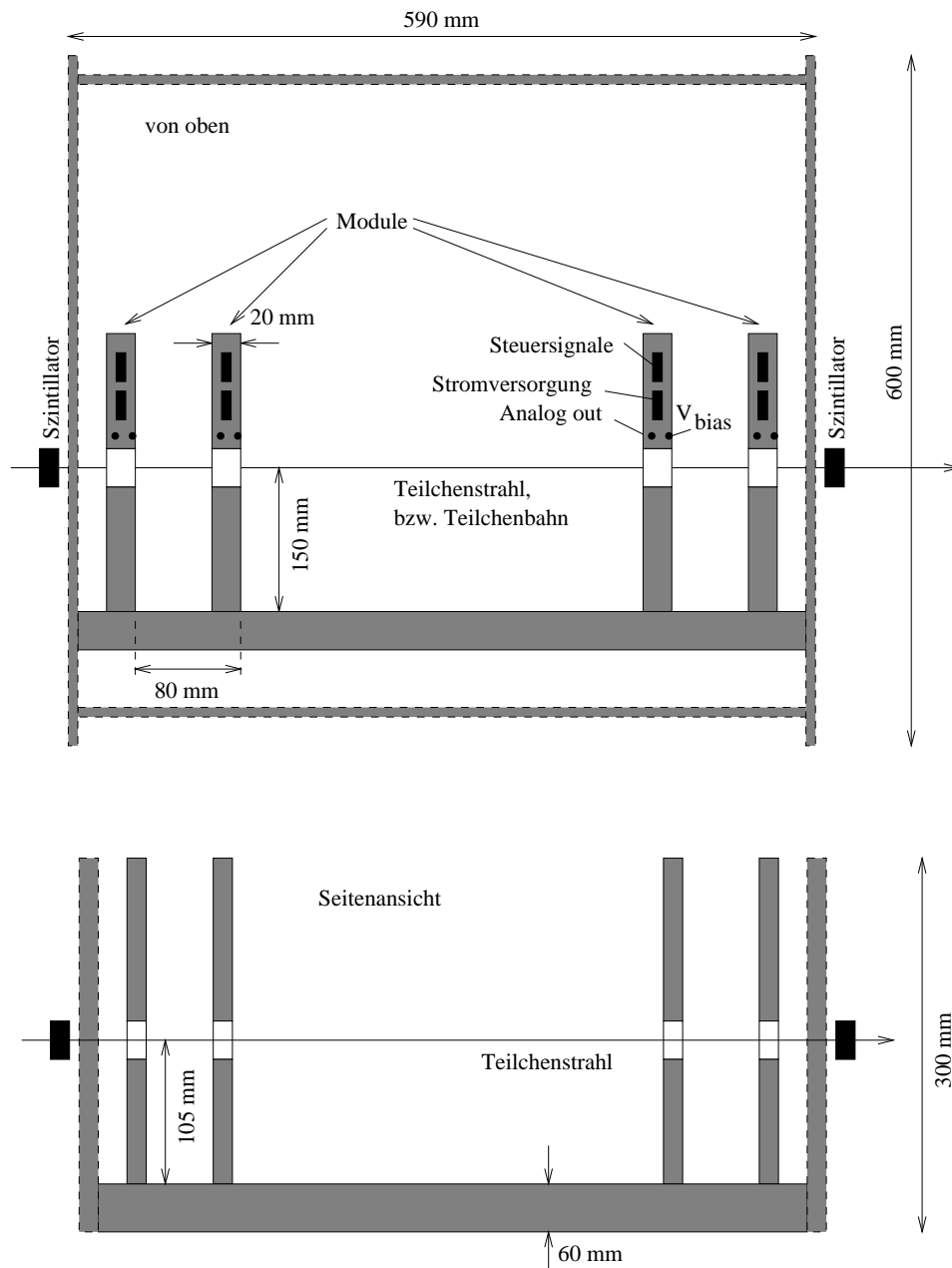


Abbildung 37: Skizzierung des Teleskops von oben und von der Seite (nach [15]). So wie es hier skizziert ist, ist es für den Betrieb im Testbeam ausgelegt. Für die Messung von Cosmics wird das Teleskop senkrecht aufgestellt, und aus Effizienzgründen nur noch mit zwei Modulen betrieben. Ausserdem fällt ein Szintillator weg.

am CERN nicht eingeschaltet (Winterpause). Es standen daher nur kosmische Teilchen (*Cosmics*) zur Verfügung. Gegenüber dem Testbeam haben *Cosmics* zwei entscheidende Nachteile: (i) Sie sind nicht fokussiert, und (ii) besitzen kleine Raten. Die Chance, dass ein Teilchen in den Detektoren aller vier Module ein Signal gibt, ist derart gering, dass zur Bestimmung der Teilchenspur nur die Module 1 und 2 verwendet wurden, um die Rate zu erhöhen. Das Testmodul wurde zwischen die beiden Module montiert (siehe Abb. 39). Wird verlangt, dass in beiden Modulen des Teleskops mindestens zwei Detektorenstreifen ansprechen, erreicht man mit *Cosmics* eine Rate von 15 bis 20 Ereignissen pro Stunde.

## 5.2 Testmodul

Das Testmodul bezeichnet das erste gebaute Detektormodul. Die dazu verwendeten Detektoren 28-1 und 28-2 waren zwei der instabilsten. Mit dem Testmodul sollte einerseits abgeklärt werden, ob die geplanten Module mechanisch überhaupt realisierbar sind, und ob sie andererseits die erwarteten Resultate liefern.

Sein Aufbau ist der gleiche, wie in Unterkap. 4.4 beschrieben wurde, mit dem einzigen Unterschied, dass es bis zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit nicht gelang, die Pads der  $n^+$ -Seite mit dem Bus zu kontaktieren. Der Grund liegt darin, dass auf den Buspads eine dünne Schicht unbekannten Materials die Bondstellen nicht haften liess. Als Folge davon konnten mit dem Testmodul nur die Streifen ausgelesen werden (x-Richtung). Über die y-Richtung kann keine Aussage gemacht werden.

## 5.3 Detektierung eines Teilchens

Durchquert ein geladenes Teilchen den Detektor am Streifen X, erzeugt es entlang seiner Bahn rund 22500 Ladungspaare ( $e^-$  und Löcher), die abhängig von ihrem Vorzeichen zum  $p^+$ -Streifen, oder dem ohmschen Kontakt driften (typische Driftzeit: 5 bis 10 ns). Die Drift induziert einen Strom an den Elektroden [17]. Die totale induzierte Ladung und die Form des Signals hängen von der Grösse der erzeugten Ladung, dem Driftweg, der Geschwindigkeit der Ladungen und der Geometrie des Detektors ab. Um die deponierte Ladung zu messen, ist jeder Streifen des Detektors an einen eigenen Ladungsverstärker angeschlossen, der den Signalstrom im Feedback-Kondensator **Cfp** aufintegriert (siehe Abb. 38). Die Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers ist ein Mass für die deponierte Ladung. Um  $S/N$  zu maximieren, wird das

