

D

Untersuchungen von Strahlenschädigungen
an Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren
durch 14.1 MeV Neutronen



Heinrich Herdan

Experimentell-physikalische-Diplomarbeit
des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg,
I. Institut für Experimentalphysik

Inhalt

	Seite
0. Einleitung	1
1. Strahlenschädigungseffekte	
1.1. Wechselwirkungen der Neutronen mit Silizium.....	3
1.2. Defektarten.....	4
1.3. Cluster.....	7
2. Experimentelle Grundlagen	
2.1. Detektoren.....	10
2.2. Sperrstromcharakteristik.....	14
2.3. Kapazitätscharakteristik.....	16
Bestimmung der effektiven Dotierungskonzentration.....	18
2.4. Ladungssammlung.....	20
3. Bestrahlungsexperiment	
3.1. Neutronengenerator.....	26
3.2. Dosimetrie.....	27
3.3. Durchführung.....	30
4. Meßresultate	
4.1. Sperrstrom.....	32
Sperrstromanstieg in Abhängigkeit von der Neutronenfluenz.....	32
Vergleich zum Detektor 8805B1.....	35
4.2. Effektive Dotierungskonzentration.....	37
4.3. Ladungssammlung.....	41
Bestimmung der Trapping Zeitkonstanten.....	43
Energieauflösung.....	45
5. Ausheilung	
5.1. Isothermale Ausheilung.....	48
5.2. Ausheilung während der Bestrahlung.....	52
5.3. Isochronales Ausheizen.....	54
6. MOS – Strukturen	57
7. Zusammenfassung	63
Literaturverzeichnis	

0. Einleitung

Halbleiterdetektoren finden zunehmend Anwendung in der Hochenergiephysik. Sie zeichnen sich vor allem durch eine hohe Energieauflösung, gute Energielinearität, vergleichbar gute Zeitauflösung sowie sehr kompakte Bauweise aus.

Aufgrund letzterem ist es möglich, praktisch jede Geometrie mit ihnen auszufüllen. Ein Beispiel dafür ist das Plug-Kalorimeter des H1-Detektors bei HERA im extremen Vorwärtswinkelbereich. Dieses wird mit Oberflächensperrschicht-Detektoren ($5 \times 5 \text{ cm}^2$) aus n-Silizium instrumentiert, welche im Detektorlabor des I. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg gefertigt werden.

Damit stellte sich die Aufgabe die Strahlenschädigung der Oberflächensperrschicht-Detektoren zu untersuchen. Unter den verschiedenen Strahlungsfeldern kommt hierbei der Schädigung durch Neutronen eine besondere Bedeutung zu.

So wurde mit Hilfe von Simulationen für eine Uran-Szintillator Kalorimeter am SSC Superconducting Super Collider noch unter 40° Grad zur Strahlführung eine Neutronenfluenz von $1 \cdot 10^{12}$ pro Jahr ermittelt (GRO89). Womit Neutronen den weitaus größten Beitrag ausmachen.

Erwartet wird dabei eine breit verteilte Maximumsenergie von 1 MeV. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß für Silizium die Energieabhängigkeit der relativen Schädigungsrate durch Neutronen im Bereich von 160 keV bis oberhalb 10 MeV nur leicht zunimmt. So erhöht sie die relative Schädigungsrate von 14 MeV gegenüber 1 MeV Neutronen nur um einen Faktor 2.

Die folgenden Untersuchungen erfolgten an speziellen Oberflächensperrschicht-Teststrukturen aus n-Silizium, die mit 14.1 MeV Neutronen bestrahlt wurden. Der verwandte Neutronengenerator liefert diese aus der ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ Reaktion und gehört zur Radiologie des Universitätskrankenhauses Eppendorf (Hamburg).

Die Schädigung durch Neutronen ergibt sich durch die hohen Energieüberträge auf Silizium-Rückstoßatome sowie daraus resultierende Sekundärdefekte. Es entstehen Gitterleerstellen und Zwischengitteratome, die mit- bzw. untereinander rekombinieren oder mit anderen Fremdatomen Komplexdefekte bilden, wobei Cluster hoher Defektdichte entstehen können. Diese bilden für die hier betrachteten schnellen Neutronen die dominierende Art der Schädigung.

Hieraus ergibt sich die Motivation zuverlässige Aussagen über deren Einfluß auf die Detektoreigenschaften machen zu können. Zudem sind die halbleiterphysikalischen Aspekte, wie Defektarten bzw. -dichten von Bedeutung.

Anhand von Dioden- und Kapazitätscharakteristiken sowie Ladungssammlungsmessungen wurden Erkenntnisse über die absolute Schädigung gewonnen und deren Auswirkung auf Detektoreigenschaften untersucht.

Im Vordergrund stand hierbei zum einen die Messung des Sperrstromanstiegs

nach der Schädigung, der das Rauschen des Detektors bestimmt. Zum anderen erfolgte eine Ermittlung der effektiven Dotierungskonzentration, deren Änderung nach Schädigung sich auf die Feldverteilung im Detektor und damit die Ladungssammlung auswirkt. Diese wurde mit einer α -Quelle untersucht.

Weiterhin ist für den Einsatz der Detektoren deren Langzeitverhalten von Bedeutung. Daher wurde die Ausheilung der Strahlenschädigung verfolgt sowie isothermale und isochronale Ausheizprozeduren durchgeführt.

1. Strahlenschädigungseffekte

1.1. Wechselwirkungen der Neutronen mit Silizium

Neutronen, als ungeladene Teilchen wechselwirken in Materie praktisch nur mit den Atomkernen. Die verschiedenen Wechselwirkungen unterscheiden sich in der Häufigkeit ihres Auftretens durch die Energie der Primärneutronen. Damit läßt sich nach dem Betrag ihrer Energie eine Klassifizierung in schnelle, mittelschnelle, langsame, thermische und subthermische Neutronen vornehmen.

Für Silizium ergibt sich bei 14.1 MeV Neutronen ein totaler Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{tot}} = 1.9$ barn. Dieser gilt für natürlich vorkommendes Silizium, das 3 Isotope enthält:

$${}_{14}^{28}\text{Si} [92.2\%], \quad {}_{14}^{29}\text{Si} [4.7\%], \quad {}_{14}^{30}\text{Si} [3.1\%]$$

Für schnelle Neutronen sind 3 mögliche Reaktionen zu unterscheiden:

- Elastische Streuung
- Inelastische Streuung
- Kernreaktionen

Bei der elastischen Streuung des Neutrons am Kern ${}_{14}\text{Si}(n,n){}_{14}\text{Si}$ erhält dieser den Energieübertrag als kinetische Rückstoßenergie, deren Betrag vom Stoßparameter, der Kernmasse und der Neutronenenergie abhängt.

Dagegen erfolgt inelastische Streuung des Neutrons ${}_{14}\text{Si}(n,n'){}_{14}\text{Si}^*$, indem der Kern in einen Anregungszustand übergeht. Dies ist für Silizium oberhalb einer Schwellenenergie von 1.8 MeV der Fall (Fig. 1). Der Grundzustand wird unter Emission eines γ -Quants erreicht.

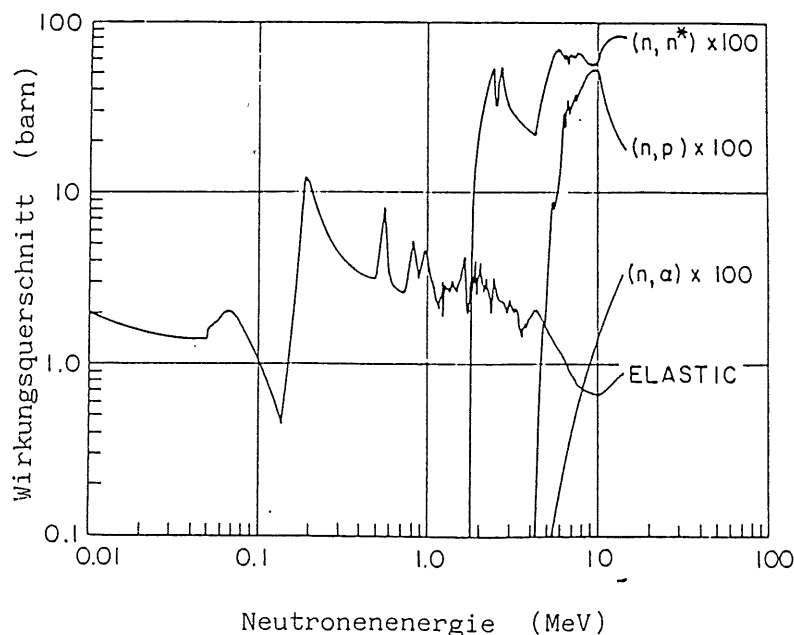


Fig 1: Wirkungsquerschnitte für Neutronen im Silizium (STE67)

Die inelastische und elastische Streuung ist für die hier betrachteten 14.1 MeV Neutronen ungefähr gleich wahrscheinlich (Fig. 1), unterscheidet sich aber in der Winkelverteilung der Neutronen (GAR70). Beide zusammen bilden die hauptsächliche Wechselwirkung der 14.1 MeV Neutronen im Silizium.

Bei den Kernreaktionen ist für Silizium vor allem die Umwandlung in Aluminium ${}_{14}\text{Si}(n,p){}_{13}\text{Al}$, sowie mit abnehmender Intensität die ${}_{14}\text{Si}(n,\alpha){}_{12}\text{Mg}$ Reaktion von Bedeutung.

Daneben gibt es weitere mögliche Kernumwandlungen (z.B. ${}_{14}\text{Si}(n,d){}_{13}\text{Al}$ / ${}_{14}\text{Si}(n,2p){}_{12}\text{Mg}$ / ${}_{14}\text{Si}(n,\alpha){}_{12}\text{Mg}$), deren Wechselwirkungsquerschnitte aber deutlich kleiner sind.

1.2. Defektarten

Silizium kann auf vielfältige Weise mit eingeschossenen Teilchen wechselwirken. Hierbei kommt es zu Defekten im Kristall, deren Art und Dichte empfindlich von der Teilchensorte, -energie und -fluenz abhängen. Für Halbleiter-Detektoren ergibt sich eine Unterteilung der Defekte nach ihrem Entstehungsort bzw. dem Ort, an dem sie sichtbar werden.

Hierbei unterscheidet man 2 Detektorbereiche:

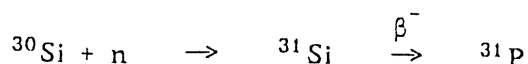
- Bulkmaterial
- Oberfläche bzw. Randstruktur

Unter Bulkmaterial versteht man den Hauptteil des Detektors, der in diesem Fall aus n-Silizium besteht. Eine entsprechende Einteilung wird bei den Messungen sowie der Interpretation des Detektorsperrstroms vorgenommen [Kap. 2.2.].

Bereits in unbestrahltem Silizium sind Versetzungsdefekte verschiedenster Art vorhanden. Neben freien Gitterplätzen und Zwischengitteratomen gibt es lineare und schraubenförmige Versetzungen, die die Gitterperiodizität unterbrechen. Die Erstgenannten sind die hauptsächlichen Primärschäden bei der Bestrahlung von Silizium mit hochenergetischen Teilchen, wie z.B. schnellen Neutronen.

Daneben existieren im Si-Kristall chemische Verunreinigungen. Solche Fremdatome (z.B. O, C) sind bei der Herstellung von einkristallinem Silizium nicht vollständig zu entfernen und können mit Defekten wechselwirken. Das im Silizium vorhandene Bor bildet dessen Grunddotierung und wird im vorliegenden Fall von n-Silizium durch eine Phosphor-Fremddotierung überkompensiert.

Eine andere Möglichkeit einer sehr homogenen Dotierung wird z.B. durch den Beschuß mit thermischen Neutronen erreicht. Dabei werden Siliziumatome zu Phosphor-Donatoren umgewandelt.



Darüber hinaus entstehen chemische Verunreinigungen durch Kernreaktionen von Si-Kernen mit schnellen Neutronen. Die möglichen Reaktionsprodukte sind Silizium-, Magnesium- oder Aluminiumisotope, wobei bei letzteren Protonen einer Energie um 8.5 MeV emittiert werden (STE67). Diese tragen daher mit zur Schädigung des Siliziums bei.

Im Bestrahlungsexperiment wurden monoenergetische Neutronen $E_n = 14.1 \text{ MeV}$ verwendet. Ihre Wirkung auf den Siliziumkristall läßt sich wie folgt beschreiben:

Das einfallende Neutron wird an den Gitteratomen gestreut. Der Energieübertrag auf ein Si-Atom kann dabei so groß sein, daß dieses aus seinem Gitterplatz "geschlagen" wird. Das Rückstoßatom ("recoil") hinterläßt einen freien Gitterplatz ("vacancy") und kann selbst z. B. als Zwischengitteratom ("interstitial") zur Ruhe kommen. Diese Konstellation bezeichnet man als Frenkeldefekt. Hierbei ist es auch möglich, daß sich zwei Si-Atome einen Gitterplatz teilen ("split-position").

Die hier vorliegenden schnellen Neutronen erzeugen meist stabile Defekte. Ist der Energieübertrag auf das Rückstoßatom zu gering, entsteht zunächst ein metastabiles "vacancy-interstitial"-Paar. Dieses wird nur dann zu einem stabilen Defekt, wenn das Rückstoßatom sich weit genug vom freien Gitterplatz entfernt, d. h. dessen Potentialbarriere überwinden kann. Ansonsten kommt es zur Rekombination der Leerstelle mit dem Zwischengitteratom.

Es existiert daher eine Schwellenenergie E_d (d: "displacement"), die aufgrund der Potentialverhältnisse im Kristall richtungsabhängig ist. Ein in Richtung des Nachbaratoms "herausgeschlagenes" Siliziumatom benötigt mehr kinetische Energie als ein entsprechendes Siliziumatom für den Weg zwischen zwei Nachbaratomen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Frenkeldefekt entsteht, ist daher eine stetige Funktion der Rückstoßenergie (HOL65). Die mittlere Schwellenenergie für Silizium beträgt $E_d = 25 \text{ eV}$ (VLI80).

Die Anzahl stabiler Frenkeldefekte ist abhängig von der Rückstoßenergie der Siliziumatome. Ist diese im Bereich der Schwellenenergie, so bewirkt die Zufuhr thermischer Energie während der Bestrahlung eine erhöhte Anzahl stabiler ITD - Defekte ("irradiation temperature dependent"). Dagegen ist die Defekterzeugungsrate bei Bestrahlung mit schnellen Neutronen temperaturunabhängig (STE66). Dies erklärt sich durch die hohen Übertragungsenergien, die das Siliziumatom weit von seinem Gitterplatz entfernt und eine Rekombination mit der Leerstelle verhindert. Es entstehen ITI - Defekte ("irradiation temperature independent").

Da Leerstellen in n-Silizium bereits oberhalb von 60 K beweglich sind (WAT65), kommt es durch deren Migration im Kristall zur Ausbildung von Komplexdefekten,

wie den Einfang eines Fremdatoms, z.B. Sauerstoff (VO: A-Zentrum), den Einfang eines Donatoratoms, z.B. Phosphor (VP: E-Zentrum), oder zur Zusammenlagerung zweier Leerstellen (VV: "divancancies").

Ebenso kann thermische Aktivierung zur Umlagerung von Frenkeldefekten und somit zur Ausheilung beitragen, indem Leerstellen mit Zwischengitteratomen rekombinieren.

Eine Kaskade von Defekten entsteht, wenn das primäre Rückstoßatom eine so hohe Energie erhält, daß es seinerseits an weiteren Gitteratomen gestreut wird. Dabei kann es seine Energie vollständig an ein anderes Siliziumatom abgeben und es an seinem Gitterplatz ersetzen. Es kommt zur Formierung von Doppelleerstellen und anderen Komplexdefekten auf engstem Raum am Spurende des Rückstoßatoms. Solche Gebiete hoher Defektdichte nennt man Cluster.

Eine nähere Beschreibung der Cluster sowie ihre Wirkung auf Detektoreigenschaften werden im Abschnitt 1.3. gesondert behandelt, da sie bei der Bestrahlung mit schnellen Neutronen die dominierende Schädigung darstellen.

Im Bändermodell des Siliziums stellen sich die Defekte als Energieniveaus in der Bandlücke (Fig. 2) dar, die als Einfang- bzw. Generations-/Rekombinationszentren von freien Ladungsträgern ihre Wirkung zeigen. Die zumeist tiefen Störstellen führen zu einer Verschiebung des Fermi-niveaus in Richtung Bandlückenmitte.

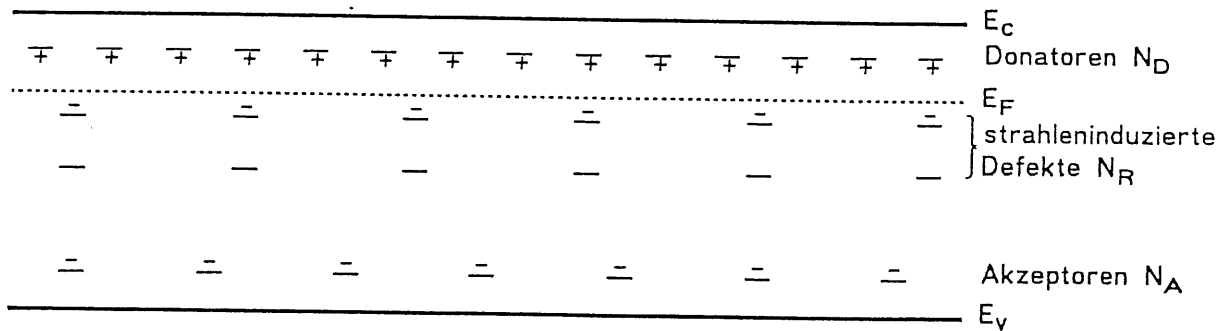


Fig. 2: Bändermodell isolierter Defekte im n-Silizium (VLI80)

Die Auswirkungen auf die Lebensdauer und Konzentration der Ladungsträger werden durch Messungen des Sperrstroms [Kap. 4.1.] und der Kapazität [Kap. 4.2.] untersucht. Durch die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration und damit der Feldverteilung im Detektor wird die Ladungssammlung [Kap. 4.3.] beeinflusst. Dies geschieht zudem durch den Einfang ("trapping") von Ladungsträgern.

Ein weiterer Effekt in n-Silizium ist die Kompensation von Donatoren durch Bildung von Komplexdefekten mit Akzeptorcharakter, und damit eine Erhöhung des spezifischen Widerstandes des Siliziums [Kap. 4.2.]. Die hierbei wichtigsten Komponenten sind VP- und VV-Zentren, beide mit einem Energieniveau von 0.40 eV unterhalb des Leitungsbandes sowie A-Zentren bei $E_C - 0.17$ eV (WAT64).

1.3. Cluster

Eine hohe Dichte von Versetzungsdefekten in einem begrenzten Volumen bezeichnet man als Cluster. Sie entstehen, wenn der Energieübertrag T auf das Siliziumatom die Schwellenenergie für einen Frenkeldefekt deutlich überschreitet $T \gg E_d$. Bei der elastischen Streuung von Neutronen im Silizium läßt sich der Energieübertrag, in der Näherung harter Kugeln, wie folgt berechnen (SEI56/STE67/LAN64):

$$T = T_{\max} \sin^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right) \quad [1.1.]$$

T : max. Energieübertrag Θ : Streuwinkel im Schwerpunktsystem

Im Schwerpunktsystem ist die elastische Streuung isotrop, was unter der Annahme schwerer Targetkerne $m_n \ll M_{Si}$ auch annähernd im Laborsystem gilt. Damit ergibt sich der Mittelwert von $\sin^2(\Theta/2)$ zu 0.5 und der mittlerer Energieübertrag

$$\bar{T} = \frac{T_{\max}}{2} \quad [1.2.]$$

Der maximale Energieübertrag auf ein Siliziumatom, bei rückgestreuten Neutronen, errechnet sich mit Hilfe der klassischen Stoßkinematik zu:

$$T_{\max} = \frac{4 m M}{(m + M)^2} * E_n \quad [1.3.]$$

m : Masse des Neutrons

M : Masse des Targetkerns

E_n : Neutronenenergie

für $E_n = 14 \text{ MeV}$ ergibt sich $T_{\max} = 0.133 E_n = 1.86 \text{ MeV}$

$$\bar{T} = 903 \text{ keV}$$

Das hochenergetische Siliziumatom, nach außen elektrisch neutral, bewegt sich mitsamt seiner Elektronenhülle durch den Kristall. Es verliert seine Energie durch elastische Streuung bzw. Ionisation und produziert dabei entlang seiner Bahn eine Reihe von Versetzungsdefekten.

Der Energieverlust reduziert die mittlere freie Weglänge λ des Rückstoßatoms, bis es seine gesamte Energie verloren hat und stecken bleibt. Nach van Lint (VLI87) beträgt λ bei einer Rückstoßenergie $E_R = 5 \text{ keV}$ nur noch 10 \AA und kommt damit in den Bereich der Silizium-Gitterkonstanten ($a = 5.43 \text{ \AA}$). Die sekundär erzeugten Gitterdefekte können sich zusammenlagern (VV-Zentren), sowie mit chemischen Verunreinigungen wechselwirken, so daß dabei ein "terminales" Cluster entsteht (Fig. 3).