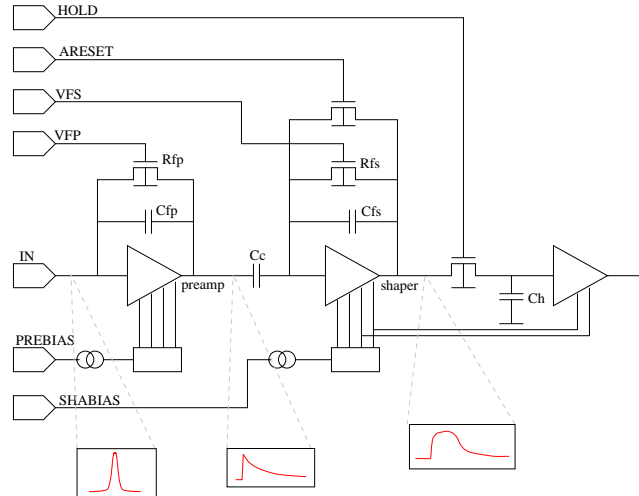


Abbildung 38: Funktionsprinzip des VA2-Auslesechips nach [16] (basierend auf dem VIKING-Chip).

vorverstärkte Signal durch einen *Shaper* geschickt. Der Shaper ist ein Frequenzfilter, der das Rauschen unterdrückt und das Signal nochmals verstärkt. Durch den Shaper erhalten alle Signale die gleiche Form, ebenso haben alle ihr Maximum bei der gleichen Zeit, bzw. haben alle die gleiche Shapingzeit<sup>41</sup>. Sie unterscheiden sich nur noch in ihrer Höhe, welche zur detektierten Energie proportional ist.

Nach dem Shaper wird das Analogsignal im *Sample/Hold*-Kondensator **Ch** (siehe Abb. 38) zwischengespeichert indem der Vorverstärker-Shaper-Teil durch den HOLD-Schalter abgekoppelt wird. Da die Signalamplitude zur Energie proportional ist, muss er genau zum Zeitpunkt des Maximums schalten. Die Signalhöhe kann im Prinzip beliebig lange gespeichert werden, da der Eingang zum nachfolgenden Spannungsfolger extrem hochohmig ist.

Die Datenaufnahme erfolgt bis zum letztgenannten Schritt auf sämtlichen Chips des Beamteleskops simultan, ebenso arbeiten alle 128 Kanäle pro Chip parallel. Der Spannungsfolger, gesteuert durch die Digitalsignale eines externen Timing-Moduls, schaltet bei jedem Takt einer *clock* die Analogwerte der Kondensatoren **Ch** auf eine Signalleitung (Multiplexer), die über eine *twisted pair*-Leitung<sup>42</sup> zum FADC (*flash analog digital converter*) führt, der synchron

<sup>41</sup>Das ist die Zeit, in der das Signal von Null zu seinem Maximum läuft.

<sup>42</sup>Störempfindliche Signale werden über eine twisted-pair Line transportiert. Dabei wird das Signal anfangs aufgeteilt und auf einer Leitung mit dem Faktor -1 verstärkt. Am anderen Ende wird das negative Signal vom positiven abgezogen, sodass sich allfällig aufgetretene Signalstörungen wegsubtrahieren.

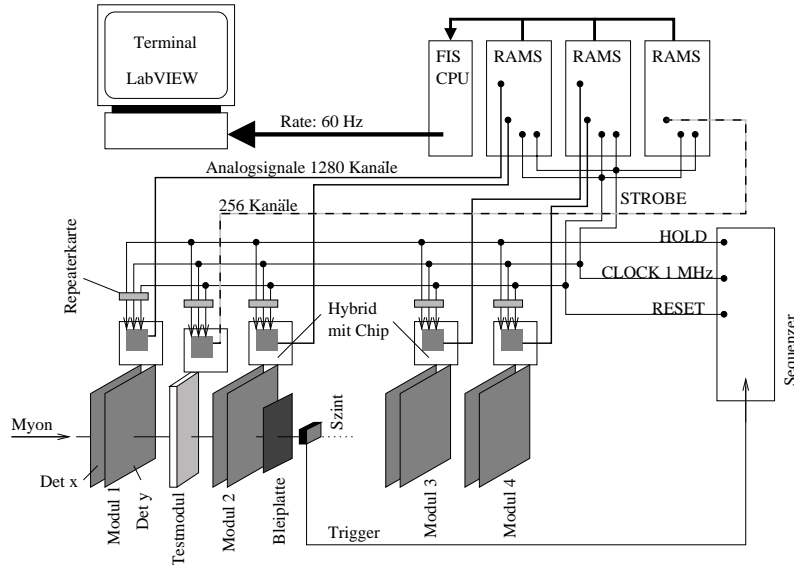


Abbildung 39: Blockschaltbild für den Betrieb des Strahlteleskops. Für den Betrieb mit Cosmics wird das Teleskop senkrecht aufgestellt.

zur Clock die Signalmaxima Kanal für Kanal digitalisiert. Ist der letzte Kanal des letzten Chips ausgelesen, stellt die Schliessung des HOLD-Schalters (in allen Kanälen) die Verbindung des Analogspeichers mit dem Vorverstärkerteil wieder her, und der Chip ist bereit für das nächste Ereignis.

In Abb. 39 ist das Blockschaltbild des Strahlteleskops gezeigt. Ein kosmisches Teilchen<sup>43</sup> fliegt durch die beiden Beamteleskopmodule mit dem Testmodul in ihrer Mitte. Danach durch eine 2 mm dicke Bleiplatte und anschließend durch den Szintillator. Die Bleiplatte dient als Energiefilter. In zwei Millimetern Blei verlieren Myonen rund 5 MeV [18]. Dadurch ist gewährleistet, dass Teilchen mit zu kleinen Energien (einige wenige MeV) den Szintillator gar nicht erreichen, und nicht ausgelesen werden. So werden nur Teilchen mit einem kleinen Impulsübertrag<sup>44</sup> detektiert. Das Triggersignal des Szintillators veranlasst den Sequenzer nach einer Zeit von  $2.3 \mu\text{s}$ , der Shapingzeit, das HOLD-Signal an die Auslesechips zu schicken, um den Analogspeicher vom Vorverstärkerteil abzukoppeln. Pro Modul werden die 1280 Kanäle durch die Clock nacheinander ausgelesen und an den FADC geschickt. Die Speicherung der digitalisierten Werte im FADC erfolgt im gleichen Takt wie die

<sup>43</sup>im Normalfall ein Myon. Die mittlere Energie auf Meereshöhe ist  $\overline{E}_\mu = 2 \text{ GeV}$  [18]

<sup>44</sup>Ein kleiner Impulsübertrag bedeutet, dass das Teilchen nur schwach von seiner ursprünglichen Richtung gestreut wird. Die Bahn sollte möglichst ein Gerade sein.

Clock. Die Auslese aller Module durch die FADCs geschieht gleichzeitig. Das RESET-Signal wird an die FADC's gesendet, um entweder die Auslese abbrechen, oder um nach dem letzten ausgelesenen Kanal den HOLD-Schalter wieder zu schliessen. Nachdem der Speicherinhalt der FADCs an den Computer geschickt wurde, wird er gelöscht, und das Triggersignal kann das nächste Ereignis starten. Die Rate hängt stark von der Rechenleistung des Computers ab. In unserem Fall<sup>45</sup>, können Ereignisse maximal mit einer Rate von 60 Hz ausgelesen werden.

## 5.4 Auswertung

### 5.4.1 Datenstruktur eines Events

Unter einem Run versteht man die Messung von bis zu mehreren tausend Events. Ein Event wiederum besteht aus den Messwerten aller Auslesekanäle sämtlicher Streifendetektoren im Beamteleskop, sowie den Daten des Testmoduls. Pro Event werden 5393 16-Bit-Worte (= 10786 Bytes = 5393 *Unsigned shorts*) zum File dazugeschrieben. Der Aufbau und die Bedeutung der einzelnen Doppelbytes wird in Tab. 2 erläutert. Die ersten vier Events von jedem Run sind nicht physikalisch, sondern Headerevents. Sie beinhalten allgemeine Daten wie z.B. das mittlere Pedestalrauschen ( $= \sigma$ ) sämtlicher Kanäle (inkl. Testmodul). Die Bedeutung der Headereinträge ist in Tab. 3 erklärt.

### 5.4.2 Selektion der Ereignisse

Unter einem Cluster versteht man eine Gruppe benachbarter Auslesestreifen, die das Gesamtsignal eines Ereignisses beinhalten. Die Clustergrösse ist die Anzahl Streifen eines Clusters mit Einträgen über einer gewissen Energieschwelle ( $= \textit{Threshold}$ ). Da die Kanäle, die nicht am Cluster beteiligt sind, um Null herum schwanken, werden sämtliche Werte mit einem *Offset*, dem sog. Pedestal, versehen<sup>46</sup>. Das Pedestal wird am Anfang jedes Runs auf 100 gesetzt. Der Threshold wird in der Regel vier bis fünf Sigma über den Pedestalwert gesetzt. Bei der Analyse eines Runs gilt ein Event als gültig, wenn in jedem Detektor genau ein Cluster existiert, dessen Streifenanzahl  $N$  nicht zu

<sup>45</sup>Computer: Pentium II., 266 MHz.

<sup>46</sup>Ein ADC arbeitet mit der Modulo-Operation. Für einen 10-Bit-ADC sind z.B. die Zahlen -3 und 1021 gleich. Aus diesem Grund dürfen keine negativen Signale in den ADC gelangen, da sie als ein grosses positives Signal angenommen würden. In unserem Fall war das Pedestal auf den Wert 100 eingestellt, so dass sämtliches Rauschen (zwischen 90 und 110, anstatt zwischen -10 und +10) immer positiv blieb. (Mit dem ADC ist der FADC aus Unterkap. 5.3 gemeint.)

Byte-Nummer	Bezeichnung
1	Eventnummer (1, 2, 3, ...)
2, 3, 4, 5	Counter (zählt die Triggerpulse)
6, 7, 8, 9	Jedes Wort bedeutet am jeweiligen Modul die Anzahl Streifen über der Triggerschwelle.
10, ..., 5129	ADC-Werte der Amplitude jedes Streifens aller Module des Teleskops. Die $8 \times 640 = 5120$ Streifen werden entlang der Nummerierung der Module ausgelesen (Det. x1, y1, x2, ..., y4). Die Werte müssen zuerst um 2 Bits nach rechts geschoben werden, dann werden die ersten 6 Bits abgeschnitten. Diese Operation entspricht dem logische AND mit 1023 und lässt die letzten zehn Bits unverändert.
5130, ..., 5385	Amplitude von jedem Streifens des Testmoduls. Die ersten 128 Kanäle sind diejenigen der Oberseite des Moduls, beginnend bei Kanal 1. Bezüglich Bitshift gilt hier das gleiche wie für die Teleskopmodule.
5386 bis 5393	Leere Plätze für weitere Messwerte (Temperatur, usw)

Tabelle 2: Unterstruktur und Bedeutung der 5393 Unsigned shorts für **ein physikalisches** Event. Ein Unsigned short hat eine Länge von 16 Bit, bzw. 2 Bytes.



Headerevent	Byte-Nummer	Bedeutung
1	1	Wenn diese Zahl Null ist, handelt es sich um ein Headerevent. Sonst Eventnummer
	2	Runnummer
	3	Runtyp (1 = Pedestal, 2 = Data)
	4	Neues Pedestal?
	5	Rough Threshold
	6	Länge der folgenden ASCII-Message
	7, 8, ..., X	ASCII-Message von max. 5000 Zeichen
	X+1 bis 5393	Mit Nullen aufgefüllt
2, 3, 4	1, 2, ..., 8	Nullen
	9	Deklariert die nachfolgenden Werte: 1: Pedestals (Header 2) 2: $64 \sigma$ (Header 3) 3: Download Threshold = $4 \sigma$ (Header 4)
	10, ..., 5385	Header 2: Pedestals aller Kanäle Header 3: 64-faches Sigma aller Kanäle Header 4: 4-faches Sigma aller Kanäle = Download Threshold
	5386 bis 5393	Nullen

Tabelle 3: Bedeutung aller Unsigned shorts in den Headerevents. Der Grund, warum in Header 3 das Sigma 64-fach und nicht bloss einfach ausgegeben wird, liegt in der Art und Weise der Speicherformatierung. Ein *Integer* kann bloss ganzzahlige Werte aufnehmen, sämtliche Kommastellen würden allenfalls weggeschnitten. Er benötigt daher wenig Speicherplatz (8 Bit = 1 Byte für eine Zahl zwischen 0 und 255, 16 Bit für eine Zahl zwischen 0 und 65535). Sämtliche Zahlen mit Gleitkommadarstellung benötigen 4 oder mehr Bytes. Um trotzdem eine reellwertige Zahl mit akzeptabler Genauigkeit auf wenig Platz abzuspeichern, wird sie vor dem Speicherungsprozess mit einer genügend grossen Zahl multipliziert. Bevor die Multiplikation in einem späteren Analysevorgang wieder rückgängig gemacht wird, wird der betreffenden Zahl für die laufende Auswertung eine Gleitkommadarstellung zugestanden.

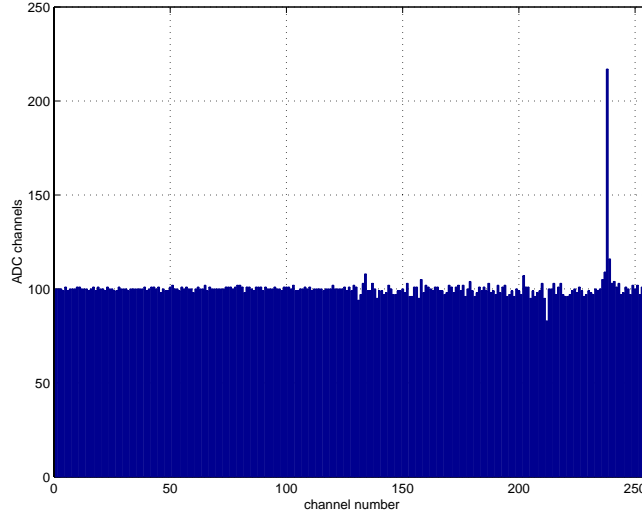


Abbildung 40: Ein typisches Event im Testmodul mit einer Clusterbreite von 1 bis 2 Clusterkanälen. Die Kanäle 1 bis 128 werden nicht ausgelesen, weil der Bus nicht kontaktiert ist ( $n^+$ -Seite). Sie widerspiegeln nur das Chiprauschen. Die kontaktierten Kanäle 129 bis 256 rauschen viel stärker, weil sich einerseits die Auslestreifen kapazitiv gegenseitig stören, und sich andererseits die Signalleitungen wie elektrische Antennen verhalten.