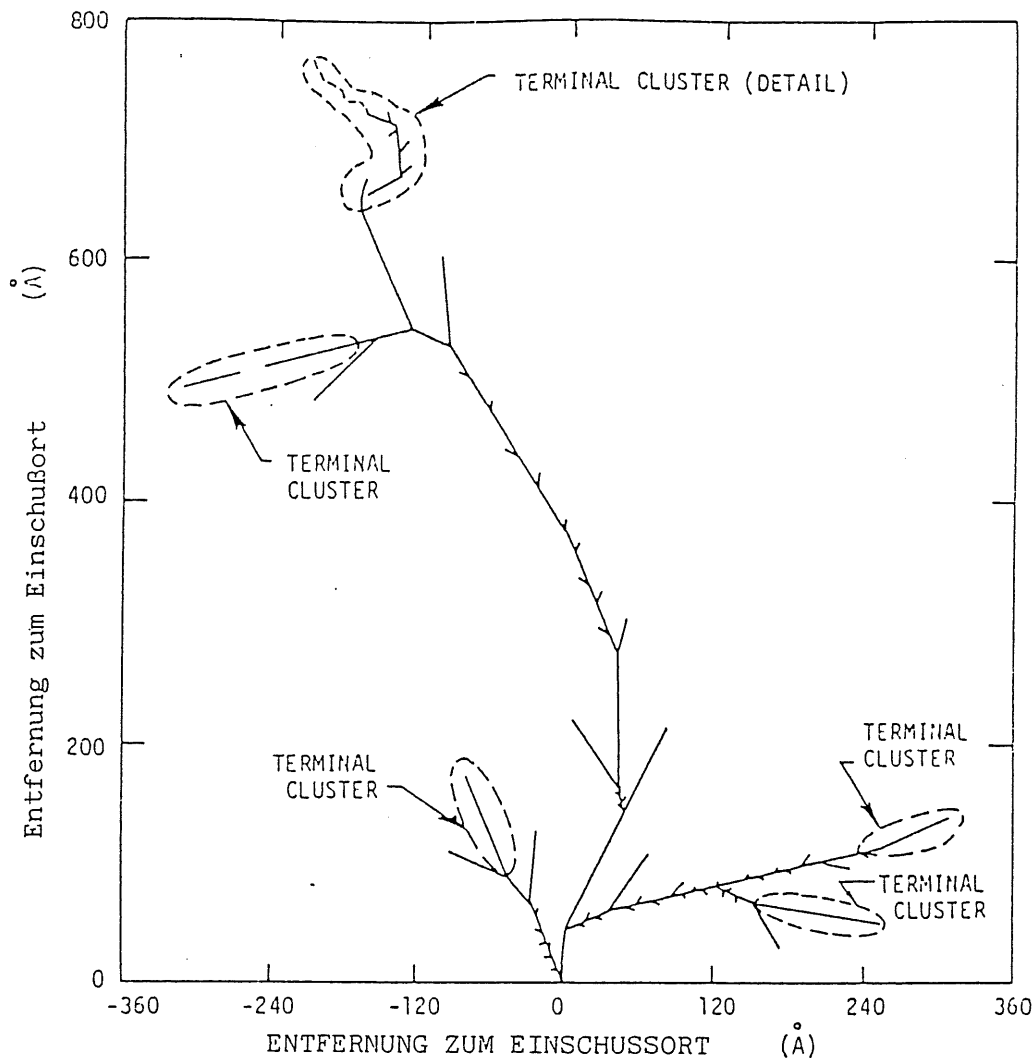


Fig. 3: Spur eines Silizium-Rückstoßatoms mit $E_R = 50$ keV (VLI72)

Nach Srour (SRO81) hat es eine spindelförmige sphärische Form, dessen Volumen von der eingeschossenen Neutronenenergie abhängt. In Silizium ergeben seine Berechnungen für 14 MeV Neutronen ein Volumen von $1 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^3$ und eine Defektdichte von $2 \cdot 10^5$ pro μm^3 , d.h. ca. 2000 Defekte pro Cluster.

Die mittlere Anzahl von Versetzungsdefekten \bar{N} (Kaskadenzahl) in einem Cluster kann aus dem nicht ionisierenden Anteil der mittleren Rückstoßenergie $(1 - f_i) \cdot \bar{E}_R$ sowie der Schwellenenergie ermittelt werden (VLI80).

$$\bar{N} = \frac{(1 - f_i) \cdot \bar{E}_R}{2 E_d} \quad [1.4.]$$

Der Anteil $f_i \cdot E_R$ der Rückstoßenergie, der durch Ionisation verloren geht, wurde von Sattler (SAT65) gemessen. Er wird mit zunehmender Rückstoßenergie größer.

Nach Sattler beträgt $f_i \approx 0.905$ bei $\bar{E}_R = 903$ keV.

Aus Gleichung [1.4.] ergeben sich damit in mit 14 MeV Neutronen bestrahltem Silizium ca. 1720 Defekte pro Cluster. Dies liegt in guter Übereinstimmung mit Srour (s. oben).

Eine Vorstellung von der Wirkung eines Clusters liefert das Modell von Gosick (GOS59). Es besagt, daß Cluster in n-Silizium in der Mitte ihrer sphärischen Form intrinsisch sind ($N_D = N_A$). Sie umgibt eine Schale eingefangener Majoritätsladungsträger. Beides zusammen bildet den Clusterkern, der wiederum von einer entgegengesetzten Raumladung ionisierter Donatoratome umgeben wird. Das resultierende Potential führt im Bändermodell des Halbleiters zu einer lokalen Bandverbiegung (Fig. 4).

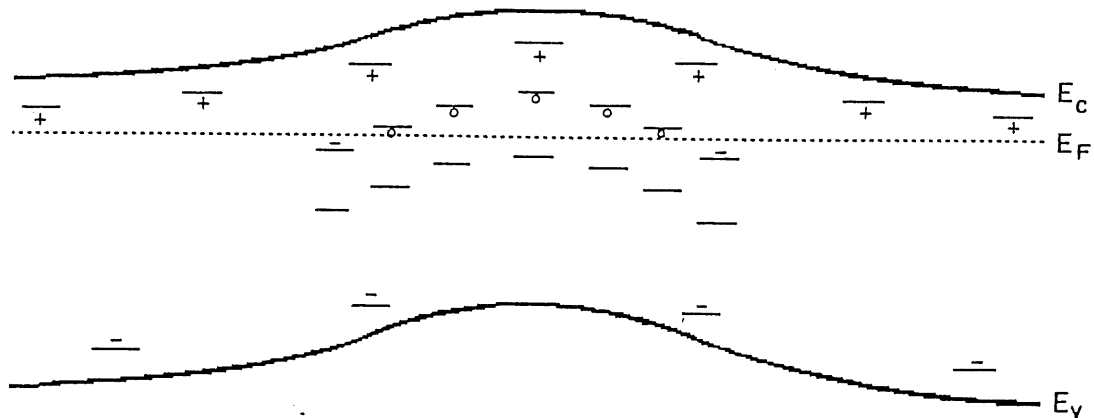


Fig. 4: Bändermodell eines Clusters im n-Silizium (VLI80)

Damit bildet ein Cluster eine Potentialbarriere für Majoritätsladungsträger und eine Potentialmulde für Minoritätsladungsträger, während es nach außen hin insgesamt elektrisch neutral ist.

Im Gegensatz dazu bewirken statistisch über den Kristall verteilte Punktdefekte eine gleichmäßige Verschiebung des Fermi-niveaus in Richtung Bandlückenmitte (Fig. 2).

Aufgrund der hohen Defektdichte in unterschiedlichen Ladungszuständen sind Cluster effektive Streu- bzw. Einfangzentren für jede Ladungsträgerart. Das hat zur Folge, daß die Lebensdauer, Konzentration und Beweglichkeit der Ladungsträger abnimmt.

2. Experimentelle Grundlagen

2.1. Detektoren

Herstellung

Die Untersuchungen von Strahlenschäden durch Neutronen erfolgte an Oberflächenschicht-Detektoren aus Silizium. Hierzu wurden spezielle Teststrukturen gefertigt, deren Grundmaterial Silizium-Scheiben ("wafer") mit 3 Zoll (7.62 cm) Durchmesser und ca. 400 μm Dicke sind. Das Silizium ist Phosphor dotiert (n-Si) und hat einen spezifischen Widerstand von 2 k Ωcm .

Herstellerangaben der Fa. WACKER CHEMIETRONIC

Material 3" \varnothing	n - Silizium (zonengezogen)
Orientierung	1 - 1 - 1
Spezif. Widerstand ρ	2 k Ωcm
Dicke	\approx 400 μm
Dotierung	Phosphor
Lebensdauer	2 - 4 ms

Aus einer solchen Siliziumscheibe werden 6 Detektoren gefertigt, wobei in der Planar-Prozeßtechnik gearbeitet wird. Bis auf die trockene Oxydation der Si-Scheiben (Kemmer, MBB), die extern in einem speziell auf hochohmigem Material abgestellten Verfahren erfolgt, und der anschließenden Fotolithografie (Philips Forschungslabor), werden alle weiteren Prozeßschritte im Labor vorgenommen.

Auf der Si-Scheibe werden einseitig 6 kreisförmige Fenster (Fläche 2 cm^2) in das Oxyd geätzt, während die andere Seite vollständig gestrippt wird. Um die Oberflächensperrschicht zu bilden, werden die Fenster in zwei Teilschichten mit Gold bedampft. Dazwischen wird die Bedampfungsanlage mit Sauerstoff geflutet, um den Prozeß der Sperrschichtentstehung einzuleiten.

Der vollständige Aufbau des Sperrschichtkontaktes findet erst nach dem Aufdampfen einer dünnen Goldschicht statt, da der Metall-Halbleiterkontakt, mit dem sich ausbildenden elektrischen Feld, eine Adsorption der O_2 -Ionen begünstigt (BUE71).

Nach Siffert u. Coche (SIF65) entsteht hierbei durch die Anlagerung negativer Sauerstoffionen an der Siliziumoberfläche eine Schicht negativ geladener Oberflächenzustände. Es kommt dort zur Ausbildung einer Inversionschicht, d.h. ein stark asymmetrischer, abrupter p^+n -Übergang entsteht.

Die Goldschicht, mit einer Dicke von 210 Å, bildet die Frontelektrode des Detektors. Die Rückseite wird mit einer 3700 Å dicken Aluminiumschicht bedampft,

um einen möglichst sperrfreien (ohmschen) Rückkontakt zu erhalten.

Die Frontelektrode hat eine Fläche von 2.16 cm^2 , wobei ein Überlapp von 0.3 mm mit dem Oxydrand eingeschlossen ist. Dieser Ring stellt eine MOS (Metall-Oxid-Silizium) Struktur dar, deren Reaktion auf Neutronenbestrahlung gesondert in Kapitel 6 behandelt wird.

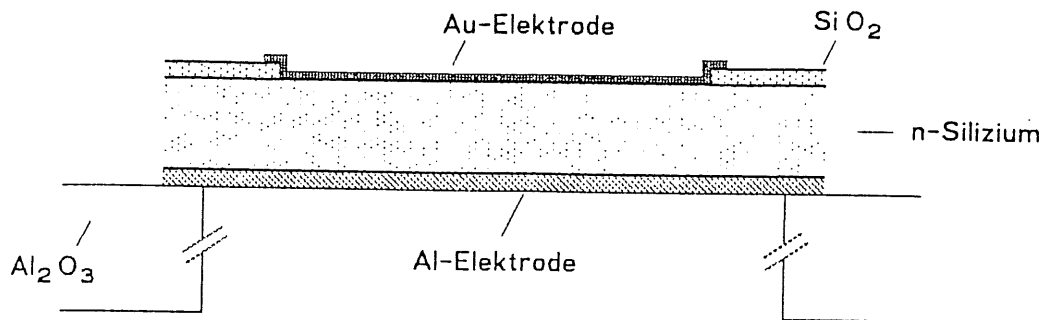


Fig. 5: schematischer Detektorquerschnitt

Die Detektoren befinden sich auf Kreissegmenten der Si-Scheibe, die ausgesägt und auf eine Keramik geklebt werden. Sie besteht aus einem $5 \times 5 \text{ cm}^2$ Plättchen Aluminiumoxyd in das eine, dem Detektor angepaßte, Lochblende eingeschliffen ist. Die an der Keramik angebrachten elektrischen Kontakte werden durch dünnen Kupferdraht mit den Detektorelektroden verbunden. Alle verwendeten Detektoren weisen nominell die gleichen Parameter auf und werden mit folgender Nomenklatur geführt:

Scheibenummer
/

88 05 B 1 - Detektornummer
/

Herstellungsjahr Detektorgröße

Beschreibung der Oberflächensperrschicht

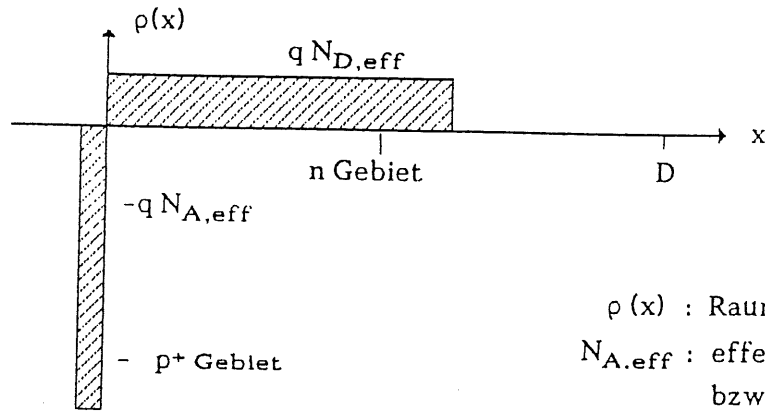
An den fertiggestellten Detektoren werden anschließend die Diodeneigenschaften untersucht, um für sie charakteristische Parameter bestimmen zu können. Hierzu kann der Oberflächensperrschicht-Detektor zur Beschreibung einiger Kenndaten als p^+n Übergang aufgefaßt werden. Die p^+ -Schicht ist so dünn, daß sie eine Grenzschicht zwischen Goldelektrode und n-Silizium bildet, d.h. es liegt ein stark asymmetrischer Übergang vor.

Ausgehend von der Poisson-Gleichung,

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = - \frac{q N_{\text{eff}}}{\epsilon_S \epsilon_0} \quad [2.1.]$$

N_{eff} : eff. Dotierungskonz.

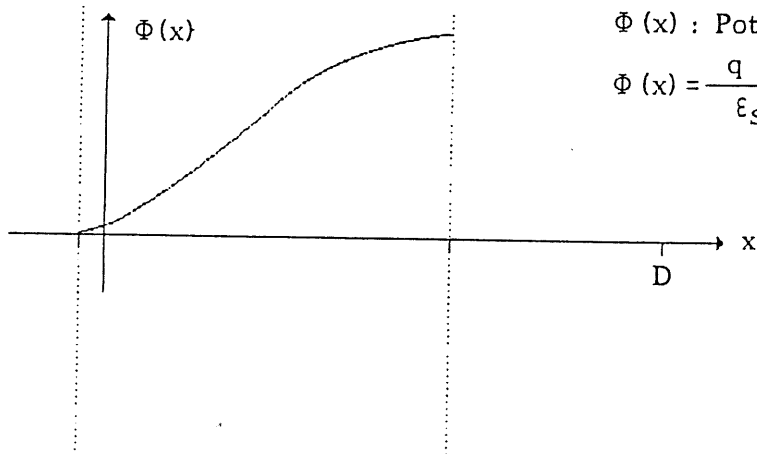
die das Potential $\Phi(x)$ mit der effektiven Raumladung $q N_{\text{eff}}$ in Zusammenhang bringt, lassen sich der Potential- und Feldverlauf im Detektor beschreiben (Fig. 6).



$\rho(x)$: Raumladungsdichte

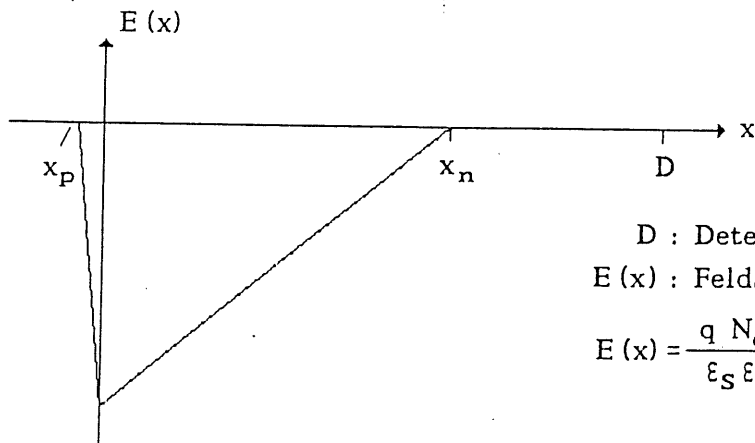
$N_{A,eff}$: effektive Akzeptor- bzw.

$N_{D,eff}$: Donatorkonzentration



$\Phi(x)$: Potential

$$\Phi(x) = \frac{q N_{\text{eff}}}{\epsilon_S \epsilon_0} \left(x_n x - \frac{1}{2} x^2 \right)$$



D : Detektordicke

$E(x)$: Feldstärke

$$E(x) = \frac{q N_{\text{eff}}}{\epsilon_S \epsilon_0} (x_n - x)$$

Fig. 6: Oberflächen-Sperrschicht-Detektor

Durch den sich einstellenden stabilen Gleichgewichtszustand positiver und negativer Raumladungen entsteht ein ansteigendes elektrisches Potential vom p^+ - ins n -Gebiet. Dieser Potentialdifferenz entspricht eine "Diffusionsspannung" U_{Diff} , die bei den hier vorliegenden oxydpassivierten Detektoren aufgrund der MOS-Randstruktur [Kap. 6] nicht gemessen werden kann. Sie kann aufgrund von Messungen an Oberflächensperrschicht-Detektoren ohne Oxydpassivierung zu 0.5 V angenommen werden (WUN86).

Mit einer am Detektor anliegenden Vorspannung U kann, je nach Polung, die Potentialdifferenz erhöht bzw. erniedrigt werden. Der Detektor zeigt dabei die typische Diodencharakteristik eines Stromflusses in Sperr- bzw. Durchlaßrichtung. Eine negative Vorspannung an der Goldelektrode, d.h. eine Ansteuerung des Detektors in Sperrichtung, führt zu einer Ausdehnung der an freien Ladungsträgern verarmten Sperrschicht in Richtung der Rückelektrode (Al). Dies folgt aus der p^+n -Asymmetrie, d.h. der sehr hohen p^+ -Dotierung. Daher sei im folgenden x_n mit der Verarmungszonentiefe des Detektors gleichgesetzt.

$$x_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon_S \epsilon_0}{q N_D} (U_{\text{Diff}} + U_D)} \quad [2.2.]$$

$$\epsilon_0 = 8.854 * 10^{-12} \text{ F m}^{-1} \quad \epsilon_S = 11.75$$

Hierbei wird die geringe N_A -Konzentration im n -Gebiet vernachlässigt und die Dotierung N_D als homogen angenommen.

Die Verarmungszone ist also bei vorgegebener Spannung nur vom spezifischen Widerstand ρ bzw. im Fall von n -Silizium von der Donatorkonzentration N_D abhängig.

$$\rho = \frac{1}{e N_D \mu_n} \quad [2.3.]$$

$$\mu_n(300\text{K}) = 1350 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$$

Umgekehrt kann man aus Gleichung [2.2.] die Spannung für vollständige Verarmung U_d (d: depletion) bestimmen, für die das verarmte Volumen die Rückelektrode erreicht.

$$U_d = \frac{q N_D D^2}{2 \epsilon_S \epsilon_0} - U_{\text{Diff}} \quad [2.4.]$$

Hieraus wird ersichtlich, daß möglichst hochohmiges Material zum Detektorbau verwendet werden sollte, damit bei "kleinen" Sperrspannungen große Sperrschicht-tiefen erreicht werden. Sie bilden das empfindliche Volumen bei der Detektierung eines Teilchens. Darüber hinaus ist ein vollständig verarmter Detektor eine Voraussetzung für eine gute Ladungssammlung und gute Energieauflösung.

2.2. Sperrstromcharakteristik

Der Sperrstrom ist ein Maß für die Qualität des Detektors. Er entsteht durch Generation und Injektion von Ladungsträgern im Halbleiter. Da der Detektor zum Teilchennachweis in Sperrichtung gepolt wird, benötigt man möglichst niedrige Sperrströme. Diese tragen zum Rauschen und damit zur Verschlechterung der Energieauflösung bei.

Die absolute Größe des Sperrstroms kann verschiedene Ursachen haben. Primär ergeben sich Unterschiede durch die Herstellungsmethode. So hat man mit Einführung der Planartechnologie im Detektorbau eine Erniedrigung um einen Faktor 10 im Sperrstrom erreicht (FRE89) und liegt jetzt bei ca. 10 nA/cm^2 bei vollständiger Verarmung.

Ein weiterer Effekt der Oxydpassivierung ist ein abrupter Stromanstieg innerhalb der Strom-Spannungs-Charakteristik (Fig. 7), der sich auf die Si-SiO₂ Grenzfläche zurückführen läßt, dessen Absolutwert jedoch gegenüber der erzielten Sperrstromerniedrigung vernachlässigbar ist.

Generell sind 3 Sperrstromanteile zu unterscheiden:

1. Der Volumengenerationsstrom I_V

von Ladungsträgern, die in der Verarmungszone erzeugt werden.

$$I_V = \frac{q n_1 x_n A}{2 \tau} = \frac{q n_1 V}{2 \tau} \quad [2.5.]$$

A : Detektorfläche

τ : Lebensdauer der Minoritätsladungsträger

Für die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_1 wird ein empirischer Ausdruck verwendet (MOR54).

$$n_1 = 1.5 \cdot 10^{23} T^3 \exp(-1.21/kT) \quad [2.6.]$$

$$[T] = K \quad [n_1] = \text{cm}^{-3}$$

Gleichung [2.5.] zeigt die direkte Proportionalität des Generationsstroms mit dem Volumen V der Verarmungszone. Mit Gleichung [2.2.] für die Verarmungszonentiefe x_n folgt:

$$I_V \sim \sqrt{U_{\text{Diff}} + U_D} \quad [2.7.]$$

2. Der Diffusionsstrom I_D

besteht aus Minoritätsladungsträgern, die im nicht verarmten, feldfreien Raum entstehen und in die Sperrzone diffundieren, wo sie durch das anliegende elektrische Feld zur entsprechenden Elektrode driften. Dabei tragen nur die Ladungsträger zum Sperrstrom bei, die innerhalb der Diffusionslänge L_p entstehen.

$$I_D = \frac{q p_n}{\tau} L_p A \quad [2.8.]$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D}$$

$$L_p = \sqrt{D \tau} = \sqrt{\frac{k T}{q} \mu_p \tau}$$

D: Diffusionskoeffizient L_p : mittl. Diffusionslänge
 $\mu_p = 502 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$

3. Die Oberflächenströme

Durch die laterale Ausweitung der Verarmungszone unterhalb der MOS-Randstruktur entsteht zum einen ein Generations-/Rekombinationsstrom an der Si-SiO₂-Grenzfläche sowie ein zusätzlicher Anteil an Volumengenerationsstrom,

$$I_{OX} = q G A_G \quad [2.9.]$$

wobei A_G die Fläche des Goldüberlapps und G die zeitliche Rate der Ladungsträgergeneration pro Flächeneinheit bezeichnet (NAG85).