gross ist ( $N \leq 4$ , siehe Abb. 40). Ein Cluster besteht im Normalfall aus 2 bis 3 Kanälen. Ist  $N$  zu gross, geht man davon aus, dass es sich um einen Teilchenschauer handelt, und verwirft das Event. Das Analyseprogramm verwirft sämtliche Ereignisse, bei denen in mindestens einem Detektor (i) alle Kanäle unterhalb der Thresholdschwelle liegen, (ii) mehr als ein Cluster existieren, (iii) innerhalb eines Clusters ein Kanal unter der Thresholdschwelle liegt (= 2 Cluster), und (iv) der Clusterinhalt eine Maximalschwelle überschreitet (Teilchenschauer).

#### 5.4.3 $S/N$ -Verhältnis und Energieauflösung

Wird ein gültiges Event gefunden, wird der Inhalt der Clusterkanäle bzw. der Kanäle, die nicht am Cluster beteiligt sind, bestimmt. Der Mittelwert aller Nichtclusterkanäle eines Events entspricht dem Pedestal. Über den ganzen Run bleiben die Pedestalwerte keineswegs stabil, sondern schwanken um den Wert 100. Das Signal (= Energieverlust des Teilchens) ist die Summe der Streifeneinträge eines Clusters nach Abzug der Pedestalwerte. Bei der Analyse eines Runs ist einerseits die im Detektor deponierte Energie, und

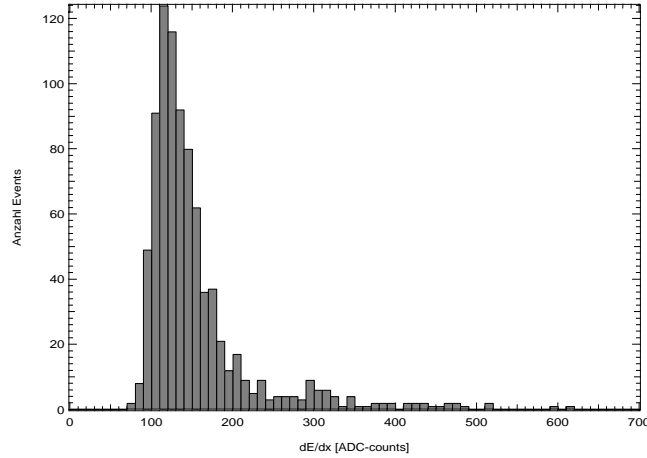


Abbildung 41: Landauverteiltes Energiespektrum einer Messung mit kosmischen Teilchen. Die Daten stammen aus dem ersten zusammengebauten Modul (Testmodul), betrieben mit einer Biasspannung von 35 V. Der Run beinhaltet 1741 Events, wovon 845 als gültig eingestuft werden. Das Maximum der Kurve liegt bei Kanal 118, was der Energie von 102.6 keV eines MIPs entspricht. Das Rauschen beträgt 2.553 ADC-Kanäle. Daraus ergibt sich ein  $S/N$ -Verhältnis von 46.

andererseits der Ort des Clustermittelwerts von Interesse.

Werden sämtliche Energien eines Runs histogrammiert, bilden sie ein landauverteiltes Spektrum mit einem Maximum bei der MIP-Energie<sup>47</sup>. Ist das Rauschen der Pedestals bekannt, liefert der Quotient aus der MIP-Energie und dem Rauschen das  $S/N$ -Verhältnis (*Signal-to-Noise-Verhältnis*). Abb. 41 zeigt die Landauverteilung eines Runs mit kosmischen Events. Das Rauschen bestimmt sich aus

$$Rauschen = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_i, \quad (17)$$

wobei  $N$  die Anzahl aller Streifen und  $\sigma_i$  das Rauschen der einzelnen Streifen eines Detektors im Verlauf eines Runs bedeuten.  $\sigma_i$  wird durch die Histogrammierung der Pedestalwerte im Kanal  $i$  über den ganzen Runs bestimmt (siehe Abb. 42). Die Events, in denen Kanal  $i$  ein Clusterkanal ist,

<sup>47</sup>Der wahrscheinlichste Energieverlust eines Teilchens ist der Energieverlust eines MIPs, weil die Landauverteilung an dieser Stelle ein Maximum besitzt. Die ATHENA-Streifendetektoren besitzen eine Dicke von 380  $\mu\text{m}$ , das entspricht einer MIP-Energie von  $28500 \times 3.6 \text{ eV} = 102.6 \text{ keV}$ .

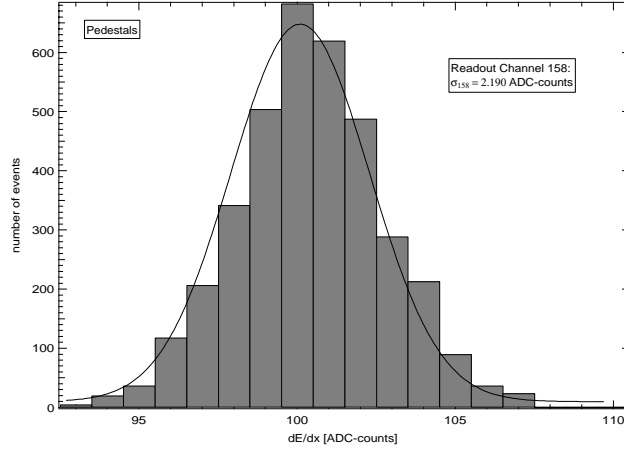


Abbildung 42: Pedestalverteilung von Kanal 158 (= Streifen 30 auf der Oberseite) des Testmoduls. Das Kanalrauschen ist  $\sigma_{158} = 2.190$  FADC-Kanäle.

geben keinen Beitrag.

Mit einem Maximum der Landaukurve bei 118, und einem Rauschen von 2.553 FADC-Kanälen, ergibt sich ein  $S/N$ -Verhältnis von:

$$S/N = 46$$

Die Energieeichung geschieht mithilfe der Landaukurve: 118 FADC-Kanäle entsprechen der MIP-Energie von 102.6 keV. Die genaue Kenntnis der Energieauflösung ist im Gegensatz zu den Photodioden für die Streifendetektoren nicht prioritär. Die Messung des Energiedeposits wird nur benutzt, um die Detektoren als Veto für die Pionen einzusetzen. Die Energieauflösung berechnet sich aus dem Quotient der Breite des Landaupeaks und der MIP-Energie:

$$\sigma_E = \frac{\Delta(\overline{dE/dx})}{\overline{dE/dx}} \quad (18)$$

Wird die Breite des Landaupeaks in einer ersten Näherung als Breite einer Gaussverteilung angenommen, kann  $\sigma_E$  gegen oben abgeschätzt werden. Wird  $\Delta(\overline{dE/dx}) \simeq 25$  FADC-Kanäle gesetzt, erhält man für die Energieauflösung  $\sigma_E$

$$\sigma_E \geq 244 \text{ eV} (= 0.21 \text{ ADC-Kanäle})$$

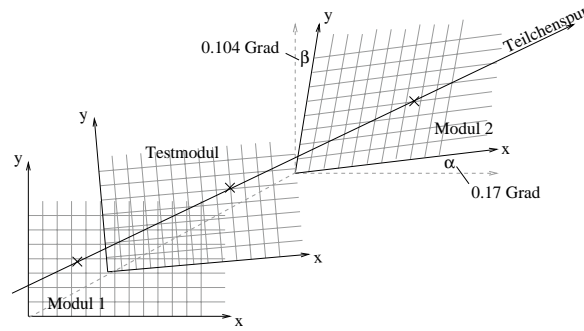


Abbildung 43: Schematische Darstellung der gegenseitigen Verdrehungen der Module. Die Achsen im Modul 1 werden näherungsweise als zueinander orthogonal angenommen. Die Nullpunkte der Module liegen nicht (wie hier gezeichnet) auf einer Linie.

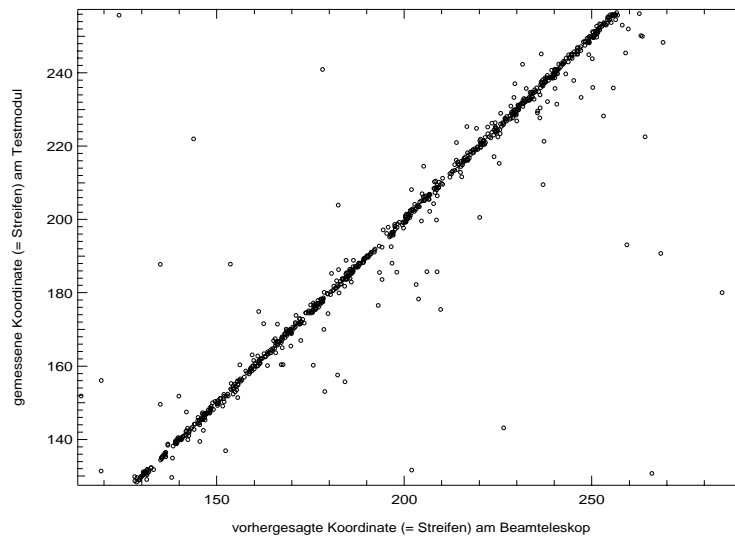


Abbildung 44: Lineare Beziehung zwischen den gemessenen Clustermittelwerten des Testmoduls und den vorhergesagten Koordinaten  $X$  des Beamteleskops an der Stelle des Testmoduls in  $x$ -Richtung. Eine Nichteinbeziehung der  $y$ -Koordinaten in  $X$  hätte eine leichte Verbreiterung der Spur zur Folge. Die Events ausserhalb der Geraden sind Teilchen, welche entweder im ersten Modul oder im Testmodul stark gestreut wurden. Sie wurden zur Bestimmung der Ortsauflösung nicht benutzt.

#### 5.4.4 Ortsauflösung

Bei der Bestimmung der Ortsauflösung  $\sigma_{TM}$  ist zu beachten, dass (i) das Testmodul in der xy-Ebene gegenüber den Teleskopmodulen, und (ii) die Achsen der Teleskopmodule untereinander um die z-Richtung leicht verdreht sind (Abb. 43). Neben einer Drehung sind die Detektoren infolge mechanischer Ungenauigkeit relativ zueinander in der xy-Ebene verschoben. Die Ortsauflösung des Testmoduls kann durch einen linearen Fit der Clustermittelwerte im Beamteleskop bestimmt werden. Der Clustermittelwert  $\bar{x}$  entspricht dem Schwerpunkt des Clusters (*center of gravity method*).

$$\bar{x} = \frac{k \cdot E_k}{\sum_{k \in Cl} E_k} \quad (19)$$

Dabei sind  $k$  die Clusterkanäle und  $E_k$  der jeweilige Kanalinhalt. Das Teleskop liefert zwei Koordinaten (eine (x,y)-Koordinate pro Modul), mit denen die Sollspur des Teilchen konstruiert wird. Für den Ort, an dem sich das Testmodul befindet (zwischen den beiden Modulen), kann eine Koordinate in Einheiten von Detektorkanälen des Teleskops vorausgesagt werden. Sowohl in x- als auch in y-Richtung besteht eine lineare Beziehung zwischen den gemessenen Clustermittelwerten des Testmoduls und den vorhergesagten Koordinaten (Abb. 44). Durch die verdrehten Detektoren, hängt der vorausgesagte Clustermittelwert  $X$  in x-Richtung sowohl von x, als auch von y ab:

$$X = a \cdot x_1 + b \cdot x_2 + c \cdot y_1 + d \cdot y_2 + e \quad (20)$$

Dabei ist  $X$  die vorausgesagte Hitkoordinate an der Stelle des Testmoduls in x-Richtung. Die Clustermittelwerte der Detektoren von Modul 1 und 2 sind  $x_i$  und  $y_i$ . Die Konstanten  $a$  bis  $e$  werden numerisch bestimmt<sup>48</sup>:

$$\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \\ d \\ e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.252203 \\ 0.106126 \\ -0.000162358 \\ 0.000112302 \\ -36.1242 \end{pmatrix} \quad (21)$$

Wegen der hohen Energie der Myonen, können durch Mehrfachstreuung hergerührte Effekte vernachlässigt werden [15]. Die Konstanten werden so gewählt, dass die Differenz von  $X$  und den gemessenen Koordinaten des Testmoduls Null ergibt, bzw. um Null schwankt (Abb. 45). Werden die Residuen aus Abb.

---

<sup>48</sup>Zur Bestimmung der Konstanten wurden 1741 Events verwendet. Messzeit: 3 Tage.

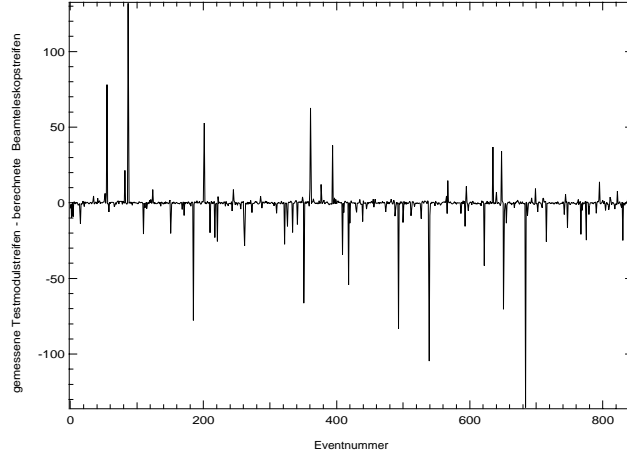


Abbildung 45: Horizontale Achse: Alle gültigen Events. Vertikale Achse: Differenz zwischen den gemessenen Testmodulkoordinaten und den durch das Beamteleskop vorausgesagten Koordinaten  $X$ . Das Residuum bezeichnet den Abstand des Punktes zur Nulllinie.