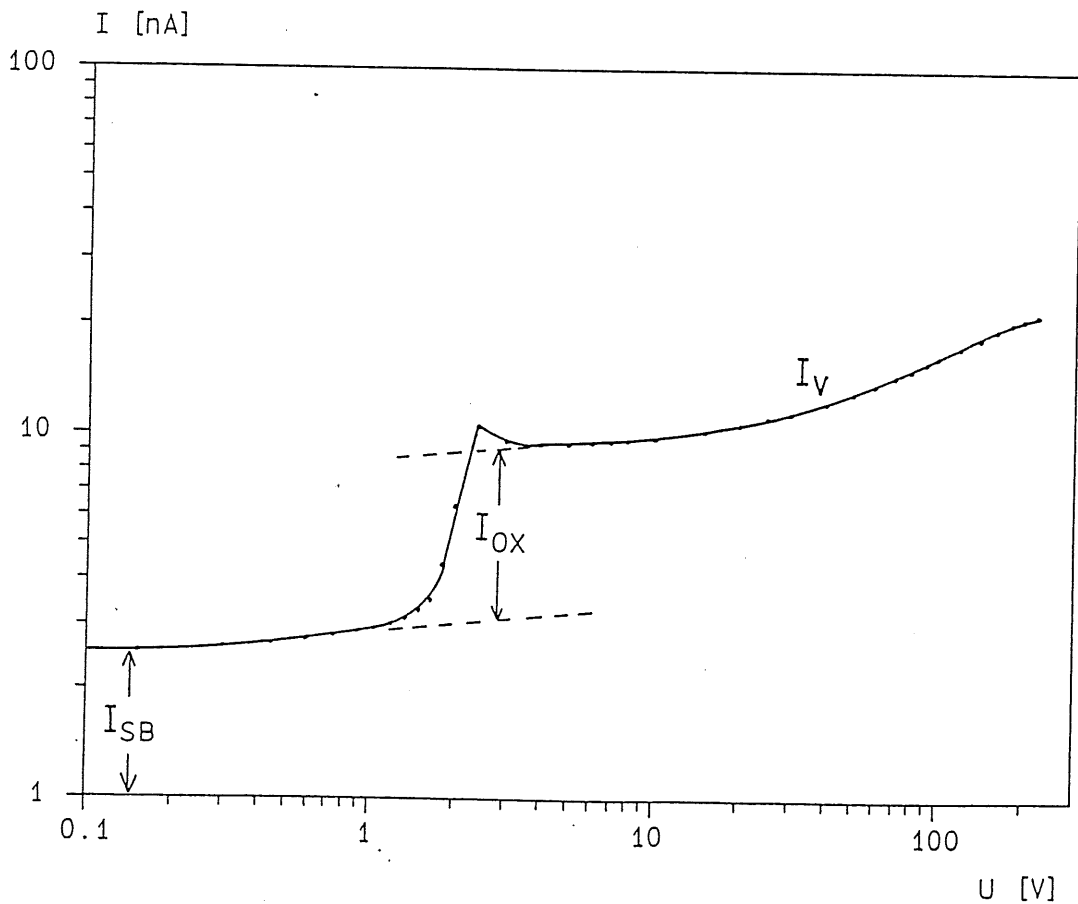


Fig. 7: Sperrstrom-Charakteristik

Als Beispiel zeigt Fig. 7 die resultierenden Stromanteile in einer Sperrstromcharakteristik.

Für Sperrspannungen unterhalb der Flachbandspannung U_{FB} (s. Kap. 6 MOS) weitet sich die Verarmungszone nur unter dem Au-Si-Übergang aus. Der Sperrstrom I_{SB} (SB: "surface-barrier") wird hier maßgeblich durch die Barrierenhöhe der Oberflächensperrschicht bestimmt. Beim Erreichen der Flachbandspannung U_{FB} kommt es zu einem sprunghaften Anstieg des Sperrstroms I_{OX} durch Ladungsträgergeneration in der Si-SiO₂ Grenzschicht des MOS-Randes. Erhöht man die Spannung weiter, so breitet sich die Verarmungszone auch unter dem MOS-Rand aus und erhöht damit die Querschnittsfläche des aktiven, verarmten Volumens.

Der Sperrstrom geht in eine Sättigung über, wenn die Verarmungszone den Rückkontakt erreicht, sofern der Al-Kontakt als rein ohmscher Kontakt wirkt und keine Ladungsträger injiziert. Das verarmte Volumen bleibt dabei, bis auf eine geringe laterale Ausbreitung, konstant.

Insgesamt läßt sich also der Sperrstrom als Summe verschiedener Anteile beschreiben.

$$I_{\text{sperr}} = I_V + I_{OX} + I_{SB} + I_D \quad [2.10.]$$

Die hier verwendeten Detektoren haben eine Dicke von 400 μ . Eine Abschätzung des Diffusionsstroms für eine Sperrschichttiefe $x_n = 300 \mu\text{m}$, d.h. unterhalb vollständiger Verarmung, ergibt ein Verhältnis zum Volumengenerationsstrom von

$$\frac{I_D}{I_V} = 0.06 \approx 6 \%$$

Die dabei berücksichtigten Größen sind $T = 22^\circ\text{C}$, $\tau = 2 \text{ ms}$, $\mu_p = 502 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ sowie $N_D = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

2.3. Kapazitätscharakteristik

Für den p⁺n Übergang ergibt sich aufgrund der Raumladung

$$Q = q N_D A x_D \quad [2.11.]$$

eine statische Kapazität zu

$$C_{\text{stat}} = \frac{Q}{U} \quad [2.12.]$$

Gemessen wird die dynamische Kapazität, die mit C_D bezeichnet und im folgenden als Detektorkapazität diskutiert wird.

$$C_D = \frac{dQ}{dU} \quad [2.13.]$$

Hierzu wird der am Detektor anliegenden Sperrspannung U eine Wechselspannung U_{\sim} mit kleiner konstanter Amplitude überlagert. Die sich ausbildende Sperrschicht oszilliert mit der Frequenz der Wechselspannung um den Endpunkt $x_n(U)$ und bewirkt damit eine Änderung der Raumladung um dQ .

$$dQ = q N_D A dx \quad [2.14.]$$

Aus den Gleichungen [2.11.], [2.13.], und [2.2.] ergibt sich:

$$Q = q N_D A \sqrt{\frac{2 \epsilon_S \epsilon_0}{q N_D} (U_{Diff} + U)} \quad [2.15.]$$

$$C_D = \frac{dQ}{dU} = \sqrt{\frac{\epsilon_S \epsilon_0 A^2 q N_D}{2} \frac{1}{(U_{Diff} + U)}} \quad [2.16.]$$

Der Detektor liefert somit einen oszillierenden Verschiebungsstrom, der mit Hilfe eines Vorverstärkers in ein Spannungssignal transformiert wird. Ein Lock-

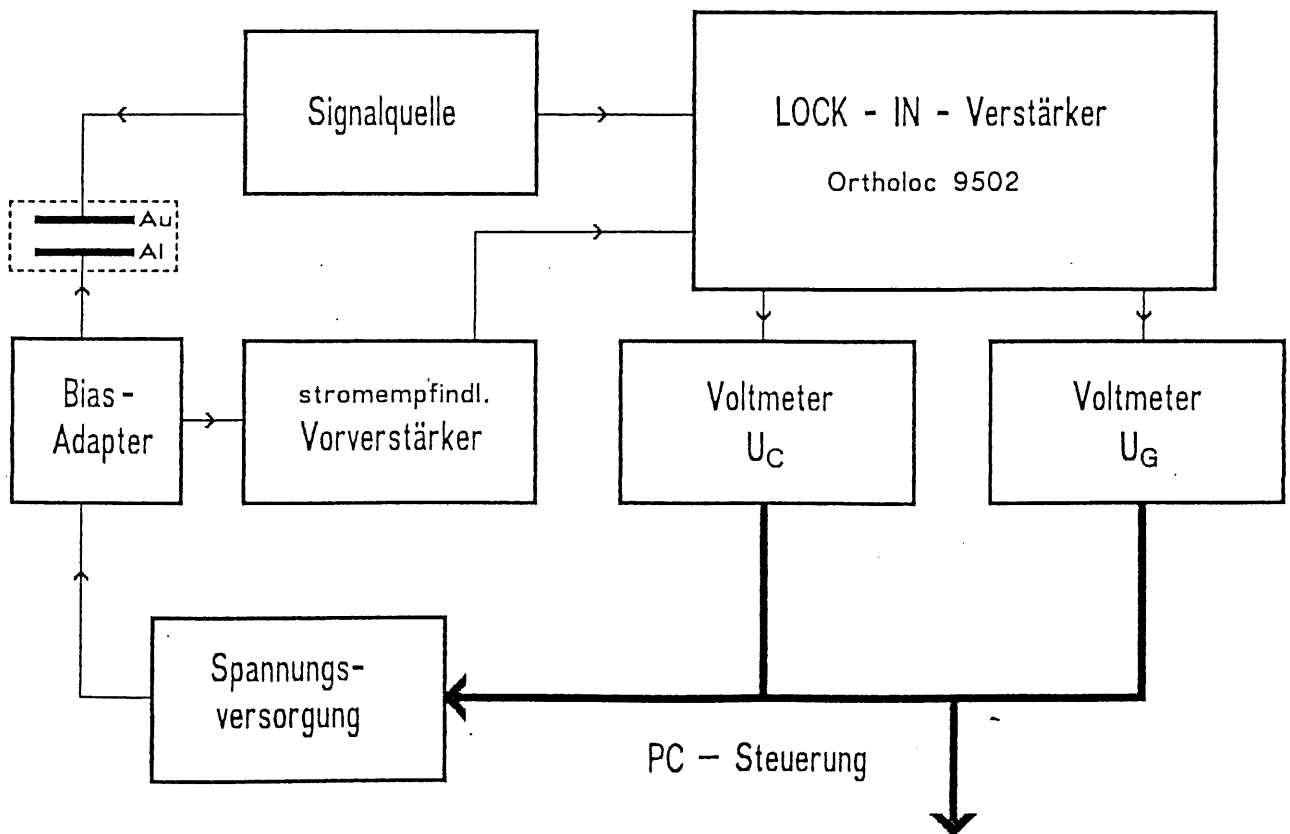


Fig. 8: Blockschaltbild der Kapazitätsmessung

In-Verstärker (Fig. 8) vergleicht das Signal mit der Referenzspannung U_{\sim} und separiert die, um 90° phasenverschobenen, kapazitiven und ohmschen Spannungsanteile (U_C, U_G). Mit einer dazugehörigen Eichung des Lock-In-Verstärkers durch bekannte Kapazitätswerte erhält man ein Maß für die Kapazität und den Leitwert des Detektors.

Der nur teilweise verarmte Detektor hat in der vereinfachten Darstellung eines elektrischen Netzwerks 3 Anteile (Fig. 9). Neben der Verarmungszone, die durch eine Parallelschaltung einer Kapazität und eines ohmschen Widerstands beschrieben wird, gibt es das nicht verarmte Gebiet, dem ein serieller Widerstand entspricht.

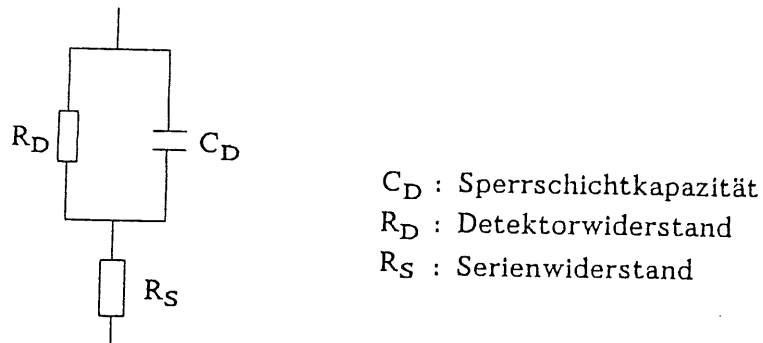


Fig. 9: Ersatzschaltbild eines Oberflächensperrschicht-Detektors

Bestimmung der effektiven Dotierungskonzentration

Wenn die Größen Detektorfläche A , ϵ_S und U_{Diff} bekannt sind bzw. im Fall von $U \gg U_{Diff}$ die Diffusionsspannung zu vernachlässigen ist, kann aus Gleichung [2.16.] die Donatorkonzentration N_D und damit ρ bestimmt werden. Grundsätzlich sind dabei zwei Auswerteverfahren zu unterscheiden, die beide auf der Basis der graphischen Auftragung $C_D \sim U^{-1/2}$ (Fig. 10) durchgeführt werden.

Bestimmung von N_{eff} aus:

1. der Spannung für vollständige Verarmung U_d
2. der Steigung nach Gl. [2.18.]

Insbesondere nach der Bestrahlung mit Neutronen ist die Bestimmung von N_{eff} eine wichtige Methode, um Änderungen der effektiven Dotierung festzustellen und daraus evtl. auf Defektarten zu schließen. Genauer gesagt ermittelt man die effektive Störstellenkonzentration $N_{eff} = N_D - N_A$, da bereits vorhandene Atome mit Akzeptorcharakter (z.B. Bor) eine teilweise Kompensierung der Donatoren bewirken.

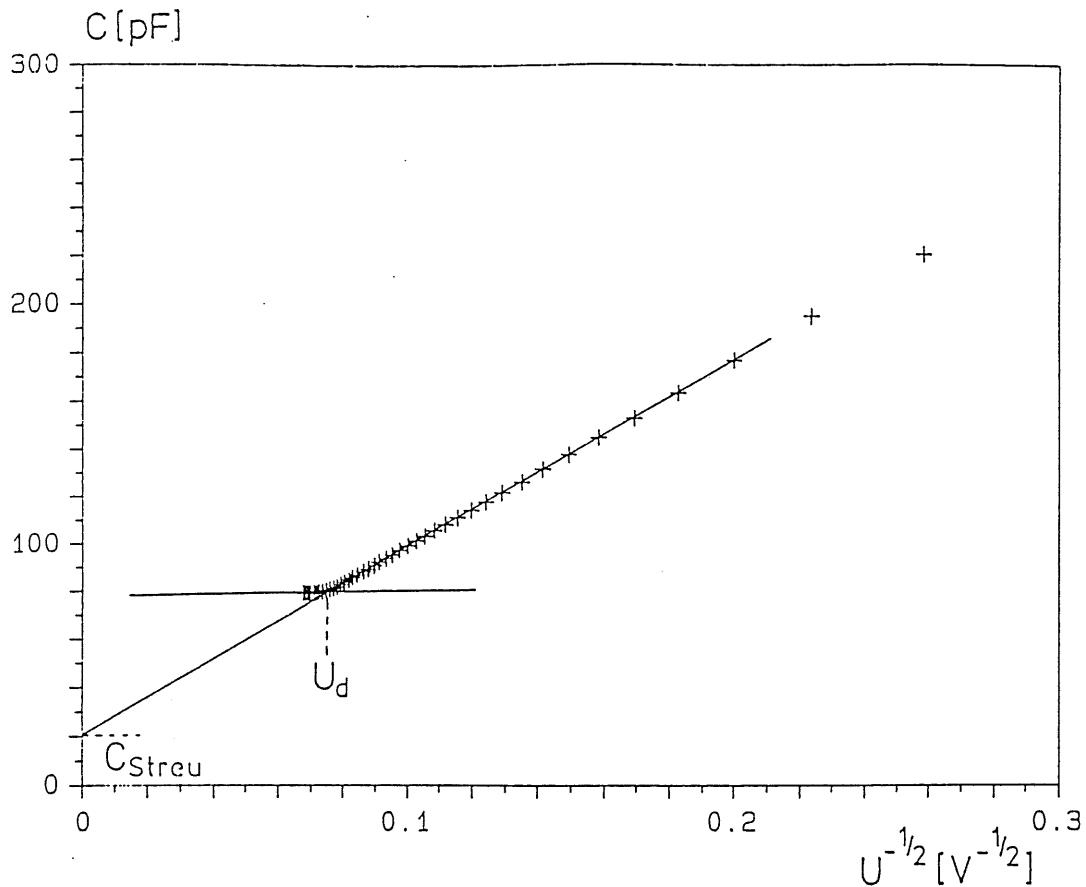


Fig. 10: Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik

Die Figur 10 zeigt für Spannungen U unterhalb vollständiger Verarmung einen linearen Abfall der Kapazität. Dies geht einher mit der zunehmenden Ausweitung der Sperrschicht und endet theoretisch bei einer festen Endkapazität. Die Endkapazität definiert den Abknickpunkt der Kurve und ist korreliert mit der vollständigen Verarmung des Detektors bei der dazugehörigen Spannung U_d .

Die gemessene Endkapazität setzt sich aus der Detektorkapazität C_D sowie einer parallelen Streukapazität C_{Streu} durch Anschlußkabel zusammen. Die Streukapazität ermittelt man durch Extrapolation der Kurve für $1/\sqrt{U} \rightarrow 0$, $C_D \rightarrow 0$. Der Detektor kann auch darüber hinaus noch stärker lateral verarmt werden. Dies führt jedoch nur zu einer marginalen Abnahme der Kapazität.

Da die Kurve aus diskreten Meßpunkten, aufgrund von Störungen nicht immer hinreichend glatt ist, ergibt die graphische Bestimmung von U_d einen Fehler von $\sigma = \pm 2$ V.

Zusammen mit der Detektordicke D folgt nach Gleichung [2.4.] für die effekt. Donatorkonzentration

$$N_{eff} = \frac{2 \epsilon_S \epsilon_0}{q D^2} U_d + U_{Diff} \quad [2.17.]$$

Das zweite Auswerteverfahren zur N_{eff} -Bestimmung nutzt die Zusammenhänge aus Gleichung [2.16.], die besagt,

$$C_D = s \frac{1}{\sqrt{U + U_{\text{Diff}}}} \quad \text{mit} \quad s^2 = \frac{q A^2 \epsilon_S \epsilon_0}{2} N_{\text{eff}} \quad [2.18.]$$

s : Steigung

$$\Rightarrow N_{\text{eff}} = \frac{2 s^2}{q A^2 \epsilon_S \epsilon_0} \quad [2.19.]$$

dabei läßt sich die Steigung s mit Hilfe einer linearen Anpassung des entsprechenden Teilabschnitts ($U \leq U_d$) der Kurve in Figur 10 bestimmen.

Die aktive Detektorfläche A ist hierbei ein kritischer Parameter. Nominell entspricht sie der Au-Elektrodenfläche, jedoch ergeben sich zwischen dem daraus bestimmten N_{eff} -Wert im Vergleich zu dem aus U_d ermitteltem bis zu 20 % größere Werte. Dagegen liefert eine aus der Endkapazität bestimmte effektive Fläche gleiche Ergebnisse im Rahmen der Fehlergrenzen.

$$C_m = C_D + C_{\text{Streu}} \quad C_D = \frac{\epsilon_S \epsilon_0 A}{D}$$

C_m : gemessene Endkapazität

$$A = \frac{(C_m - C_{\text{Streu}}) D}{\epsilon_S \epsilon_0} \quad [2.20.]$$

Eine Begründung für die Einführung einer quasi effektiven Fläche ist die laterale Ausbreitung der Feldzone, da die Fläche der Al-Elektrode wesentlich größer ist als die der Au-Elektrode.

2.4. Ladungssammlung

Im Hinblick auf den Einsatz der Si-Oberflächensperrschichtdetektoren in Kalorimetern wurde vor und nach der Bestrahlung ein Testexperiment zur Ladungssammlung durchgeführt. Dabei ist insbesondere der Einfluß der Strahlenschädigung auf die Stabilität der Energiekalibrierung von Bedeutung. Es wurden α -Teilchen der Energie $E_\alpha = 5805 \text{ keV}$ einer ${}^{244}_{96}\text{Curium}$ -Quelle verwendet, die sich als stark ionisierende Teilchen besonders zur Bestimmung von Ladungssammlungsdefeziten eignen.

Das ionisierende Teilchen erzeugt Elektron-Loch-Paare, überschüssige Ladung-

sträger, die durch das elektrische Feld der Verarmungszone separiert werden. Elektronen und Löcher driften zur Rück- bzw. Frontelektrode und influenzieren dort einen Stromimpuls, dessen Dauer mit den Ladungsträgersammelzeiten für Elektronen t_e und Löcher t_h korreliert ist.

Hierbei ist die Anzahl erzeugter Elektron-Loch-Paare proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Dabei werden im Mittel in Silizium 3.6 eV pro erzeugtem Ladungsträgerpaar benötigt. Für den Fall, daß das einfallende Teilchen das empfindliche Detektorvolumen wieder verläßt, wird nur dessen Energieverlust gemessen.

Im Idealfall erfolgt vollständige Ladungssammlung, so daß eine der zurückgelegten Driftstrecke dx proportionale Ladung dQ influenziert wird.

$$dQ = \frac{Q_0}{D} dx \quad [2.21.]$$

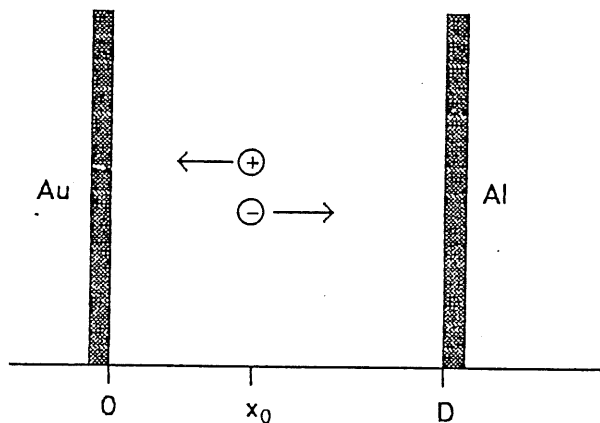


Fig. 11: Lokale Ladungsträgererzeugung im Detektor

Die gesamte Ladung Q_{ges} ist dabei die Summe einer Löcher- und einer Elektronen-Komponente.

$$Q_{ges} = Q_e + Q_h \quad [2.22.]$$

$$Q_e = \int_{x_0}^D \frac{Q_0}{D} dx = Q_0 \frac{D - x_0}{D} = Q_0 (1 - x_0) \quad [2.23.]$$

$$Q_h = \int_0^{x_0} \frac{Q_0}{D} dx = Q_0 \frac{x_0}{D} \quad [2.24.]$$

Die verwendeten α -Teilchen haben in Silizium eine Reichweite R von $31 \mu\text{m}$, die im Vergleich zur Detektordicke von $400 \mu\text{m}$ relativ klein ist. Dies bedeutet, daß je nach Einschußrichtung, das α -Teilchen seine Energie vollständig in der Nähe einer Elektrode deponiert und jeweils eine Ladungsträgerart den Hauptanteil der insgesamt gesammelten Ladung bildet.

$$\frac{x_0}{D} = 7.75 * 10^{-2}$$

Hierbei muß noch die Bragg-Verteilung der α -Teilchen berücksichtigt werden, so daß die 7.75 % eine obere Abschätzung darstellen.

Zu unterscheiden sind dabei der Einschuß der α -Teilchen von der Frontseite (Au-Elektrode) bzw. Rückseite (Al) des Detektors. Hierbei ergibt sich, daß jeweils eine Ladungsträgerart den gesamten Detektor durchqueren muß, während die andere, bei einer kleineren Driftstrecke, sofort gesammelt wird.

Hinzu kommt das von der Front zur Rückelektrode linear abnehmende elektrische Feld, so daß beim Einschuß durch die Al-Elektrode die Ladungsträger in einem schwächeren elektrischen Feld entstehen als beim vergleichbaren Fronteinschuß.