45 histogrammiert und mit einer Gaussverteilung gefittet, ist das Sigma der Gausskurve die Ortsauflösung in Detektorstreifen (siehe Abb. 46). Um  $\sigma$  in  $\mu\text{m}$  zu erhalten, muss mit dem Pitch<sup>49</sup> von  $139.5 \mu\text{m}$  multipliziert werden. Man erhält  $\sigma = 0.199 \text{ Pitchabstände} = 27.76 \mu\text{m}$ .

In diesem Wert ist der Fehler  $\sigma_{BT}$  des Teleskops bereits eingerechnet und muss noch entfaltet werden:

$$\sigma_{TM} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{BT}^2} \quad (22)$$

$$\sigma_{BT}^2 = \sigma_{Mod1}^2 + \sigma_{Mod2}^2 \equiv 2\sigma_{Mod}^2 \quad (23)$$

Das ergibt im Testmodul eine Auflösung von

Auflösung des ATHENA-Detektors in x-Richtung:  $\sigma = 23.71 \pm 0.74 \mu\text{m}$

Die bei der Annihilation eines Antiprotons mit Materie erzeugten Teilchen vor ihrer Detektierung die Elektroden der Falle, die Wand der Falle, die Wand des Vakuumsystems und die Innenwand des Detektors. Die durch Mehrfachstreuung verursachte Ungenauigkeit des Annihilationsvertex beträgt 0.5 bis 1 mm [19]. Eine Detektorauflösung besser als  $25 \mu\text{m}$  darf daher als Luxus betrachtet werden.

<sup>49</sup>Der Pitch ist der Abstand vom linken (oder rechten) Rand von **Auslesestreifen** X zum linken (oder rechten) Rand von **Auslesestreifen** X+1.

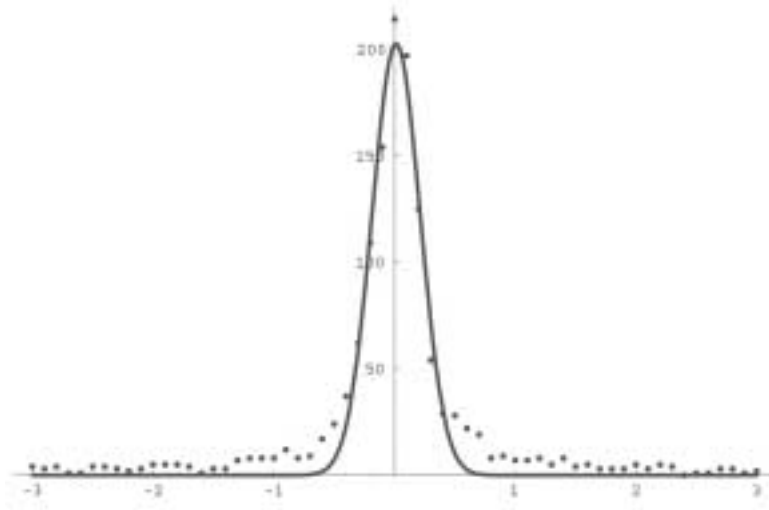


Abbildung 46: Histogramm der Residuen. Aufgetragen sind die physikalischen Streifen des Detektors der  $p^+$ -Seite (x-Achse) gegen die Anzahl Events  $dN/dx$  (y-Achse). Die Breite  $\sigma$  der Gaussverteilung ist die Auflösung in Detektorstreifen. Der Pitch der ATHENA-Detektoren beträgt  $139.5 \mu\text{m}$ , was eine Ortsauflösung von  $\sigma = 0.199 \times 139.5 \mu\text{m} = 27.76 \mu\text{m}$  ergibt.

Wird bei einem Detektor jeder Streifen ausgelesen (z.B. die Pads auf der  $n^+$ -Seite der ATHENA-Detektoren), entspricht seine Auflösung bei genügend hohem  $S/N$ -Verhältnis ( $S/N \geq 30$ ) der binären Auflösung:

$$\sigma_{bin} = \frac{Pitch}{\sqrt{12}} \quad (24)$$

Besitzt der Detektor zwischen den Auslesestreifen sog. *interstrips*<sup>50</sup>, verbessert sich die Auflösung gegenüber der binären, wenn die Clustermittelwerte mit der *center of gravity*-Methode bestimmt werden. Eine weitere Verbesserung von  $\sigma$  wird mit einer Drehung des Testmoduls um maximal  $45^\circ$  erhalten ( $\sigma \rightarrow \sim \sigma/\sqrt{2}$ ). Ebenfalls verbessert sie sich bei einer Miteinbeziehung der  $\eta$ -Funktion [15], sodass schliesslich eine Detektorauflösung von mindestens  $0.1 \cdot \sigma_{bin}$  im Bereich des Möglichen ist.

Eine Ortsauflösung in dieser Grössenordnung ist für ATHENA völlig ausreichend.

---

<sup>50</sup>Bei den ATHENA-Detektoren liegen zwischen zwei Auslesestreifen der  $p^+$ -Seite zwei Interstrips.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit ging es darum, die wichtigsten Performances der für den ATHENA-Vertexdetektor geplanten Silizium-Streifendetektoren anhand von Testdioden und der Detektoren selber, zu messen. Die Ergebnisse für die Streifendetektoren sind:

Depletionsspannung $V_{fd}$	$33 \pm 3$ V
Leckstrom $I_{gen}$	$20 \text{ nA} \leq I_{gen} \leq 60 \text{ nA}$
$S/N$ der Streifen	46
Ortsauflösung $\sigma_x$	$23.71 \pm 0.74 \mu\text{m}$
Energieauflösung $\sigma_E$	$\leq 244 \text{ eV}$
Pitch (Streifen)	$139.5 \mu\text{m}$
Pitch (Pads)	$1248 \mu\text{m}$
mittlere Clusterbreite	2 - 3 Streifen

Einerseits werden die Streifendetektoren bei ATHENA zur Bestimmung des Annihilationsvertex, und andererseits als Veto gegen die  $\pi^\pm$  eingesetzt. Infolge von Mehrfachstreuung in den Wänden der Falle und des Detektors, ist die Genauigkeit, mit der der Annihilationsvertex lokalisiert werden kann, höchstens 0.5 bis 1 mm. Eine Detektorauflösung unterhalb von  $25 \mu\text{m}$  ist aus diesem Grund für ATHENA völlig ausreichend.

Was als nächstes ansteht, ist der Zusammenbau aller 32 Module (1 Modul pro Tag). Sie müssen einzeln auf die Leckstrom-Stabilität und  $S/N$  getestet werden. Weiter müssen die CsI-Kristalle sowie die Photodioden ausgemessen werden. Es stellt sich dabei die Frage, mit welchem Material die Photodioden an die Kristalle geklebt werden.

Dann folgt der Zusammenbau des Vertexdetektors (Module und Kristalle) und dessen Einbau in die Magnetspule. Die Inbetriebnahme des Detektors ist voraussichtlich für den Herbst 2000 (frühestens) geplant, um damit die ersten Antiwasserstoffatome nachzuweisen.

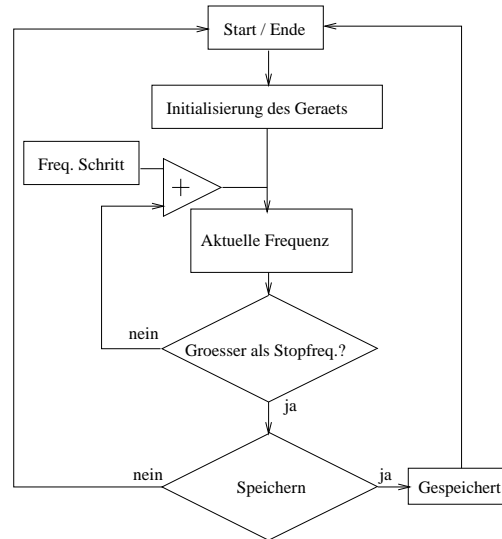


Abbildung 47: Schematische Darstellung des *LabVIEW*-Programms zur Messung der  $I - V$ -Kurven der Detektoren und Dioden.

## A Anhang, *LabVIEW*-Programme

### A.1 $I - V$ -Messung

Bei der Messung von  $I - V$ -Kurven wurde nur das *KEITHLEY 6517A* benötigt. Das Programm misst den Dunkelstrom in Abhängigkeit der Biasspannung. Es erhöht  $V$  in frei wählbaren Schritten von Null Volt bis zu einer Maximalspannung, und liest bei jedem Schritt den Strom aus und plottet ihn in ein Graphikfenster. Der schematische Programmablauf ist in Abb. 47 dargestellt.

Neben dem Spannungsschritt  $\Delta V$  kann ebenfalls die Zeit pro  $\Delta V$  eingestellt werden. Diese Option ist wichtig, damit sich der Dunkelstrom nach jeder Erhöhung der Spannung auf dem entsprechenden Wert einpendeln kann. Nach Beenden der Messung können die eingelesenen Daten gespeichert, und die Maske mit dem aktuellen Plot ausgedruckt werden. Zum Schluss wird die Spannung in Schritten von  $\Delta V$  wieder auf Null Volt gefahren. Auch diese Prozedur ist wichtig, damit der Detektor nicht durch ein schlagartiges Verschwinden des elektrischen Feldes beschädigt werden kann. In allen hier beschriebenen Programmen werden die Daten als Spalten in eine Textdatei abgespeichert, was das weitere Einlesen in die Analysesoftware stark vereinfachen soll.

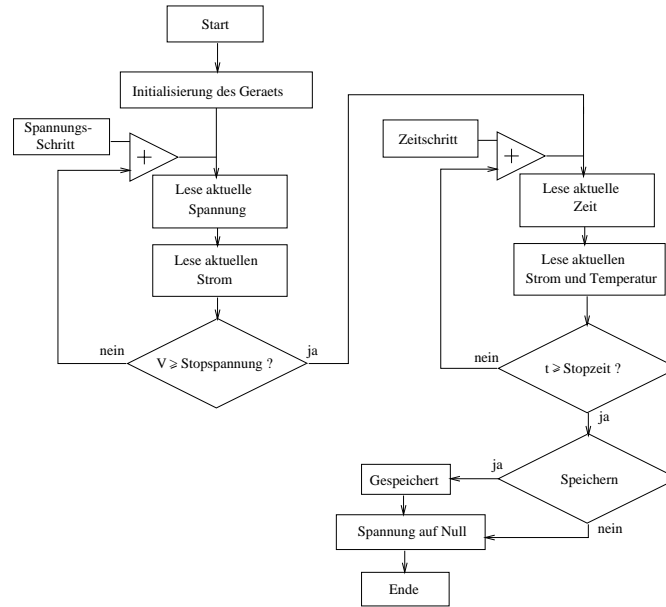


Abbildung 48: Schematischer Ablauf des  $I-t$ -Programms, um am Detektor die Stabilität des Leckstroms bei konstanter Biasspannung in Abhängigkeit der Zeit zu messen.

## A.2 $I-t$ -Messung

Dieses Programm misst den Dunkelstrom in Abhängigkeit der Zeit bei einer festen Biasspannung. Die Kurven zeigen somit das Stabilitätsverhalten der Detektoren an. Das Programm existiert in zwei Versionen: Die erste ist eine Weiterentwicklung des  $I-V$ -Programms. Es fährt die Spannung in einstellbaren Schritten  $\Delta V$  von Null Volt bis zu  $V_{max}$  und liest bei jedem Schritt den Strom aus. Bei  $V_{max}$  wird während einer frei wählbaren Zeitspanne  $T$  in ebenfalls einstellbaren Zeitschritten  $\Delta t$  der Dunkelstrom gemessen, ausgelesen und online in eine Kurve geplottet. Analog zum  $I-V$ -Programm werden am Schluss die Daten gespeichert, die Maske mit den Kurven ausgedruckt und die Biasspannung wieder auf Null gefahren. Die zweite Version des Programms besitzt sämtliche Funktionen der ersten Version, kann aber zusätzlich bei jedem  $\Delta T$  die Temperatur im Metallkasten messen und in die Programmmaske schreiben. Schwankungen des Dunkelstroms können so teilweise durch Temperaturschwankungen am Detektor erklärt werden. Der schematische Programmablauf zum  $I-t$ -Programm findet sich in Abb. 48.

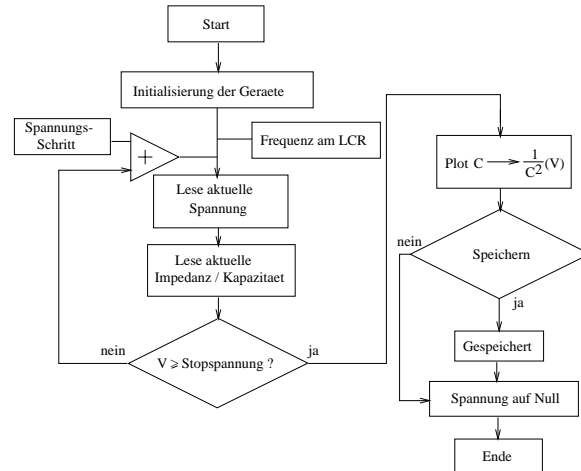


Abbildung 49: Schematische Darstellung der Funktionsweise des  $C - V$ -Programms zur Messung der Kapazität  $C_s$  in Abhängigkeit von der Biasspannung  $V$ .

### A.3 $C - V$ -Messung

Dieses Programm misst die Kapazität in Abhängigkeit der Biasspannung und Frequenz, um eine spätere graphische Bestimmung der Depletionsspannung  $V_{fd}$  zu ermöglichen. Die Frequenz am LCR-Meter wird in einer Treppenfunktion hochgefahren, wobei bei jedem Frequenzschritt die Spannung am *KEITHLEY 6517A* in Schritten  $\Delta V$  von Null bis zu  $V_{max}$  gefahren werden. Bei jedem Voltschritt misst das LCR die serielle Kapazität  $C_s$  bzw. die Impedanz  $Z$ . Die Kapazität  $C(V)$  wird online in ein Graphikfenster geplottet, und nach dem Einlesen des letzten Messpunktes in eine zweite Kurve  $C^{-2}(V)$  transformiert. Die Daten werden nach der Messung ebenfalls gespeichert, die Kurven mit der Programmmaske ausgedruckt und die Spannung zurück auf Null Volt gefahren. Abb. 49 zeigt den schematischen Programmablauf des  $C - V$ -Programms.