Für Löcher bietet beim Einschuß durch die Rückelektrode die lange Driftstrecke eine höhere Wahrscheinlichkeit von Störstellen (sog. Trapping-Zentren) eingefangen zu werden als für Elektronen. Entsprechendes gilt für die Elektronen beim Einschuß durch die Frontelektrode. Neben einem dauerhaften Trapping sind ein zeitverschobenes Detrapping sowie Rekombination die möglichen Prozesse.

Der resultierende Ladungssammlungsverlust kann somit jeweils Elektronen- bzw. Löcher-Trapping zugeordnet werden. Die entstehenden Fluktuationen sind eine Komponente, die die Energieauflösung des Detektors bestimmen.

Insgesamt gibt es eine Reihe begrenzender Faktoren für die Energieauflösung:

1. Statistik der Elektron - Loch - Paar - Erzeugung
2. Ladungsschwankungen durch Trapping
3. Elektronisches Rauschen des Vorverstärkers

Um die Ladungssammlungsverluste klein zu halten, ist eine möglichst geringe Ladungssammlungszeit t_c gegenüber der Trappingzeitkonstanten der Ladungsträger gefordert.

$$t_e, t_h \ll \tau^+$$

Eine Möglichkeit den Ladungssammlungsverlust zu verringern ist die Erhöhung der Feldstärke. Bei strahlengeschädigten Detektoren ist dies durch den hohen Sperrstrom und das resultierende Rauschen begrenzt.

Trapping Modell

Eine Genauere Betrachtung des Ladungssammlungsverlustes durch Trapping liefert die von Day, Dearnaley und Palms (DAY67) aufgestellte und von Graf (GRA88) weiterentwickelte Beziehung:

$$\frac{dQ}{Q_0} = - \frac{dt}{\tau^+} \quad [2.25.]$$

Die im Zeitintervall dt getrappte Ladung dQ wird zur gesamten, am Ort x_0 erzeugten, Ladung Q_0 in Relation gesetzt, wobei τ^+ die Trappingzeitkonstante ist.

Eine Bestimmung von τ^+ für Detektoren erfolgte mit dem Trapping-Modell für inhomogene Feldstärke (GRA88). Dabei wird die linear von der Front- zur Rückelektrode abnehmende Feldstärke sowie die dadurch ortsabhängige Geschwindigkeit $v(x)$ der Ladungsträger berücksichtigt.

$$v(x) = \mu(E(x)) * E(x) \quad [2.26.]$$

Um die Integration der Ladungssammlungszeit analytisch durchführen zu können, wurde eine lineare Näherung der Beweglichkeit $\mu(E)$ angewandt.

$$\mu(E) = \mu_0(1 - aE) \quad [2.27.]$$

Hierzu liefern experimentelle Daten (CAN71) für $E_{\max} = 10^4$ V/cm sowie $T=300$ K folgende Konstanten:

$$\mu_0^e = 1556.3 \text{ cm}^2 / \text{Vs} \quad a_e = 6.5 * 10^{-5} \text{ cm} / \text{V}$$

$$\mu_0^h = 476.6 \text{ cm}^2 / \text{Vs} \quad a_h = 3.1 * 10^{-5} \text{ cm} / \text{V}$$

Damit ergeben sich nach Graf für die Ladungssammelzeiten:

$$t_c^e = t_R^e \ln \left[\frac{E(x_0)}{E_D} \frac{1 - a_e E_D}{1 - a_e E(x_0)} \right] \quad [2.28.]$$

$$t_c^h = t_R^h \ln \left[\frac{E(x_0)}{E_D + E_0} \frac{1 - a_h (E_D + E_0)}{a_h E(x_0)} \right] \quad [2.29.]$$

mit $t_R^e = \frac{D}{\mu_0^e E_0}$ $t_R^h = \frac{D}{\mu_0^h E_0}$ t_R : dielektrische Relaxationszeit

sowie $E(x) = E_D + E_0 \left(1 - \frac{x}{D}\right)$ $E_D = \frac{U - U_d}{D}$ $E_0 = \frac{2 U_d}{D}$

Nach Integration der influenzierten Ladung über die Ladungssammlungszeit ergibt sich der Ladungssammlungsverlust zu:

$$1 - \eta = \frac{\Delta Q}{Q_0} = \frac{1}{2\tau^+} \alpha t_{c,eff} \quad [2.30.]$$

mit $\alpha = \frac{D - x_0}{D}$

Dabei enthält die effektive Ladungssammlungszeit $t_{c,eff}$ einen Faktor K, der vom Ort der Ladungsträgererzeugung und der Detektorspannung abhängt (GRA88).

$$\text{z.B. } t_{c,eff} = t_c^e * K^e$$

Durchführung

Für Ladungssammlungs-Messungen wurde die in Fig. 12 dargestellte Schaltung verwendet.

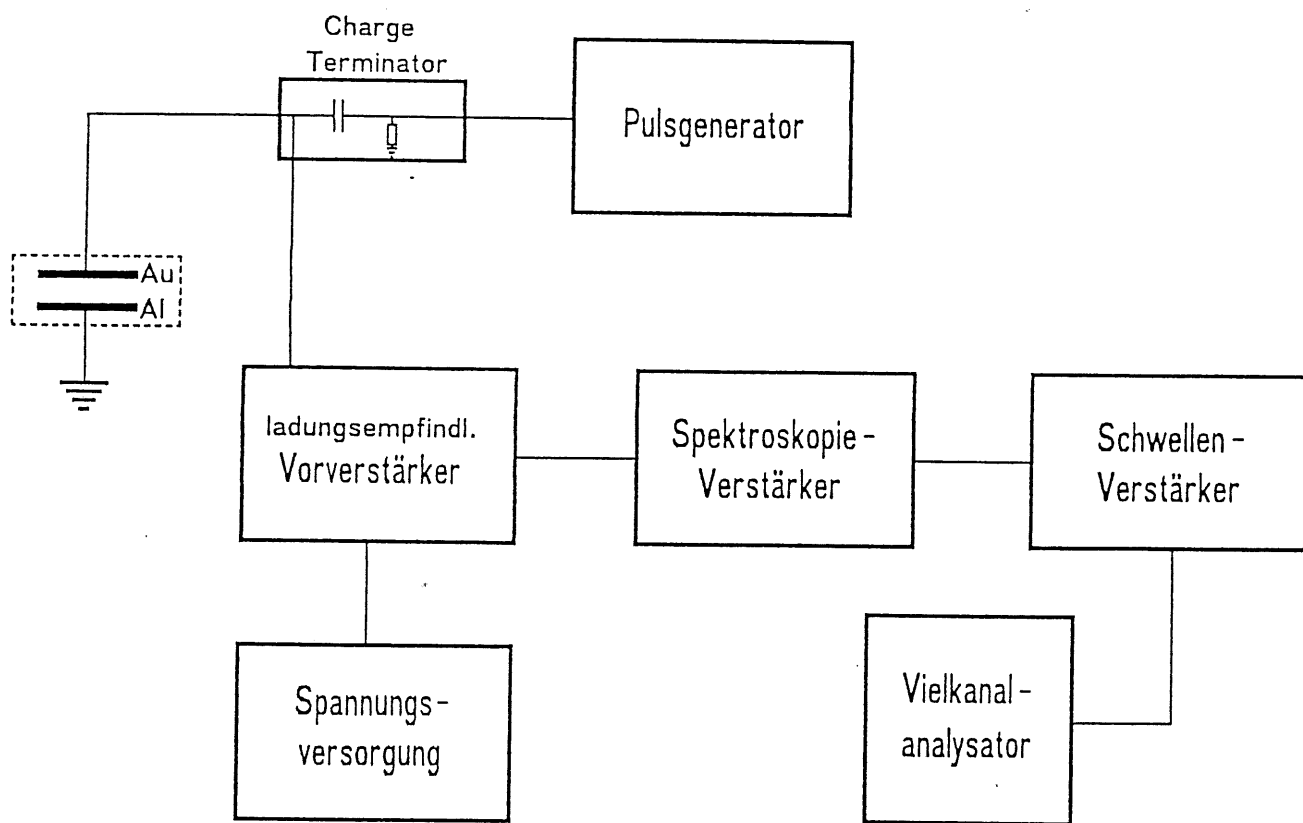


Fig. 12: Blockschaltbild zur Messung der Ladungssammlung

Der ladungsempfindliche Vorverstärker produziert ein Spannungssignal mit kurzer Anstiegs- sowie längerer Abfallzeit, dessen Höhe proportional zur gesammelten Ladung ist. Das Signal wird im Hauptverstärker mit einer einstellbaren Zeitkon-

stanten (z.B. $0.5 \mu\text{s}$) geformt und als unipolares oder bipolares Signal an einen Schwellenverstärker weitergeleitet. Dieser verstärkt das Signal oberhalb einer gesetzten Schwelle und dehnt es zu einem Rechteckimpuls. Dieser wird in einem PC-adaptierten Vielkanalanalysator registriert.

Die Energieeichung des Puls-Generators zusammen mit dem Charge-Terminator erfolgte mit den 5.805 MeV α -Teilchen des Cm-Präparates am ungeschädigten Detektor. Der Eichfaktor in keV pro Skalenteilen des Pulsgenerators lieferte eine absolute Eichung, die für denselben Detektor nach Bestrahlung verwendet wurde.

Da sich die Kapazität des Detektors bei Spannungen unterhalb vollständiger Verarmung ändert, wurde ein externer Charge Terminator benutzt.

3. Bestrahlungsexperiment

3.1. Neutronengenerator

Als Neutronenquelle wurde der Neutronengenerator der Radiologie des Universitätskrankenhauses Eppendorf (UKE) in Hamburg benutzt.

Die Generation der Neutronen erfolgt aus einer ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ Reaktion. Hierzu wird ein Ionenstrahl aus Deuteronen (D_1^+ , D_2^+ , D_3^+) mit 500 kV und 5 mA auf ein Tritium-Titan-Target beschleunigt. Das Target besteht aus einem hohlwandigen Kupferzylinder auf dem Titanhydrid adsorbiert ist, wobei ein Teil des Wasserstoffs durch Tritium ersetzt ist (2.2 mg T/cm^2).

Die verschiedenen Deuteriumionen werden zu unterschiedlichen Brennflecken auf dem Target separiert und zu Linien verschmiert. Der Targetzylinder ist wassergekühlt, rotiert und wird zur Ausnutzung der gesamten Oberfläche in Richtung der Rotationsachse verschoben.

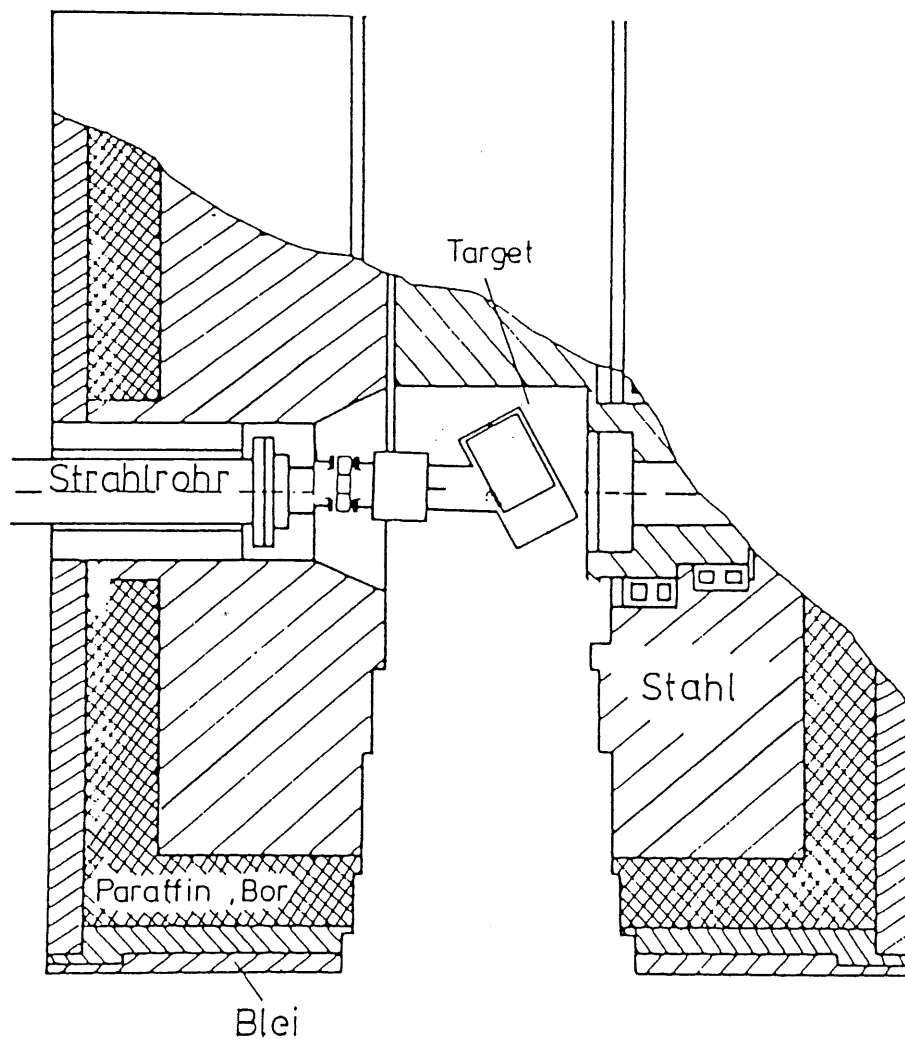


Fig. 13: Neutronengenerator-Querschnitt (SCH78)

Der Generator erzeugt eine Neutronenintensität von mehr als $2 \cdot 10$ pro Sekunde im gesamten Raumwinkel (SCH78). Das winkelabhängige Energiespektrum liefert unter einem Winkel von 90° zum Deuteronenstrahl eine Neutronenenergie E_n von 14.1 MeV (ATT86). Den vorwiegend für medizinische Zwecke genutzten Generator umgibt eine Abschirmung sowie ein Kollimator aus Stahl, Paraffin und Bor (Fig. 13).

Für die Bestrahlung der Detektoren wurde der Kollimator vollständig auseinandergedreht, um die Detektoren möglichst nahe am Fokus des Deuteronenstrahls zu positionieren. Damit konnten hohe Neutronenflüsse erreicht und die Streustrahlung auf ein Minimum reduziert werden.

3.2. Dosimetrie

Die Schwierigkeiten der Neutronendosimetrie bestehen in der Tatsache, daß Neutronen indirekt ionisierende Teilchen sind, die man nur schwer direkt nachweisen kann.

Die für die Experimente notwendige Dosimetrie wurde mit den in der Abteilung Strahlentherapie des UKE vorhandenen Meßgeräten vorgenommen. Dabei wurden im Experiment gasgefüllte Ionisationskammern mit einem hohen Wasserstoffanteil verwandt, d.h. die Neutronen verlieren zu überwiegendem Teil ihre Energie an Rückstoßprotonen und sind darüber nachweisbar.

Zudem ist ein Anteil an γ -Strahlung unvermeidbar, da Neutronen unelastisch mit den Atomkernen der Materie wechselwirken sowie diese dabei in einen Anregungszustand überführen können. Der Grundzustand wird unter Emission eines γ -Quants erreicht.

Separate Messungen mit Glasdosimetern (RPL) ergaben für die Neutronenfluenz von $1 \cdot 10^{12}$ n/cm² eine γ -Dosis von 9.6 Gy. Dabei wurde in 10 cm Abstand zum Fokus gemessen.

Theoretische Erläuterungen (FRA69/ATT86/ SCH78)

Bei der Dosimetrie von Neutronen ist die Kerma K ("kinetic energy released to matter") eine maßgebliche Größe. Sie beschreibt die kinetische Energie pro Masseneinheit derjenigen Sekundärteilchen, die durch ungeladene Primärteilchen erzeugt

wurden.

$$K = \frac{\Delta E_K}{\Delta m} \quad [3.1.]$$

Unter der Annahme, daß in der Ionisationskammer ein Sekundärteilchengleichgewicht vorliegt, ergibt sich die Dosis zu:

$$D = K - B \quad [3.2.]$$

B : Bremsstrahlungsverlust

Für die im Experiment benutzten Ionisationskammern wird der Bremsstrahlungsverlust vernachlässigt, da dieser nur für Medien hoher Ordnungszahl und Teilchen niedriger Masse relevant ist.

Damit reduziert sich obige Gleichung [3.2.] zu

$$D = K = \Phi * F_n, \quad [3.3.]$$

wobei die Kerma als Produkt der Teilchenfluenz und des sog. Kermafaktor geschrieben werden kann.

$$[\Phi] = \frac{n}{\text{cm}^2} \quad [F_n] = \frac{\text{rad cm}^2}{n} \quad \begin{array}{l} F_n : \text{Kermafaktor} \\ \Phi : \text{Teilchenfluenz} \end{array}$$

Der Kermafaktor ist eine Funktion der Neutronenenergie. Er beinhaltet die für die Wechselwirkungen der Neutronen mit dem Medium der Ionisationskammer wichtigen Größen wie Streuquerschnitt, Einfangquerschnitt und die dazugehörigen Übertragungsenergien.

Er ist für verschiedene Medien tabelliert (ATT86).

$$F_n(13.5 \text{ MeV})_{\text{TE}} = 0.645 * 10^{-8} \frac{\text{rad cm}^2}{n}$$

$$F_n(13.5 \text{ MeV})_{\text{SI}} = 11.8 * 10^{-8} \frac{\text{rad cm}^2}{n}$$

Experimentelle Bestimmung der Dosis

Im Experiment wurden sphärische Ionisationskammern (420 RTG) aus TE - Material (TE = "tissue equivalent") verwendet. Die hohle Kammer ($V=1\text{cm}^3$) wurde mit einem TE-Gas der Zusammensetzung (3.2% N_2 , 64.4% CH_4 , 32.4% CO_2) und einem Gasfluß von 0.3 l/h unter Normalbedingungen betrieben.

Die Ähnlichkeit des TE Gases mit menschlichem Gewebe besteht insoweit, als die Mengen an Wasserstoff (etwa 10%) bzw. Stickstoff (etwa 3.5%) vergleichbar

sind. Jedoch ist der Kohlenstoffanteil im TE-Gas im gleichen Maße zu hoch, wie der Sauerstoffanteil zu niedrig ist.

Das dies dennoch zu mit menschlichem Gewebe vergleichbaren Ergebnissen führt, liegt daran, daß die Kermafaktoren F_n für beide Elemente ungefähr gleich sind. Zudem dominiert in der Ionisationskammer die Neutronenstreuung am Kern des Wasserstoffatoms, was sich in dessen hohem Kermafaktor bemerkbar macht.

Daneben gibt es elastische Wechselwirkungen mit Sauerstoff, Stickstoff, Kohlenstoff sowie Kernreaktionen, bei denen geladene Teilchen entstehen.

Zur genauen Bestimmung der Neutronenfluenz am Bestrahlungsort wurden zwei Ionisationskammern benutzt. Eine ortsfeste Referenzkammer und eine Kammer an den späteren Detektorpositionen. In dieser Anordnung wurden zunächst alle Bestrahlungsorte dosimetrisch erfaßt, d.h. die jeweiligen Neutronenfluenzen bestimmt. Während der Detektorbestrahlung diente dann die Referenzkammer als Monitor.

Die mit der Ionisationskammer nachgewiesene Ladung $Q_{n,\gamma}$ ist in einfacher Darstellung die Summe der Neutronen- bzw. Photonendosis mit jeweiligen Vorfaktoren A und B.

$$Q_{n,\gamma} = A * D_n + B * D_\gamma \quad [3.4.]$$

Für TE-Kammern mit TE-Gas ist das Ansprechvermögen gegenüber Neutronen bzw. Photonen ungefähr gleich.

Daher ist das Verhältnis $\frac{A}{B} \approx 1$

und Gleichung [3.4.] vereinfacht sich zu

$$Q_{n,\gamma} = A * (D_n + D_\gamma) \quad [3.5.]$$

Die Ladungsimpulse der Ionisationskammer werden mit einem Elektrometer, das mit einer bekannten Stromquelle geeicht wurde, aufintegriert. Die Anzeige R ("reading") des Meßinstruments ist proportional zur Ladung $Q_{n,\gamma}$.

$$R = Q_{n,\gamma} * \frac{1}{k_{el}} \quad [3.6.]$$

$$[k_{el}] = \frac{C}{Imp} \quad k_{el} : \text{Elektrometer-Eichfaktor}$$

Damit folgt aus [3.5.]

$$R = \frac{1}{k_{el}} * A * (D_n + D_\gamma) \quad [3.7.]$$

Um eine vereinfachte Dosimetrie zu ermöglichen, wurde hier der Anteil an γ -Strahlung vernachlässigt.

$$\Rightarrow R = \frac{1}{k_{el}} * A * D_n \quad [3.8.]$$

Die Größe A setzt sich aus Parametern zusammen, die spezifisch für das Material der benutzten Ionisationskammer sind.

$$A = \frac{k_t}{N_C * f_C} = \frac{k_t}{\alpha_C} \quad [3.9.]$$

N_C : Kalibrierungsfaktor

f_C : Konversionsfaktor

$$N_C = 3.22 * 10^9 \frac{R}{C} \quad f_C = 0.963 \frac{\text{rad}}{R}$$

Das Produkt $N_C * f_C$ beschreibt die Kalibrierung der Ionisationskammer mit Photonen. Dies erfolgt z.B. mit einem bekannten ^{60}Co Präparat. Der Faktor k_t beinhaltet die Empfindlichkeit der Ionisationskammer gegenüber Neutronen relativ zu Photonen. Er ist eine materialabhängige Größe.

$$k_t (\text{TE}) = 0.975 \quad k_t (\text{Luft}) = 0.930$$

Damit läßt sich das "reading" R des Elektrometers unter den beschriebenen Vereinfachungen zur Neutronenfluenz Φ_n ins Verhältnis setzen.

aus [3.8.] mit [3.3.], [3.9.] ergibt sich:

$$R = \frac{1}{k_{el}} * \frac{k_t}{\alpha_C} * \Phi_n * F_n \quad [3.10.]$$

$$\Rightarrow \Phi_n = \frac{\alpha_C k_{el}}{k_t F_n} * R \quad [3.11.]$$

Der Fehler σ_Φ wird für die vorliegende Dosimetrie mit Ionisationskammern zu $\leq 5\%$ abgeschätzt (BRO77).

3.3. Durchführung

Die experimentelle Anordnung während der Bestrahlung der Detektoren richtete sich maßgeblich nach den örtlichen Gegebenheiten der Radiologischen Abteilung des UKE.

Die Detektoren wurden einzeln, paarweise oder in einer Detektorleiter bestrahlt. Die Leiter war mit mehreren Einschüben versehen, so daß in einem Bestrahlungs-

schrift mehrere Detektoren mit verschiedenen Neutronenfluenzen bestrahlt werden konnten. Jede Bestrahlungsposition der Detektoren wurde vorher dosimetrisch erfaßt.