## B Anhang, Tabelle mit Konstanten

$\epsilon_{ox}$	$3.8 \text{ Fm}^{-1}$ (feucht), $3.4 \text{ Fm}^{-1}$ (trocken)
$\epsilon_0$	$8.8542 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$
$\epsilon_{ni}$	$4.0 \text{ Fm}^{-1}$
$t_{ox}$	150 nm
$t_{ni}$	100 nm
$q$	$1.602 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$
$V_{MS}$	-0.25 V
$U_{FB}$	$-5.0 \pm 0.5 \text{ V}$

Tabelle 4: Konstanten zur Berechnung von Gl. 16.

## C Anhang

### C.1 C-Programm zur Analyse eines Runs

Um Speicherplatz zu sparen, werden die Messdaten eines Runs in ein Binary-File, und nicht in ein ASCII-File geschrieben. Zum Auslesen eines Files geht das Programm nach dem in Abb. 50 skizzierten Schema vor:

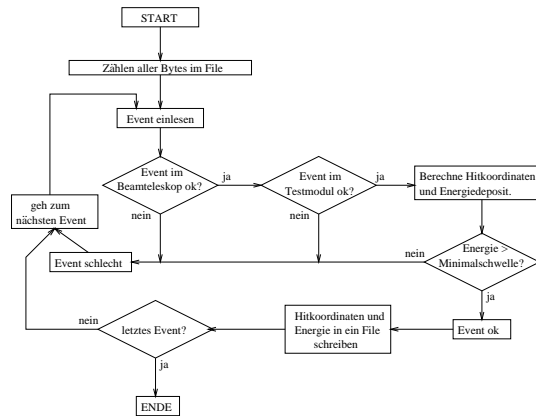


Abbildung 50: Schematischer Programmablauf des Programms *READAR-RAY*. Es berechnet aus den Rohdaten (des Beamteleskops) die Eventnummer, die deponierte Energie und die Hitkoordinaten des Testmoduls und der Beamteleskopmodule. Die berechneten Daten aller gültigen Events werden in ein Textfile geschrieben.

## D Technische Daten zu den Detektoren

Herstellerfirma	SINTEF (Norwegen)
Abmessungen	$(81.65 \times 19.05 \times 0.38) \text{ mm}^3$
aktive Fläche	$(79.25 \times 17.90) \text{ mm}^2$
Pitchabstand Streifen	$139.5 \text{ } \mu\text{m}$
Implantatbreite Streifen	$32 \text{ } \mu\text{m}$
Kontaktierpads Streifen	$(50 \times 200) \text{ } \mu\text{m}^2$
Pitchabstand Pads	$1248 \text{ } \mu\text{m}$
Anzahl p <sup>+</sup> -Streifen	380
Anzahl p <sup>+</sup> -Auslesestreifen	128
Anzahl n <sup>+</sup> -Pads	64
Anzahl n <sup>+</sup> -Auslese pads	64
Floating Strips	2
spez. Widerstand	$17 \text{ k}\Omega\text{cm}$
Leckstrom	$20 \text{ nA} \leq I_{gen} \leq 60 \text{ nA}$
$V_{breakdown}$	$\geq 120 \text{ V}$
Interstrip Kapazität	$\sim 2 \text{ pFcm}^{-1}$
$Q_{ox}$	$(4.5005 \pm 0.4287) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$
$V_{fd}$	$33 \pm 3 \text{ V}$
$S/N$	46
$\sigma_x$ (Streifen)	$23.71 \pm 0.74 \text{ } \mu\text{m}$
$\sigma_y$ (Pads)	$\geq 380 \text{ } \mu\text{m}$
Energieaufl. $\sigma_E$	$\leq 244 \text{ eV}$

## Literatur

- [1] The ATHENA Collaboration *Antihydrogen Production and Precision Experiments*, CERN / SPSLC 96-47 / SPSLC/P302
- [2] C. Amsler *Kern- und Teilchenphysik I.*, Uni Zürich, 1998
- [3] CERN-SPSC 2000-013
- [4] <http://www.cern.ch/athena/>
- [5] D. Rakoczy *Charakterisierung von Siliziumstreifendetektoren für den DELPHI Very Forward Tracker*, Diplomarbeit Uni Wien, 1997
- [6] C. Damerell *Applications of silicon detectors in high energy physics and astrophysics*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 226 (1984) 26-33
- [7] P. Riedler *Radiation damage effects and performance of silicon strip detectors using LHC readout electronics*, Doktorarbeit Uni Wien, 1998
- [8] S. M. Sze *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd edition, Wiley interscience 1981
- [9] A. Peisert *Silicon Microstrip Detectors*, Delphi 92-143 MVX 2, 1992
- [10] L. Evensen et al. *Guard ring design for high voltage operation of silicon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 337 (1993) 44-52
- [11] S. J. Bates *The effects of proton and neutron irradiations on silicon detectors for the LHC*, Doktorarbeit Uni Cambridge, 1993
- [12] *KEITHLEY 6517A Getting Started Manual*, 1995
- [13] *HP 4284A Precision LCR Meter Operation Manual*, 1998
- [14] *IDE-Manual zum Chip VA2-TA*
- [15] M. P. Glättli *Untersuchung von Silizium-Pixeldetektoren mit einem Silizium-Mikrostreifen-Strahlteleskop*, Diplomarbeit Uni Zürich, 1998
- [16] O. Toker et al. *VIKING, a CMOS low noise monolithic 128 channel frontend for Si-strip detector readout*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 340 (1994) 572-579

- [17] H. Pernegger *The silicon ministrip detector of the DELPHI Very Forward Tracker*, Doktorarbeit Uni Wien, 1996
- [18] L. Montanet et al. *Physical Review D, Particles and fields*, 1994
- [19] M. Holzscheiter und M. Charlton *Ultra-low energy antihydrogen* Rep. Prog. Phys. **62** (1999) 40ff



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich ein ganz grosses Dankeschön an Dr. Petra Riedler richten. Sie hat mich während der ganzen Diplomarbeit vorbildlich betreut und unterstützt. Neben ihrer grossen Kompetenz und Liebe zur Physik besitzt sie ebenso die Fähigkeit, komplizierte Dinge in verständlicher Art und Weise zu erklären.

Einen weiteren ganz, ganz grossen Dank verdient Dr. Christian Regenfus, der mir mit seiner spielerischen Art Physik zu betreiben, das Gebiet der Elektronik ein gewaltiges Stück näher gebracht hat.

Ich möchte hier ebenfalls einen grossen Dank an Prof. Dr. Claude Amsler aussprechen. Durch seine Person hat sich mir die Möglichkeit eröffnet, am CERN die vorliegende Diplomarbeit auszuführen.

Nicht vergessen möchte ich meine Freundin, die sich damit abfinden musste, dass ich plötzlich von Zürich nach Genf umgezogen bin.

Ebenfalls danken möchte ich Mathias Zwahlen, Oliver Link, Andrew Mayer, Ulrich Fuchs, Michael Doser, Rainer Geyer, Jacky Rochet, Peppino Giarritta, Laetita Casta, David Dominguez und David Lindelöf.

Sie alle haben dazu beigetragen, dass mein Aufenthalt in Genf angenehm und abwechslungsreich blieb.