Ein derart kompaktes Experiment war notwendig, da der Zeitaufwand wegen der vorwiegend medizinischen Nutzung des Neutronengenerators minimiert werden mußte. Insbesondere konnten vor Ort nur begrenzt bzw. gar keine Messungen an den Detektoren durchgeführt werden. Bei den Neutronenfluenzen von $1 \cdot 10^9$ n/cm² bis $3 \cdot 10^{11}$ n/cm² wurden direkt nach erfolgter Bestrahlung Sperrstrommessungen durchgeführt.

Zur Durchführung des Bestrahlungsexperimentes wurden die Detektorhalterungen zusammen mit den Detektoren auf einem Stativ befestigt. Die Justierung der Halterungen senkrecht zum Deuteronenstrahl, im Lot des Brennflecks auf dem Target, erfolgte mit einer fest installierten Laseroptik. Dabei wurde ein minimaler Abstand zum Fokus von 7.5 cm für die höchste Fluenz von $1 \cdot 10^{12}$ n/cm² gewählt.

Die Bestrahlung der Detektoren wurde ohne Abschirmung vorgenommen. Bis auf den Detektor 8805B1 an U=150 V wurden alle anderen offen bestrahlt, unterlagen daher nur der sich selbst einstellenden Diffusionsspannung U_{Diff} .

Detektor	Fluenz [n/cm ²]	Fluß [n/cm ² /s]	Bestrahlungszeit [s]	Abstand z. Fokus [cm]
88 06B2	$0.98 \cdot 10^9$	$8.0 \cdot 10^6$	122	100
88 07B1	$3.00 \cdot 10^9$	$2.5 \cdot 10^7$	122	57.7
88 05B6	$1.10 \cdot 10^{10}$	$3.4 \cdot 10^7$	325	54.8
88 05B5	$3.08 \cdot 10^{10}$	$9.5 \cdot 10^7$	325	31.6
88 02B2	} $1.00 \cdot 10^{11}$	$1.9 \cdot 10^8$	527	} 10
88 02B3		$2.1 \cdot 10^8$	481	
88 02B4		$1.8 \cdot 10^8$	569	
88 07B1*	$3.03 \cdot 10^{11}$	$9.2 \cdot 10^8$	325	10
87 35B2	} $1.05 \cdot 10^{12}$	} $6.48 \cdot 10^8$	} 1620	} 7.5
87 35B6				
87 38B5				
88 05B1	$0.98 \cdot 10^9$	$9.7 \cdot 10^6$	101	100
88 05B1	$0.91 \cdot 10^{10}$	$2.5 \cdot 10^7$	327	54.8
88 05B1	$0.99 \cdot 10^{11}$	$6.8 \cdot 10^8$	132	17.3

Tabelle 1: Bestrahlungsparameter aller Detektoren (T=473 K)
(* wurde zweimal bestrahlt)

4. Meßresultate

4.1. Sperrstrom

Sperrstromanstieg in Abhängigkeit von der Neutronenfluenz

In Fig. 14 wird deutlich, daß nach der Bestrahlung mit Neutronen der Sperrstrom in guter Näherung proportional zu $U^{-\frac{1}{2}}$ ist.

Die aufgenommenen Sperrstromcharakteristiken zeigen nur zum Teil die in Kap. 2.2. beschriebenen Stromanteile. Dies gilt insbesondere für die höheren Neutronenfluenzen $\Phi \geq 0.95 \cdot 10^{11}$ n/cm² und dort auch schon für Spannungen U oberhalb 1 V.

Bei niedrigen Fluenzen ist im Spannungsbereich $U \leq 2$ V ein steiler Sperrstromanstieg sichtbar. Er erklärt sich durch den Generationsstrom an der Si-SiO₂ Grenzfläche und wird oberhalb einer Fluenz von $0.95 \cdot 10^{11}$ n/cm² vollständig vom Volumengenerationsstrom I_V überdeckt. Für diesen gilt nach Gleichung [2.5.] $I_V \sim U^{-\frac{1}{2}}$, was auch aus Fig. 14 ersichtlich ist.

Dies ist ein eindeutiger Beweis dafür, daß hauptsächlich das Bulkmaterial des Detektors durch die Bestrahlung geschädigt wird. Die sich ausbildenden Defekte im Siliziumkristall [Kap. 1.2.] stellen sich im Bändermodell durch Energieniveaus in der Bandlücke dar. Sie wirken als Generations- bzw. Rekombinationszentren für freie Ladungsträger und erhöhen damit den Sperrstrom.

Die Zunahme im Sperrstrom infolge der Bestrahlung wurde daher unter der Annahme reinen Volumengenerationsstroms bestimmt. Hierbei wurden aus den gemessenen Sperrstromcharakteristiken die Stromwerte für vollständige Verarmung zugrunde gelegt und auf eine Detektordicke von 400 µm normiert.

Neben dem Volumen der Verarmungszone stellt für den Volumengenerationsstrom die intrinsische Ladungsträgerkonzentration eine weitere veränderliche Größe dar, deren Abhängigkeit von der Temperatur durch Gleichung [2.6.] gegeben ist.

Da die Messungen bei verschiedenen Temperaturen erfolgten, wurde hier eine Normierung auf $T=22.5^\circ\text{C}$ vorgenommen. Fig. 15 zeigt den Zusammenhang zwischen der Sperrstromdichte $\Delta I/A$ nach Bestrahlung und der Neutronenfluenz

Hier ist
$$\Delta I = I_0 - I_{VB} \quad [4.1.]$$

wobei I_{VB} den Sperrstrom vor Bestrahlung und I_0 zum Bestrahlungsende darstellen.

Dabei wird die Linearität in der Sperrstromzunahme mit steigender Fluenz deutlich. Die Abweichungen von der idealen Geraden haben mehrere Ursachen. Zum einen weist die Temperaturbestimmung eine Ungenauigkeit von ca. $\pm 1^\circ\text{C}$ auf, was für die Sperrstromdichte $\Delta I/A$ einen Fehler von 9% bedeutet.

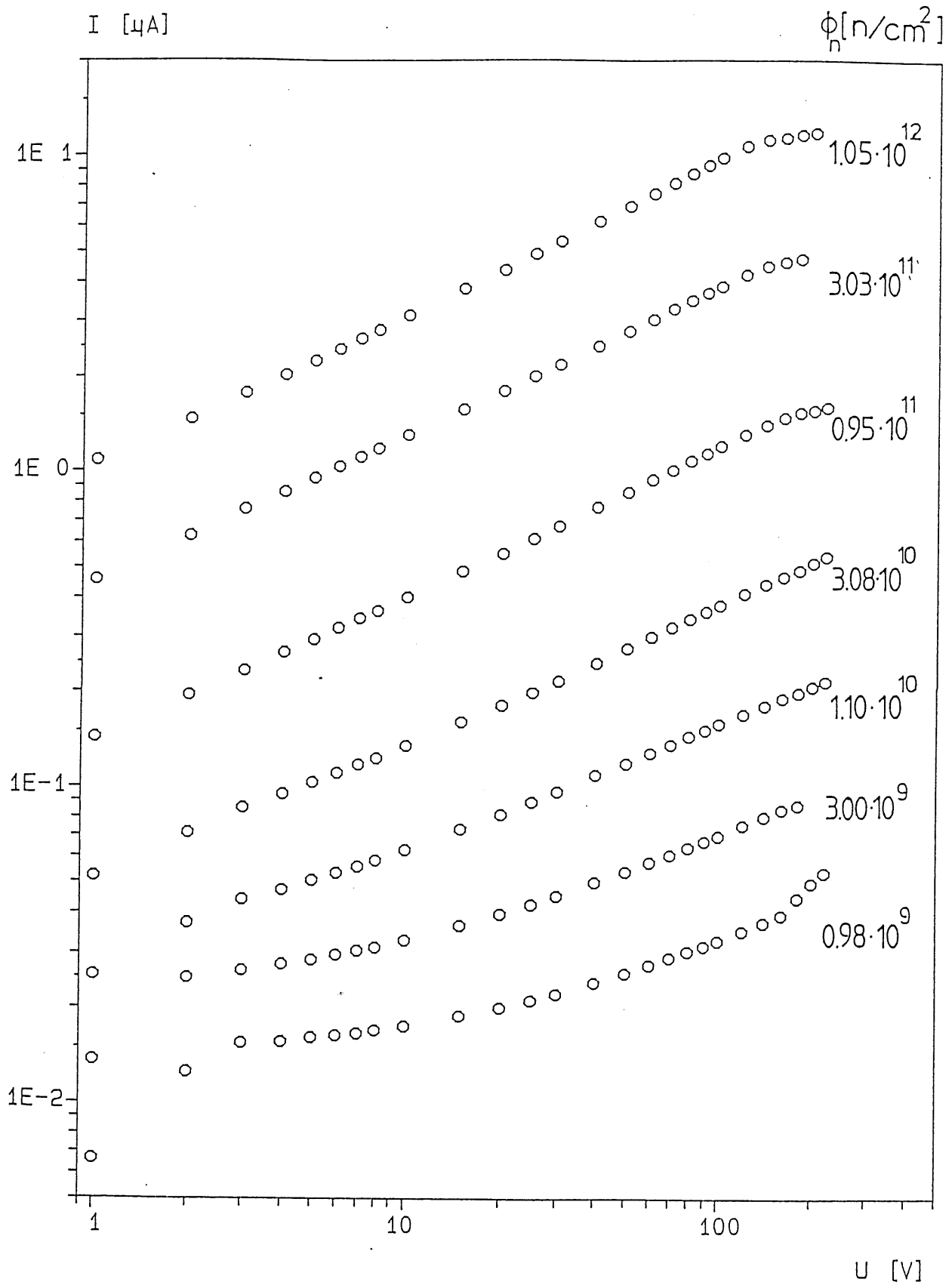


Fig. 14: Fluenzabhängige Sperrstromcharakteristiken
($I \sim U^{-1/2}$)

Andere Fehlerquellen sind die genaue Ermittlung der Spannung für vollständige Verarmung U_d , die Detektordicke D , sowie der Fehler der Neutronenfluenz, der zu $\leq 5\%$ abgeschätzt wird.

Für die Fluenz $1 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ ergibt sich eine merkliche Unterschätzung des Sperrstromdichteanstiegs (Fig. 15), da die erste Messung erst 2 Stunden nach Bestrahlungsende erfolgte. Die in diesem Zeitraum fortgeschrittene Ausheilung ist hier noch nicht berücksichtigt [s. Kap. 5.2.].

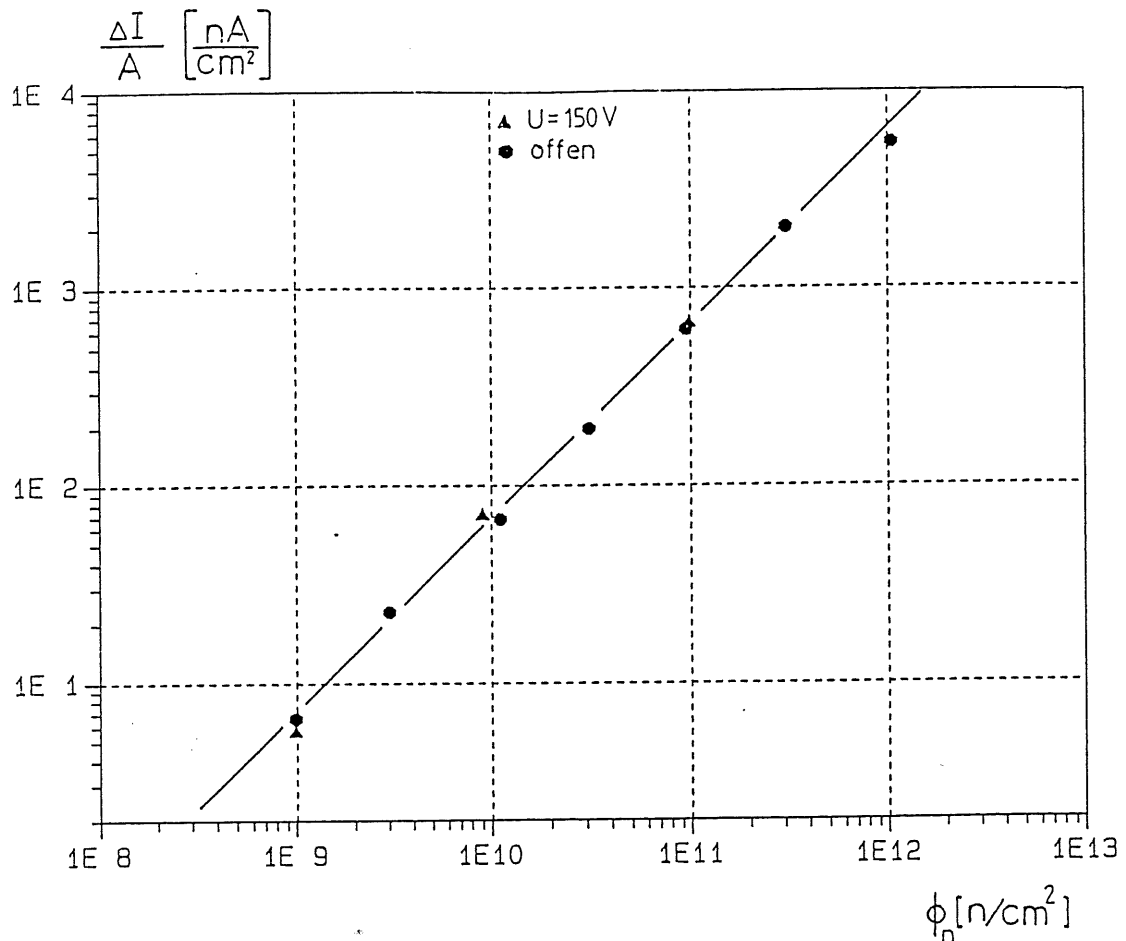


Fig. 15: Fluenzabhängige Sperrstromdichte
(Normierung auf $400\mu\text{m}/22.5^\circ\text{C}$)

Fig. 15 zeigt deutlich eine dosisunabhängige Schädigungsrate R , die wie folgt beschrieben wird:

$$\frac{\Delta I}{A D} = R \Phi_n \quad [R] = \frac{\text{A}}{\text{cm}} \quad [4.2.]$$

A: Detektorfläche

Eine, im Vergleich der Strahlenschädigung von Halbleitern, häufiger verwendete Größe ist die Schädigungskonstante k_T .

Sie wird definiert durch:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + k_{\tau} \Phi_n \quad [4.3.]$$

Dabei sind τ_0 bzw. τ die Lebensdauern der Minoritätsladungsträger vor und nach Bestrahlung.

Mit Gleichung [2.5.] ergibt sich für die Volumenstromdichte:

$$\frac{\Delta I}{V} = \frac{q n_i}{2} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right) \quad [4.4.]$$

$$= \frac{q n_i}{2} k_{\tau} \Phi_n \quad [4.5.]$$

Daraus folgt:
$$k_{\tau} = \frac{\Delta I}{V} \frac{2}{q n_i \Phi_n} \quad [k_{\tau}] = \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \quad [4.6.]$$

Für die hier diskutierten Detektoren ergibt sich eine Schädigungsrate R und Schädigungskonstante k_{τ} von:

$$R = (1.70 \pm 0.09) * 10^{-16} \quad \frac{\text{A}}{\text{cm}}$$

$$k_{\tau} = (2.21 \pm 0.12) * 10^{-7} \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$$

Hierbei wurde die Ausheilung der Strahlenschäden bis zum Meßzeitpunkt berücksichtigt. Die dazu verwendete Ausheilfunktion wird in Kap. 5.1. näher beschrieben.

Vergleich zum Detektor 8805B1

Neben den offen bestrahlten Detektoren wurde der Detektor 8805B1 separat an $U = 150$ Volt bestrahlt. Abweichend von allen anderen Detektoren wurden außerdem die Neutronenfluenzen in mehreren Bestrahlungsschritten aufaddiert bis zur max. Fluenz von $1.0 * 10^{12}$ n/cm².

Nach jedem Schritt konnten nur Sperrstrommessungen durchgeführt werden. Daher wurden zur Bestimmung der Spannung für vollständige Verarmung U_d die Kapazitätsmessungen der mit entsprechenden Fluenzen offen bestrahlten Detektoren herangezogen.

Die in Fig. 16 dargestellten Sperrstromcharakteristiken sind zunächst qualitativ vergleichbar mit denen der offen bestrahlten Detektoren (Fig. 14).

Mit zunehmender Fluenz erfolgt eine Sättigung des Sperrstroms bei kleineren

Spannungen U_d . Dies geht einher mit der Abnahme der Spannungen für vollständige Verarmung und erlaubt die vorher dargestellten Annahmen.

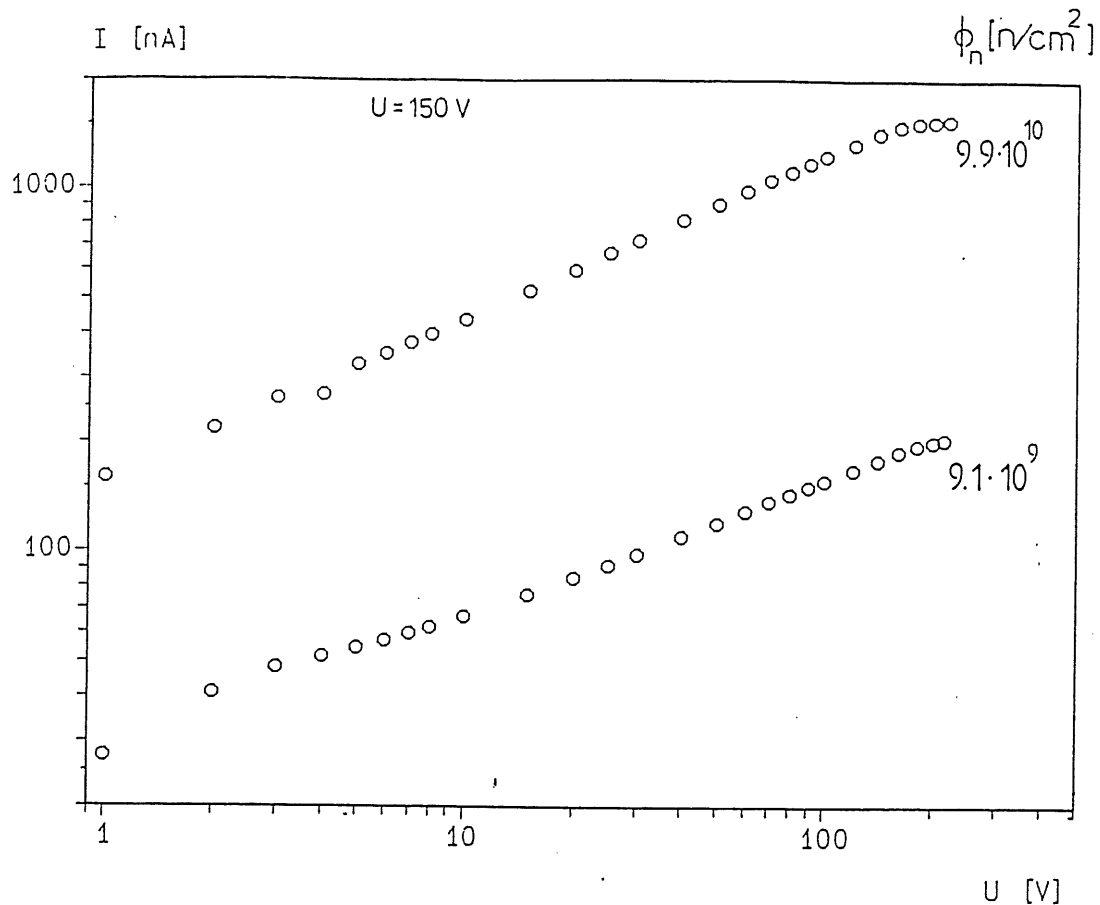


Fig. 16: Fluenzabhängige Sperrstromcharakteristiken (Detektor 8805B1)

Die Messung nach der max. Fluenz von $1.0 \cdot 10^{12} n/cm^2$ fehlt, da der Detektor Stromdurchbrüche zeigte. Dennoch wird deutlich (Fig.16), daß bei einer Fluenz von $9.9 \cdot 10^{10} n/cm^2$ der Volumenstrom I_V die anderen Sperrstromanteile überdeckt. Für die niedrigere Fluenz gilt dies nur in guter Näherung.

Die Bestimmung der Schädigungskonstanten erfolgte analog zu der, der offen bestrahlten Detektoren.

Die Meßwerte des Detektors 8805B1 sind in Fig. 15 eingetragen. Ein Vergleich des Anstiegs der Sperrstromdichte mit den offen bestrahlten Detektoren ergibt im Rahmen der Fehler keine Unterschiede.

Für die Schädigungsrate R sowie Schädigungskonstante k_T wurden folgende Werte errechnet:

$$R = (1.69 \pm 0.26) * 10^{-16} \frac{A}{cm}$$

$$k_T = (2.19 \pm 0.34) * 10^{-7} \frac{cm^2}{s}$$

Diese zeigen die gute Übereinstimmung mit den Konstanten der offen bestrahlten Detektoren. Die Abweichung der Werte voneinander beträgt ca. 1%, wobei der Fehler für den Detektor 8805B1 wesentlich größer ist.

Da die Messungen am 8805B1 unmittelbar nach Bestrahlungsende erfolgten, ist hier eine Berücksichtigung der Ausheilung nicht notwendig gewesen.

4.2. Effektive Dotierungskonzentration

Die Auswirkungen der Strahlenschädigung auf die Dotierung und damit den spezifischen Widerstand des Siliziums lassen sich mit Hilfe von Kapazitätsmessungen (C-V) untersuchen. Dabei werden die in Kap. 2.3 beschriebenen Auswertemethoden angewandt.

Beim vorliegenden Silizium handelt es sich um Phosphor dotiertes n-Material. Zusammen mit dem bereits vorhandenen Bor resultiert daraus eine effektive Dotierungskonzentration $N_{eff} = N_D - N_A$.

Für die unbestrahlten Detektoren liefern C-V Messungen ein N_{eff} von $1.6 - 1.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Daraus ergibt sich ein spezif. Widerstand ρ zu $2.7 - 2.9 \text{ k}\Omega\text{cm}$ gegenüber dem nominellen Herstellerwert von $2 \text{ k}\Omega\text{cm}$. Dies ist bedingt durch die Oxydpassivierung der Silizium-Wafer. Die Bestimmung der N_{eff} -Werte beruht dabei immer auf der Annahme einer vollständig homogenen Dotierung des Siliziums.

Die Bestrahlung der Detektoren erfolgte möglichst homogen, d.h. sie wurden insgesamt bestrahlt. Die durch Bestrahlung entstandenen Defekte bewirken z.T. eine Reduzierung der Phosphorkonzentration und damit eine meßbar geringere effektive Dotierung N_{eff} . Dies geschieht durch den Einfang von Gitterleerstellen (V) durch Phosphoratome (P) und sich ausbildenden V-P Komplexdefekten mit einem Akzeptorniveau 0.4 V unterhalb der Leitungsbandkante. Weitere Störstellen mit Akzeptorcharakter sind Doppelleerstellen VV und VO-Komplexe.

Die Bestimmung der einzelnen Beiträge der verschiedenen Komplexdefekte zu effekt. Donatorkonzentration ist aufgrund der unterschiedlichen Ladungszustände sowie Energieniveaus kompliziert (VLI80/GRU78). Zusammen bewirken sie eine Erhöhung des spezifischen Widerstands des Siliziums.

Unter der Voraussetzung eines konstanten Neutronenflusses sowie der Annahme, daß VP-Komplexe die hauptsächliche Ursache der Dotierungsänderungen bilden, erwartet man eine exponentielle Abnahme derselben.

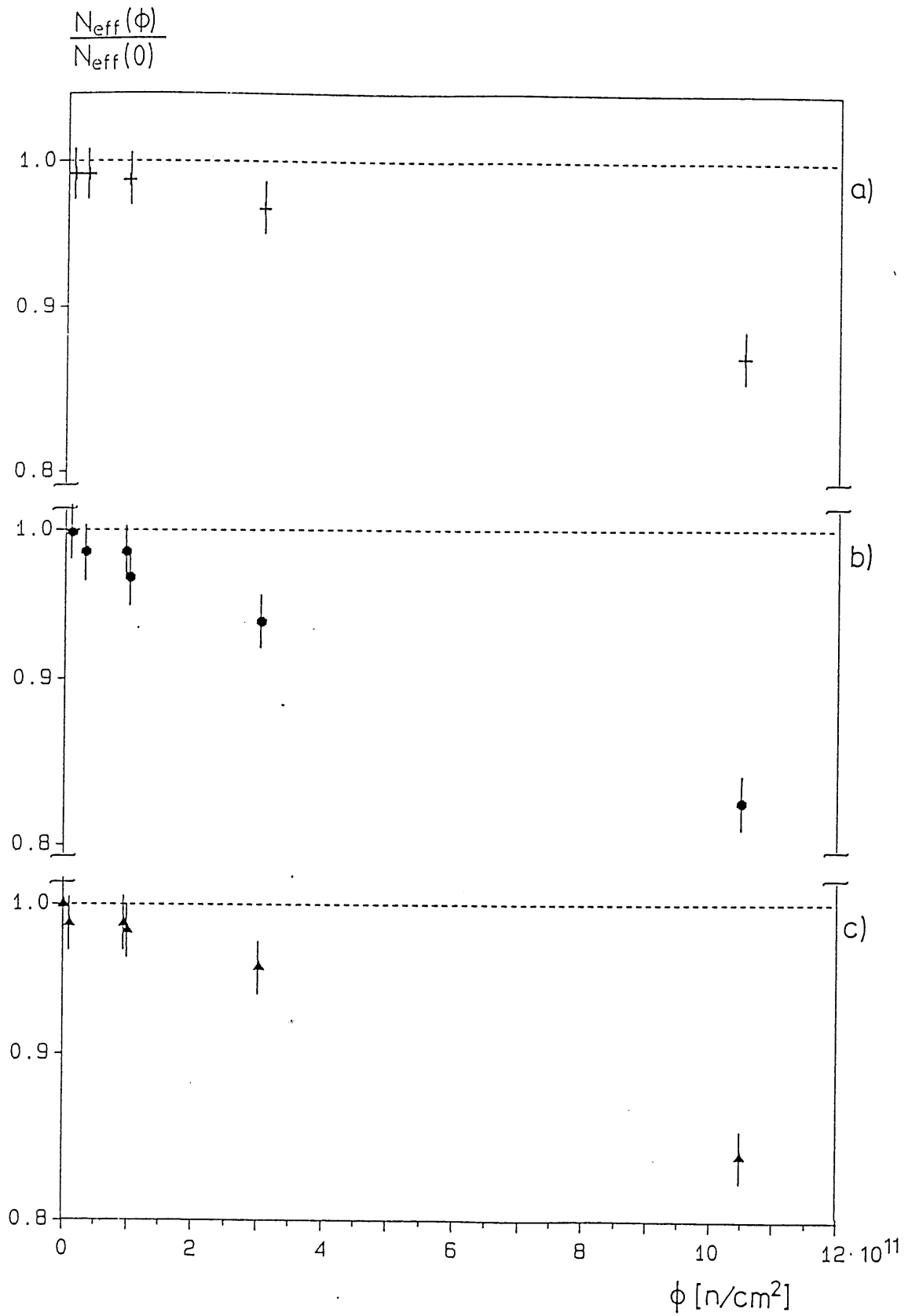


Fig. 17: Änderungen der effektiven Dotierung
aus C-V Messungen bei a) $f = 500$ Hz b) $f = 10$ kHz c) $f = 100$ kHz

Die experimentellen Resultate bestätigen dieses Verhalten (Fig. 17).
Damit ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\ln \left(\frac{N_{\text{eff}}(\Phi)}{N_{\text{eff}}(0)} \right) = -c \Phi \quad [4.7.]$$

Hierbei ist $N_{\text{eff}}(\Phi)$ der Meßwert nach Bestrahlung mit der Neutronenfluenz Φ und $N_{\text{eff}}(0)$ der Wert davor.

In Fig. 17 ist die normierte Dotierungskonzentration halblogarithmisch gegen die Neutronenfluenz aufgetragen. Es wird deutlich, daß mit zunehmender Fluenz die effektive Dotierungskonzentration sinkt. Ein Maß dafür beschreibt die Größe c .

f [kHz]	c [cm ²]
0.5	$1.33 \cdot 10^{-13}$
10	$1.78 \cdot 10^{-13}$
100	$1.66 \cdot 10^{-13}$

Tabelle 2: Dotierungsabnahme

Die in Tabelle 2 dargestellte Frequenzabhängigkeit ist zunächst unverständlich. Die erwarteten Unterschiede der nieder- bzw. hochfrequenten C-V Messungen liegen darin, daß strahleninduzierte tiefe Störstellen in der Bandlücke nur bei niedrigen Frequenzen umgeladen werden können. Damit tragen sie zu einer erhöhten Kapazität sowie einem größeren N_{eff} bei. Umgekehrt wird die hochfrequente Kapazität im vorliegenden n-Silizium bestimmt durch die Verringerung der Phosphorkonzentration.

Die hier angeführte Größe c zeigt dagegen einen Maximalwert bei $f = 100$ kHz und kleinere Werte bei höherer als auch niedrigerer Frequenz.

Eine mögliche Ursache für diese Abweichung liegt in der Durchführung der Experimente. Die C-V Messungen bei verschiedenen Frequenzen erfolgten zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach Bestrahlung. Somit ist hier die fortschreitende Ausheilung der Strahlenschäden zu berücksichtigen.

Andererseits stellt sich die Frage, ob der Frequenzbereich 0.5 - 100 kHz eine Einteilung in nieder- bzw. hochfrequent zuläßt.

Für Neutronenfluenzen bis zu $1 \cdot 10^{11}$ n/cm² ist die Verringerung der effektiven Dotierungskonzentration so gering, daß aufgrund der Fehlergrenzen keine Aussagen über eine Frequenzabhängigkeit getroffen werden können (Fig. 18). Für die Fluenz $1 \cdot 10^{12}$ n/cm² deutet sich eine Abnahme der effekt. Dotierungskonzentration mit zunehmender Frequenz an, wenn man den Zeitraum zwischen erfolgter Bestrahlung und C-V Messung Δt berücksichtigt und damit Ausheilung annimmt.

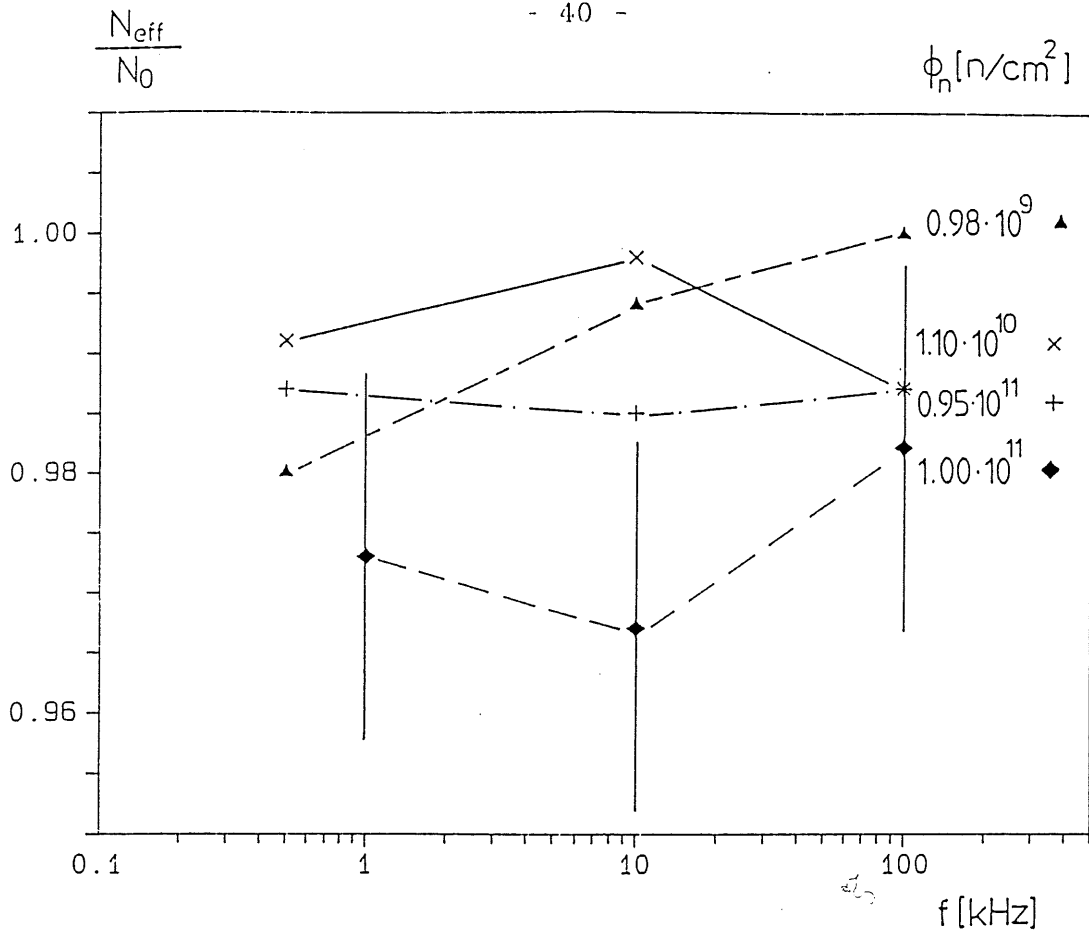


Fig. 18: Frequenzabhängigkeit für niedrige Fluenzen $\Phi_n \leq 1 \cdot 10^{11}$

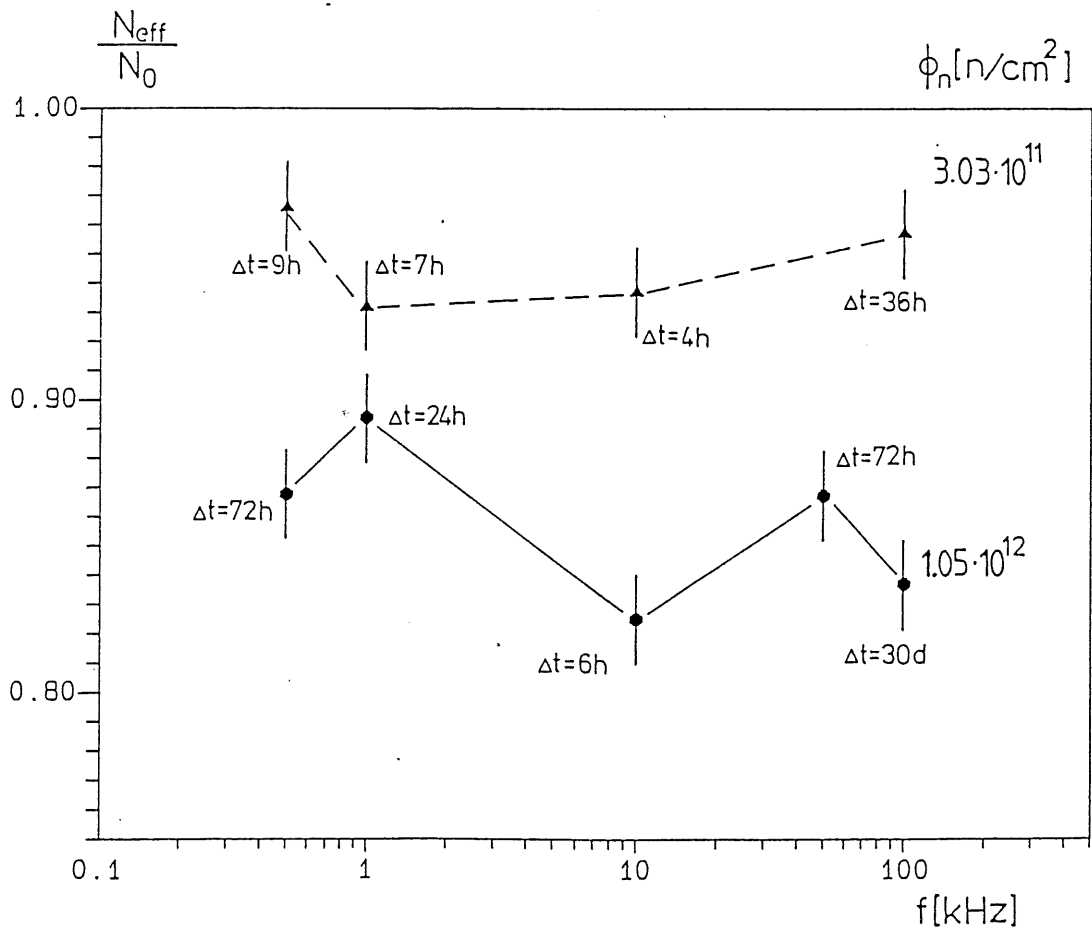


Fig. 19: Frequenzabhängigkeit für hohe Fluenzen $\Phi_n \geq 3 \cdot 10^{11}$

Δt : Zeit zw. Bestrahlung und C-V Messung

Die bisher diskutierten N_{eff} -Werte sind aus der Spannung für vollständige Verarmung bestimmt worden. Ein Vergleich mit den aus der Steigung $C \sim U^{-1/2}$ ermittelten Werte nach Gl. [2.19.] zeigt, daß beide Methoden übereinstimmende Ergebnisse im Rahmen der Fehler liefern (Fig. 20).

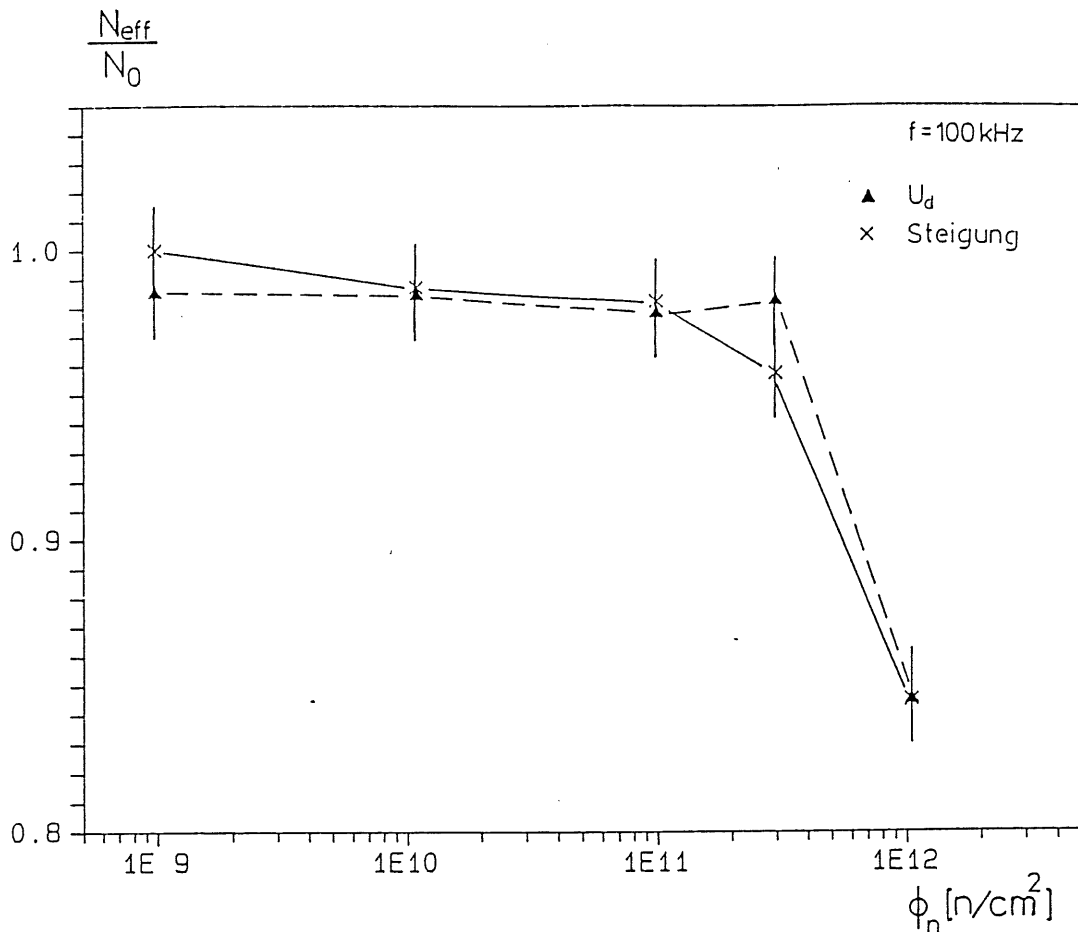


Fig. 20: Vergleich der Auswertemethoden zur N_{eff} Bestimmung

4.3. Ladungssammlung

Die zu Untersuchungen der Ladungssammlung verwendete Cm-Quelle emittiert α -Teilchen der Energie $E_\alpha = 5805$ keV. Ein Vergleich mit der im Detektor nachgewiesenen Energie E_D ergibt für den ungeschädigten Fall praktisch keinen Energieverlust (Fig. 21, 22).

Hierbei ist zu berücksichtigen, daß beim α -Einschuß durch die Al-Elektrode diese einen Energieverlust von ca. 45 keV bewirkt (Fenster effekt). Für den α -Einschuß

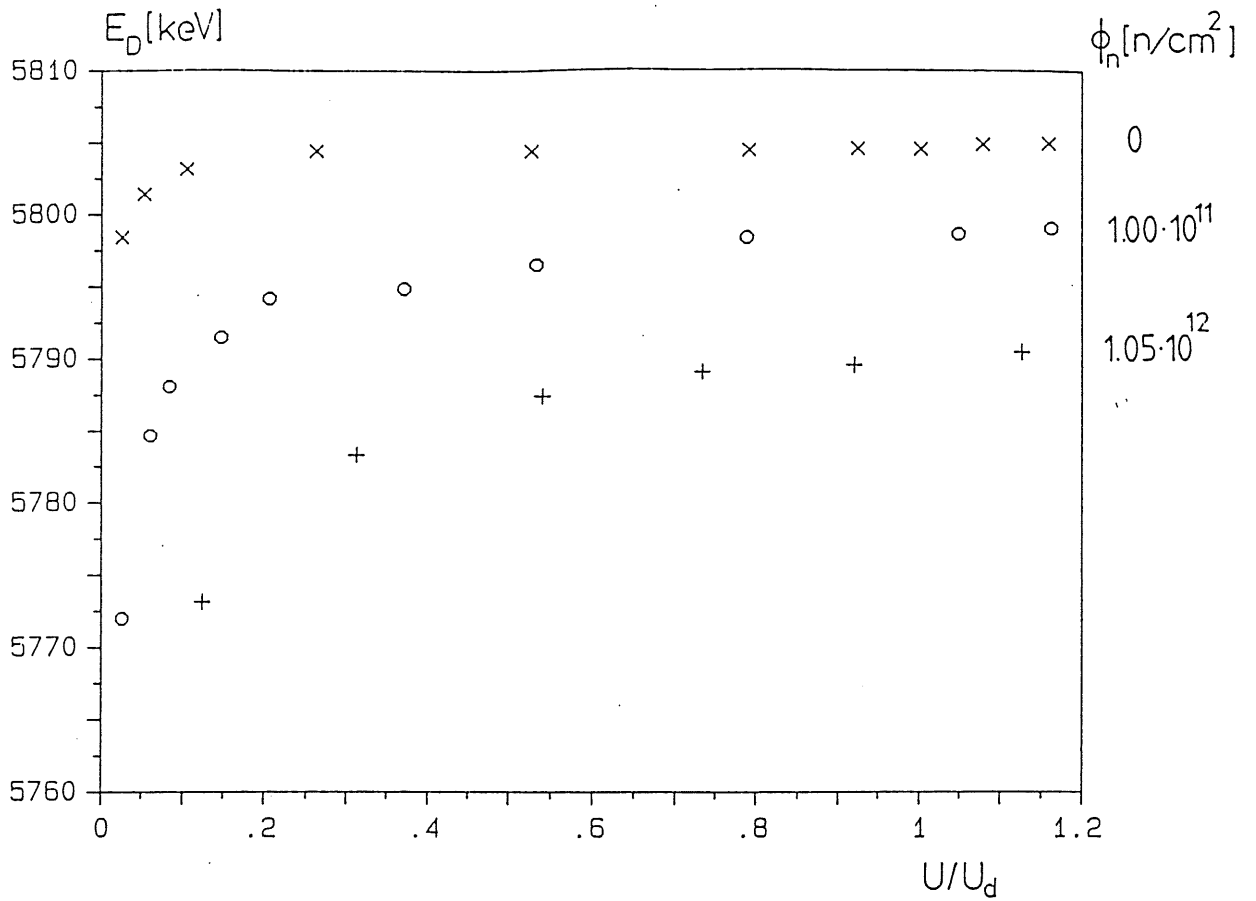


Fig. 21: Im Detektor deponierte Energie E_D bei α -Fronteinschuß

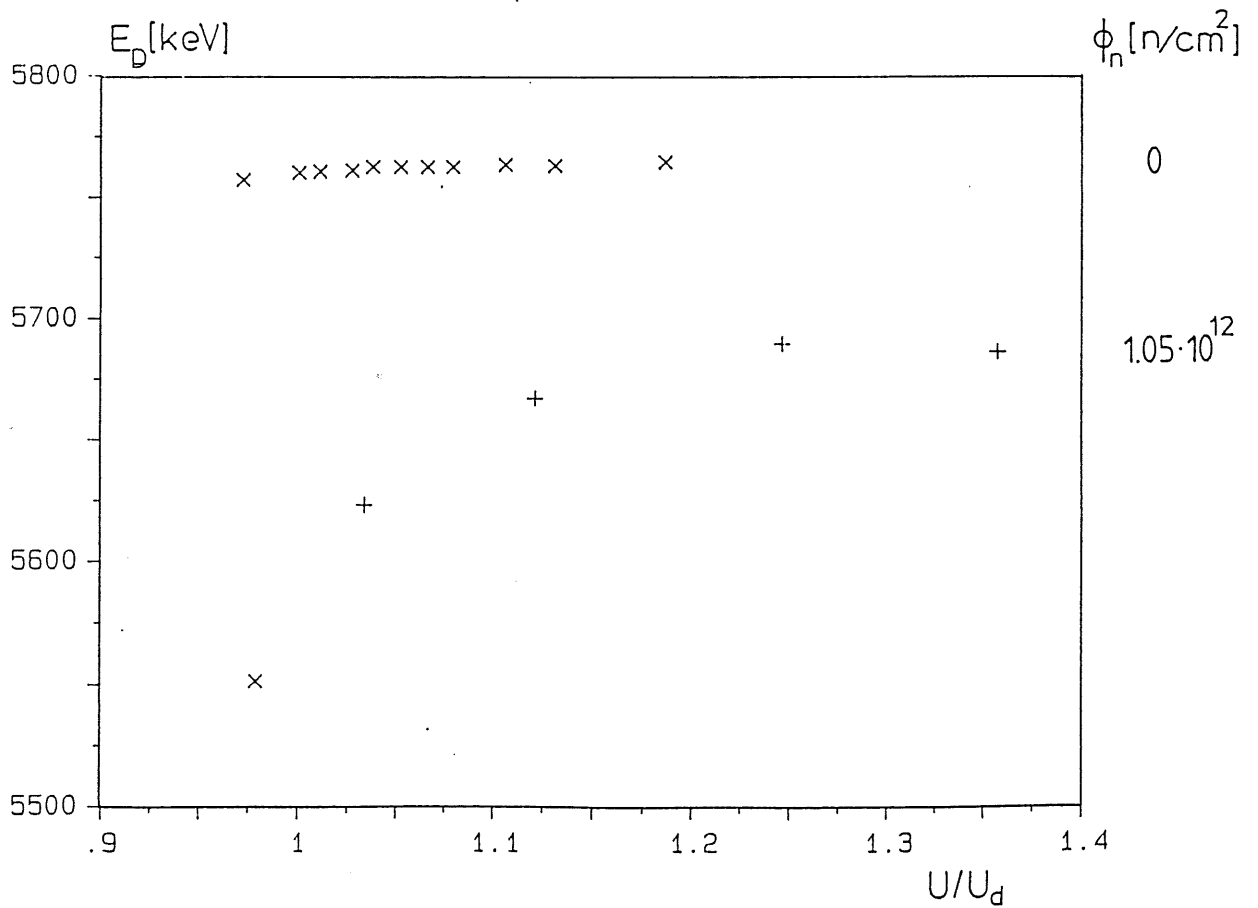


Fig. 22: Im Detektor deponierte Energie bei α -Rückeinschuß

durch die Frontelektrode (Au) ist dieser vernachlässigbar (≈ 7 keV).

Die Meßwerte beim α -Einschuß durch die Frontelektrode für $\Phi_n=0$ bzw. $\Phi_n=1 \cdot 10^{11}$ n/cm² stammen vom Detektor 8802B3 sowie beim α -Rückerinschuß für $\Phi_n=0$ vom Detektor 8805B6. Dagegen wurden an den Detektoren 8735B6 und 8738B5 nur Messungen nach Bestrahlung ($\Phi_n=1 \cdot 10^{12}$ n/cm²) vorgenommen, die zusammen in den Fig. 21 und 22 eingetragen sind.

Beide Figuren zeigen die mit zunehmender Strahlenschädigung abnehmenden Absolutwerte der im Detektor nachgewiesenen Energie E_D .

Bestimmung der Trapping-Zeitkonstanten τ^+

Zur Bestimmung der Trapping-Zeitkonstanten wurde Gleichung [2.30.] angewandt. Dies erfolgte mit einer lokalen Näherung der deponierten Energie der α -Teilchen bei $2/3$ ihrer Reichweite in Silizium. Die Ermittlung der Trapping-Zeitkonstanten für Elektronen τ_-^+ und Löcher τ_+^+ wurde an einigen Detektoren sowohl vor als auch nach der Bestrahlung mit Neutronen durchgeführt.

Die Ergebnisse sind in Fig. 23 und 24 als Auftrag $\Delta Q/Q_0$ gegen $t_{c,eff}$ für α -Front- bzw. α -Rückerinschuß dargestellt.

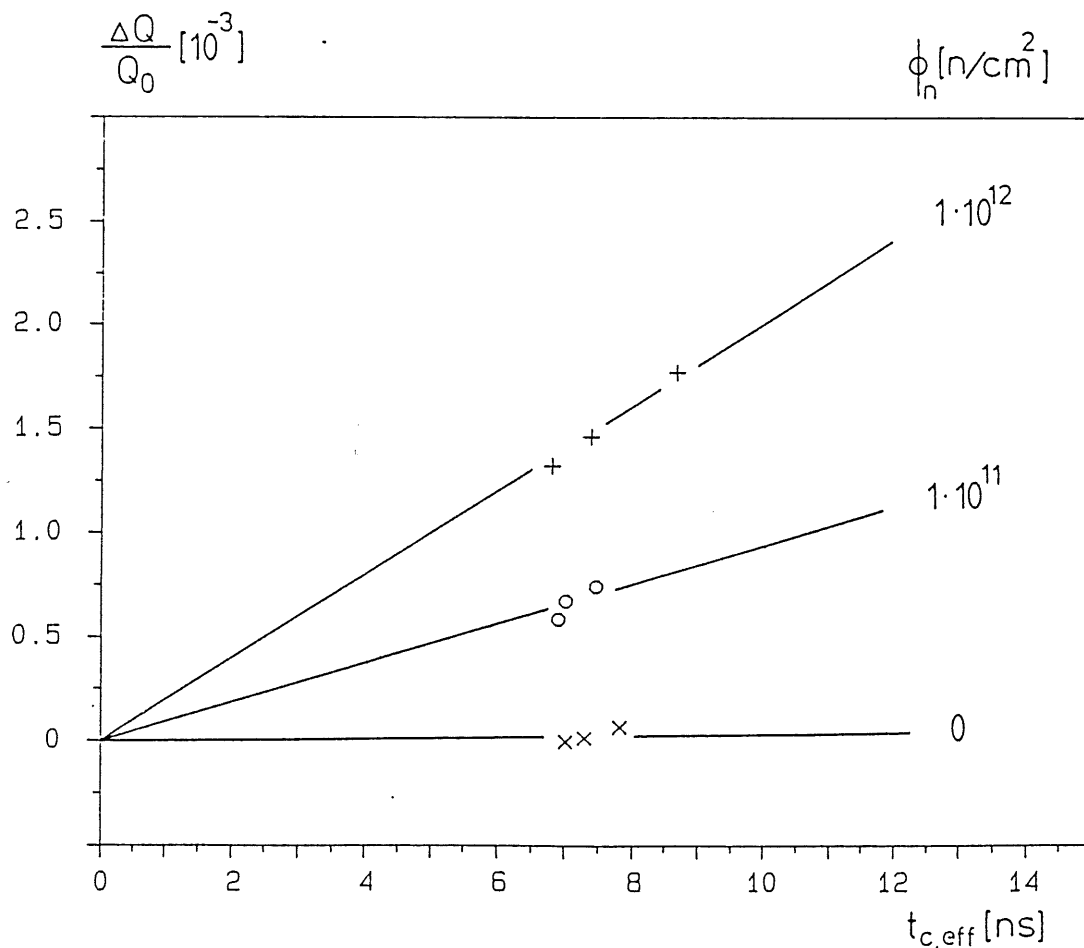


Fig. 23: Ladungssammlungsverlust bei α -Fronteinschuß

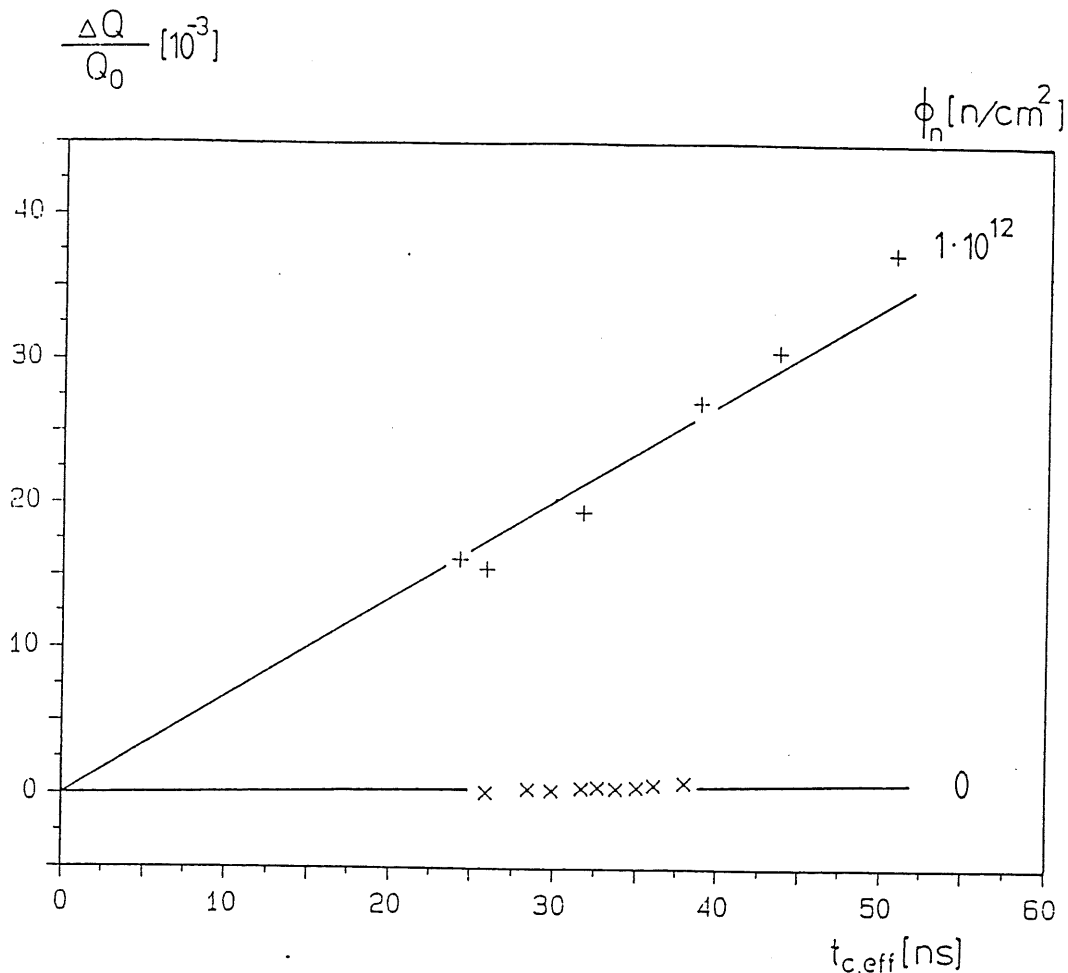


Fig. 24: Ladungssammlungsverlust bei α -Rückenschuß

Beide Graphiken zeigen, daß der Ladungssammlungsverlust mit zunehmender Neutronenfluenz wächst, gegenüber praktisch vollständiger Ladungssammlung des ungeschädigten Detektors. Dies ist auf die zunehmende Störstellendichte zurückzuführen und korrespondiert mit der gemessenen Abnahme der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} .

Die geringe Anzahl an Meßpunkten ergab sich u.a. dadurch, daß die Detektoren im Vakuum z.T. Stromdurchbrüche bei Spannungen im Bereich vollständiger Verarmung aufwiesen. So konnten an einigen Detektoren keine Messungen zur Ladungssammlung durchgeführt werden bzw. an anderen nur begrenzt oberhalb U_d .

Aus den Figuren 23 und 24 lassen sich durch Anpassung von Geraden und Bestimmung derer Steigungen die Trapping-Zeitkonstanten ermitteln.

Fluenz Φ_n [n/cm ²]	τ_-^+ [μ s]	τ_+^+ [μ s]
0	≥ 85	8.23 ± 2.01
$1 \cdot 10^{11}$	5.07 ± 0.64	-
$1 \cdot 10^{12}$	2.33 ± 0.01	0.71 ± 0.06

Tabelle 3: Trapping-Zeitkonstanten

Dabei sollte sich für den Grenzfall verschwindender Ladungssammlungszeit $t_c \rightarrow 0$ der Ladungssammlungsverlust $\Delta Q/Q_0 \rightarrow 0$ ergeben, was in der Anpassung der Geraden mit berücksichtigt wurde.

Aus Tabelle 3 ist ersichtlich, daß die Trapping-Zeitkonstanten auch im geschädigten Fall klein sind gegenüber der Ladungssammlungszeit. Das Ergebnis ist ein Ladungsdefizit von 0.15% durch Elektronen-Trapping gegenüber 1.5% Löcher-Trapping bei vollständig verarmtem Detektor.

Für den Fall des Löcher-Trappings ergibt sich nach $\Phi_n = 1 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ ein von den Erwartungen abweichender Kurvenverlauf. Hier scheint das Trapping-Modell für inhomogene Feldstärke (GRA88) den Ladungssammlungsprozeß nicht ausreichend genau zu beschreiben.

Dem entgegen stehen Messungen an Detektoren aus hochohmigerem ($\rho = 5 \text{ k}\Omega\text{m}$) n-Silizium (ROL89), wobei dort bei Spannungen oberhalb U_d bis zu $U \approx 2 U_d$ gemessen wurde.

Diese wurden bei den hier diskutierten Detektoren nicht erreicht (Fig. 21, 22). Daher bietet die niedrige Feldstärke am Erzeugungsort der Ladung Q_0 beim Einschub des α -Teilchens durch die Rückelektrode einen Erklärungsansatz. Hinzu kommt die Bragg-Verteilung der α -Teilchen im Silizium.

Ein Teil der Elektron-Loch-Paare entstehen daher im Bereich einiger 100 V/cm, während beim α -Fronteinschub, bei vergleichbarer Spannung, die Feldstärke dort ca. $1 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ beträgt.

Energieauflösung

Für die Energieauflösung der Detektoren lassen sich ein elektronischer Beitrag ΔE_{e1} und ein Beitrag des Detektors ΔE_D unterscheiden. Statistische Unabhängigkeit vorausgesetzt ergibt sich,

$$\Delta E_{\text{tot}}^2 = \Delta E_D^2 + \Delta E_{e1}^2 + \Delta E_{\alpha}^2 \quad [4.8.]$$

wobei ΔE_{α} den geringen Beitrag der Cm-Quelle darstellt (10.2 keV).

Mit der Halbwertsbreite ΔE_{tot} für die α -Teilchen läßt sich ein Vergleich der Energieauflösung der Detektoren vor und nach Strahlenschädigung durchführen (Fig. 25).

Eine Berechnung des Beitrags des Ladungssammlungsverlustes zur Energieauflösung ΔE_{cc} (cc: charge collection) läßt sich wie folgt durchführen:

$$\Delta E_{cc}^2 = \Delta E_{\text{tot}}^2 - \Delta E_F^2 - \Delta E_{e1}^2 - \Delta E_{\alpha}^2$$

Damit ergibt sich beim α -Fronteinschub nach der Schädigung mit $1 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ ein ΔE_{cc} zu 28.3 keV bei einem ΔE_{e1} von 48.1 KeV sowie ΔE_{tot} von 57 keV. Beim α -Rückeinschub ergibt sich ein ΔE_{cc} zu 76.4 keV.

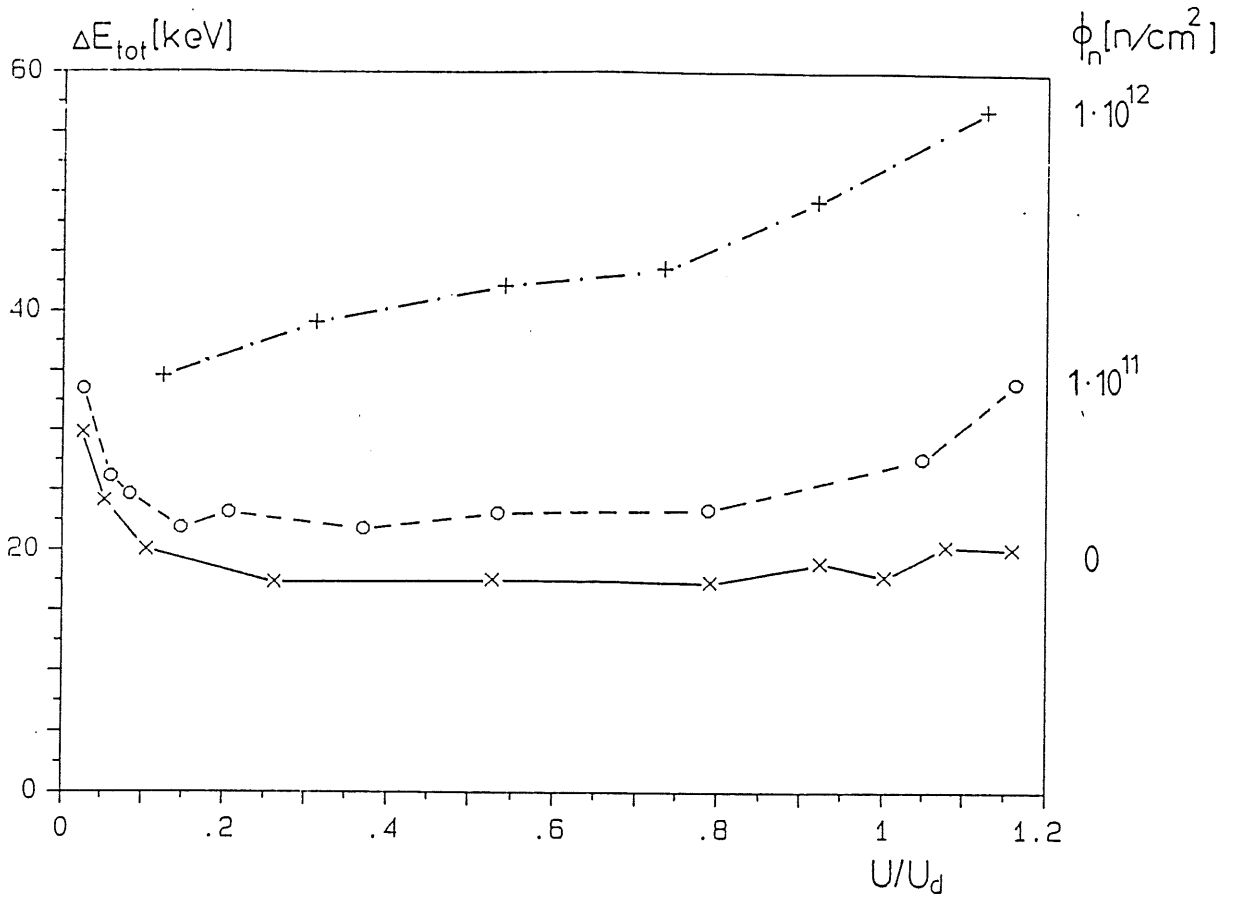


Fig. 25: Energieauflösung ΔE_{tot} der Detektoren bei α -Fronteinschuß

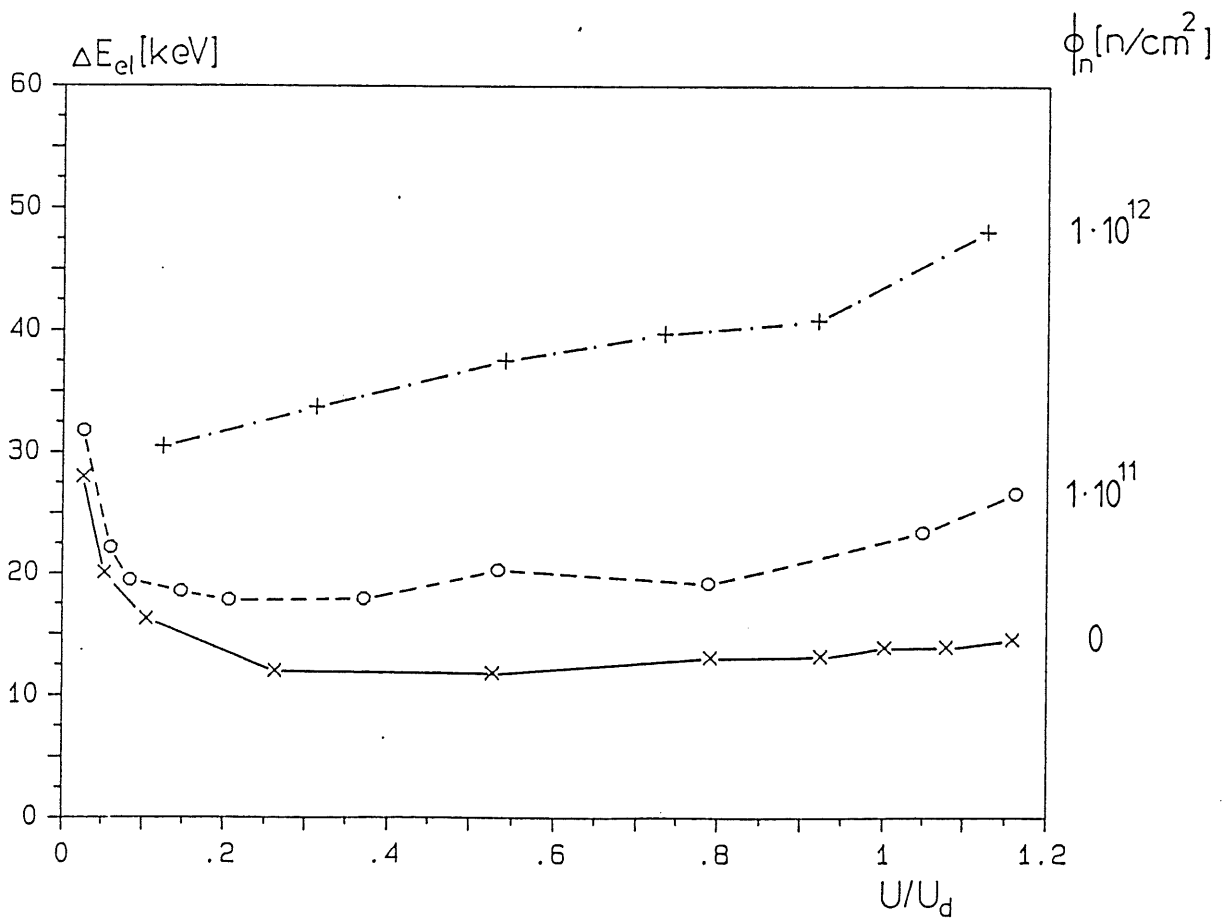


Fig. 26: Elektronisches Rauschen

Die in Fig. 25 dargestellte Verschlechterung der Auflösung zu höheren Spannungen ist auf erhöhte Sperrströme zurückzuführen.

Der rein elektronische Beitrag zur Energieauflösung ergibt sich durch die Halbwertsbreite des Testpulsers, der ein Signal konstanter Amplitude liefert. Die Verbreiterung der Testpuls-Linie dokumentiert Fig. 26.

Ein Vergleich mit der gesamten Energieauflösung ΔE_{tot} (Fig. 25) zeigt, daß bei den vorliegenden Detektoren die Auflösung allein durch das elektronische Rauschen bestimmt wird. Andere Beiträge wie Statistik der Elektron-Loch-Paarerzeugung $\Delta E_F \approx 6 \text{ keV}$ oder Fenstereffekte spielen eine untergeordnete Rolle.

5. Ausheilung

Für den dauerhaften Einsatz der Detektoren z.B. im Kalorimeter ist es notwendig die zeitliche Entwicklung der Strahlenschädigungseffekte zu untersuchen. Bei einer Neutronenfluenz von $1 \cdot 10^{12}$ n/cm² lag der nach Bestrahlung gemessene Sperrstrom bei ≈ 10 μ A. Der hohe Stromwert würde den Detektor für ein Kalorimeter aufgrund des hohen Stromrauschens unbrauchbar machen.

Daher wurden nach der Bestrahlung insbesondere Sperrstrommessungen in regelmäßigen zeitlichen Abständen durchgeführt, wobei eine Abnahme des Stromwerte mit der Zeit zu beobachten ist.

Dieses Verhalten ist eine meßbare Eigenschaft der Ausheilung von Strahlenschäden im Halbleiter-Kristall. Durch die Zufuhr thermischer Energie kommt es zur Migration und Umlagerung von Defekten. So erfolgt die Migration von Gitterleerstellen bereits bei Temperaturen $t \geq 60$ K (WAT65).

Direkt nach der Bestrahlung bzw. bei längeren Bestrahlungszeiten auch währenddessen, erfolgt ein sog. "short-term-annealing". Hierbei kommt es in einem Zeitraum von 1μ s bis $1 \cdot 10^3$ s zur Umlagerung nicht stabiler Defekte und deren Rekombination bzw. Umwandlung in Defekte, die von Meßverfahren nicht gesehen werden.

Weitere Ausheilverfahren sind das isochronale sowie isothermale Ausheizen [Kap. 5.3].

5.1. Ausheilung bei Raumtemperatur

Eine Form der isothermalen Ausheilung bei Raumtemperatur ist in Fig. 27 dargestellt. Daran läßt sich eine Analyse der zeitabhängigen Ausheilung von Strahlenschäden bei Raumtemperatur durchführen.

Dabei ist die Sperrstromabnahme $\Delta I(t)$ logarithmisch gegen die Zeit t nach Bestrahlung aufgetragen. Da die Graphik Meßwerte 6 verschiedener Detektoren bei versch. Fluenzen (s. Tab. 1) beinhaltet, wurde $\Delta I(t)$ auf einen Zeitpunkt $t = 396$ min nach Bestrahlungsende normiert.

Die Darstellung in Fig. 27 ist motiviert durch die Annahme, daß eine Defektart der Konzentration N_0 im Zeitintervall dt um dN abnimmt (VLI80).

$$N = N_0 \exp(-t/\tau) \quad [5.1.]$$

τ : Zeitkonstante

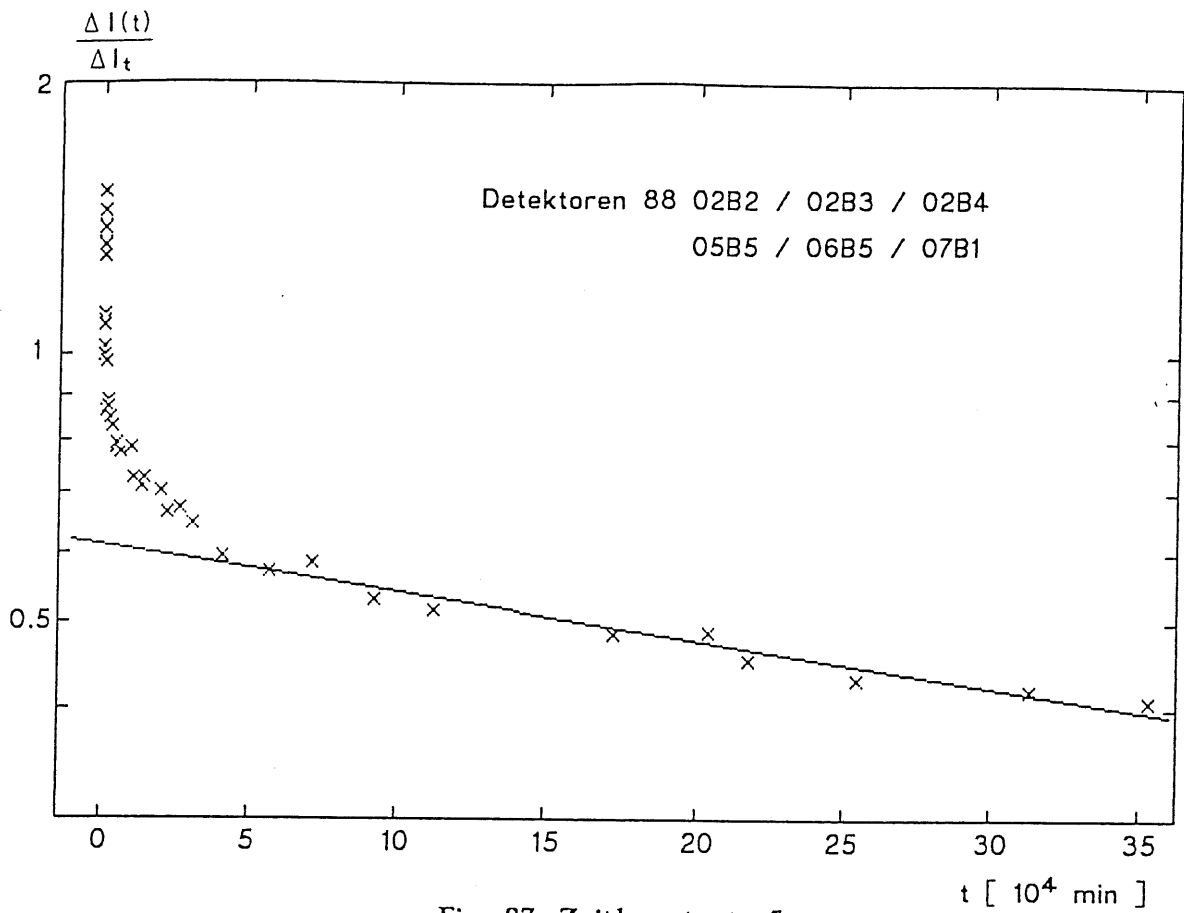


Fig. 27: Zeitkonstante τ_1

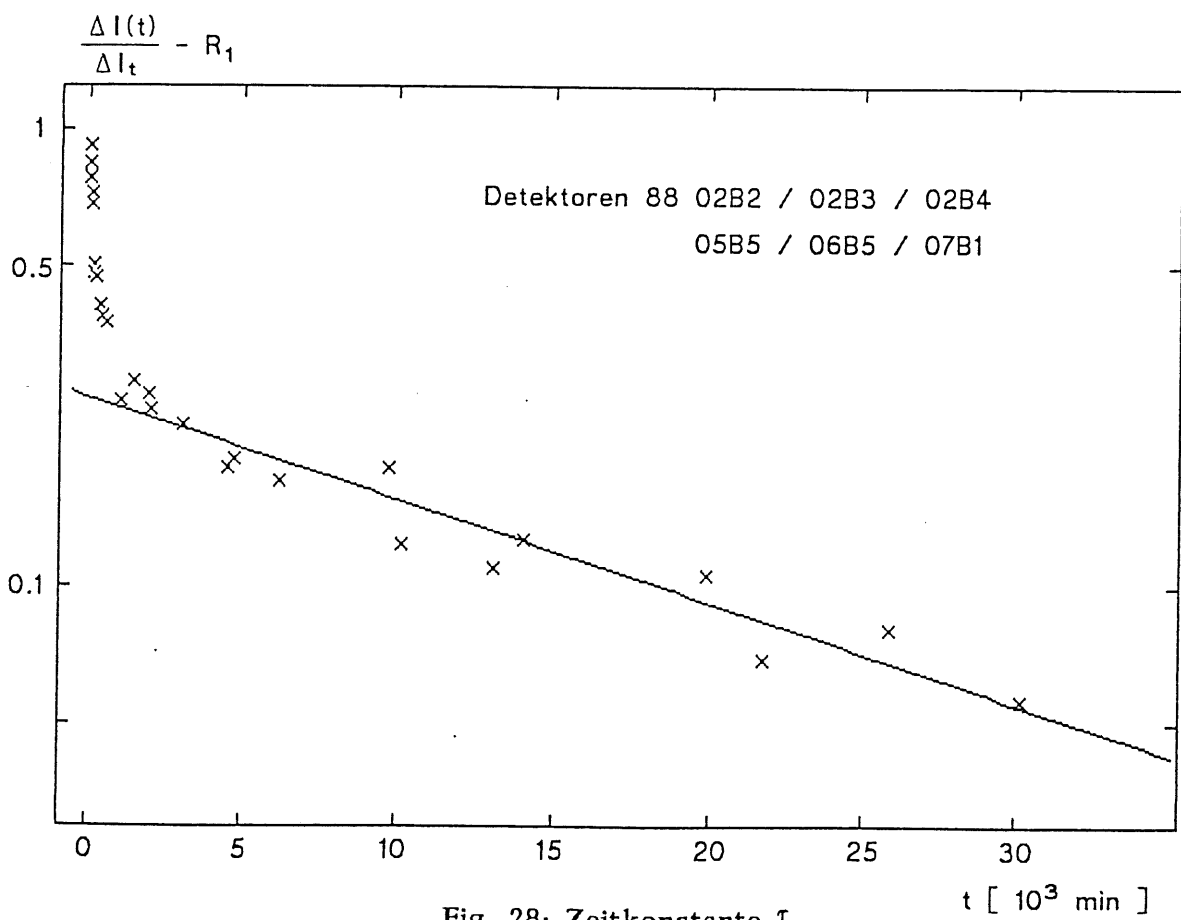
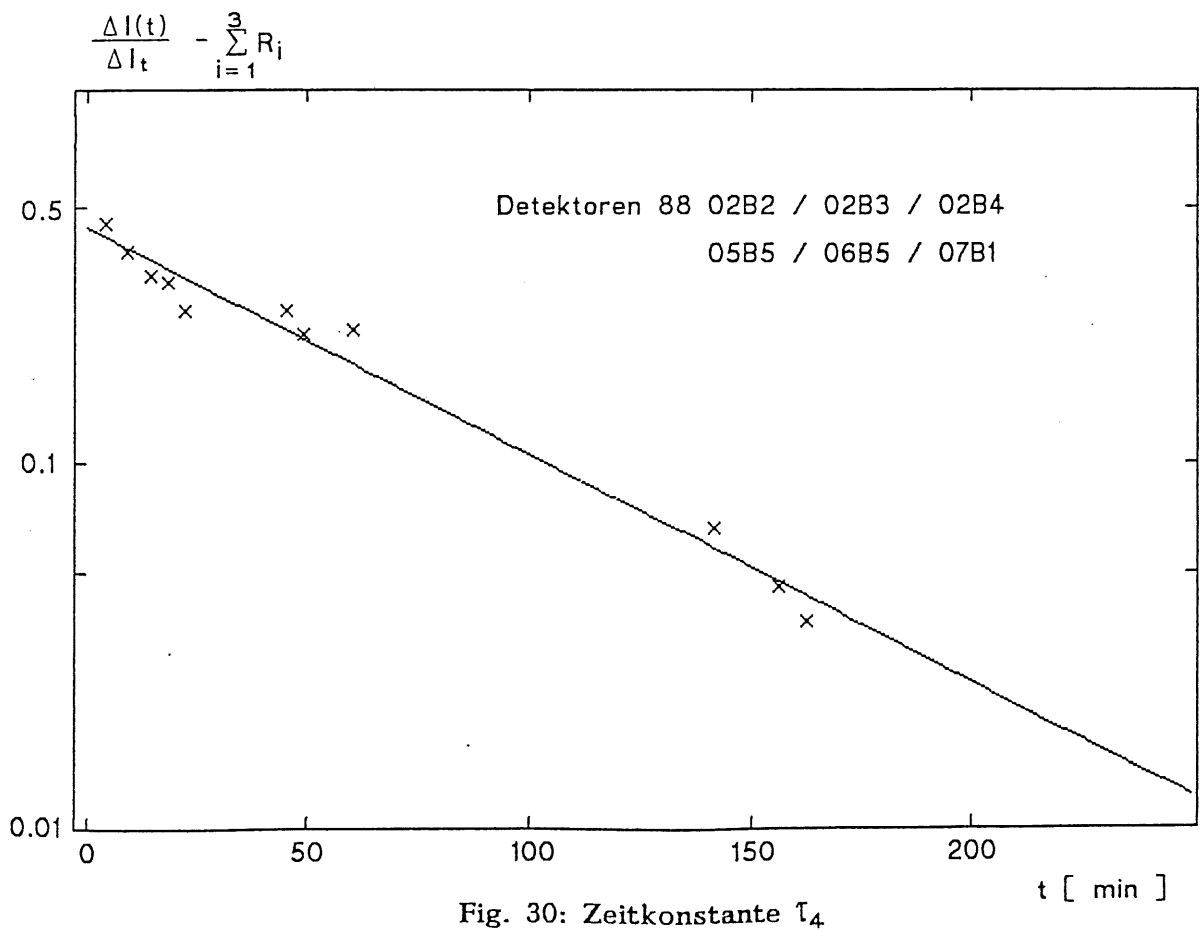
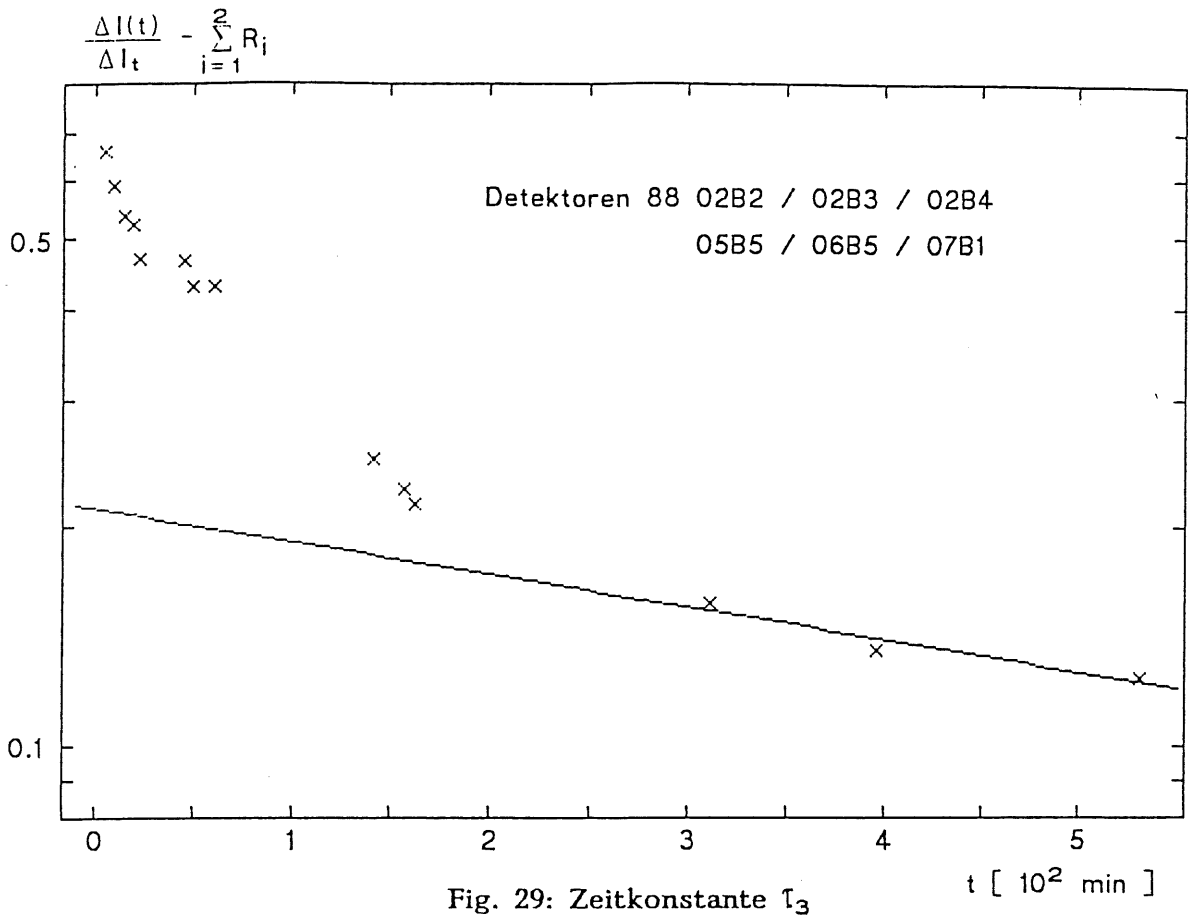


Fig. 28: Zeitkonstante τ_2



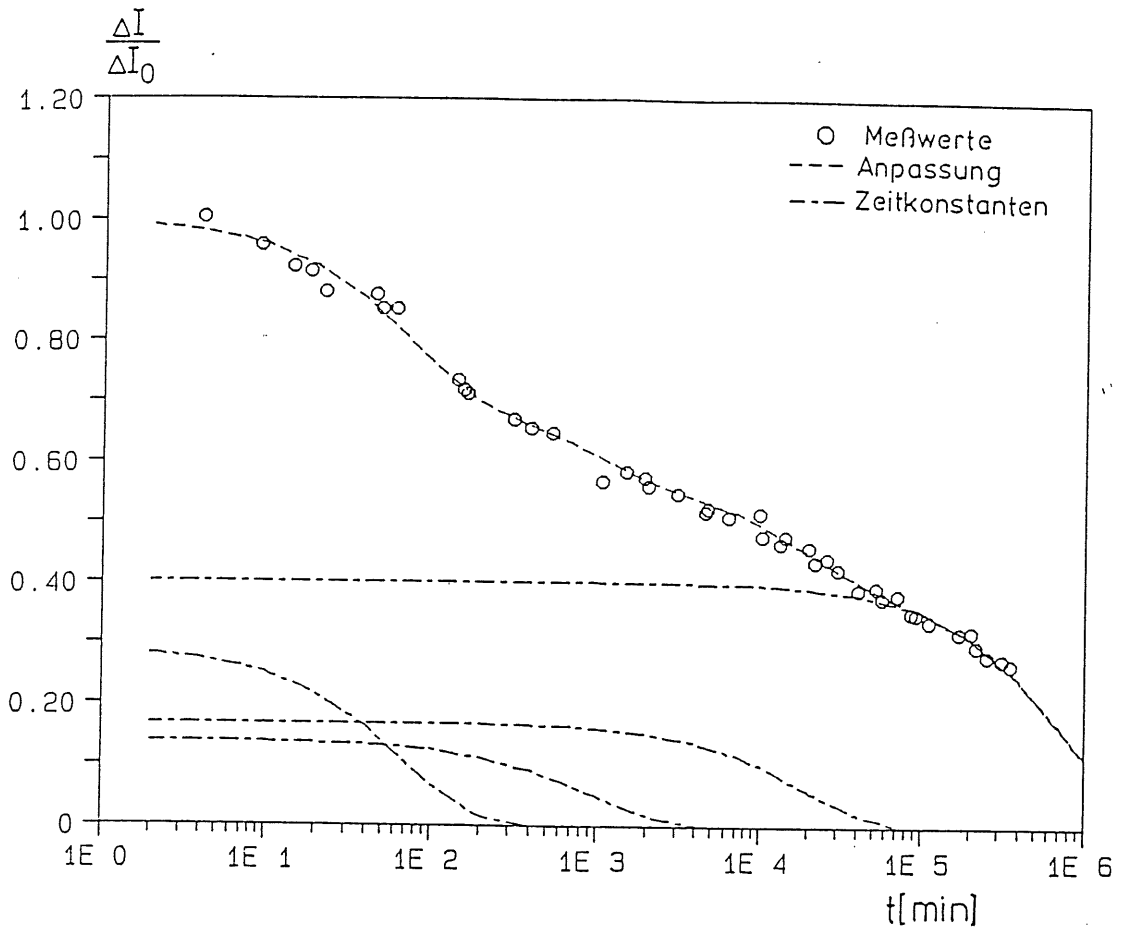


Fig. 31: Nicht ausgeheilter Sperrstromanteil (bei $T = 473 \text{ K}$) sowie Zeitkonstanten mit rel. Amplituden

Für die hier vorliegenden verschiedenen Defektarten wurde eine Anpassung mit dem folgenden Funktionansatz durchgeführt:

$$\frac{\Delta I(t)}{\Delta I_t} = \sum_i A_i \exp(-t/\tau_i) \quad [5.2.]$$

mit $\Delta I(396 \text{ min}) = \Delta I_t$

Die sich daraus ergebenden Zeitkonstanten τ_i ($i=1,\dots,4$) sowie relativen Amplituden A_i sind in den Fig. 27-30 sowie Tab. 4 dargestellt. Hierbei wurde jeweils der Beitrag $R_i(t)$ der nächst größeren Zeitkonstanten subtrahiert. Zudem sind die angepassten Exponentialfunktionen eingezeichnet.

i	τ_i [min]	A_i
1	$(8.1 \pm 0.5) \cdot 10^5$	0.40 ± 0.01
2	$(1.9 \pm 0.1) \cdot 10^4$	0.17 ± 0.01
3	$(9.7 \pm 2.8) \cdot 10^2$	0.14 ± 0.02
4	70 ± 4	0.29 ± 0.02

Tabelle 4: Zeitkonstanten τ_i und relative Amplituden A_i

Für τ_j ergibt sich somit ein Bereich von:

$$70 \text{ min} \leq \tau_j \leq 1.5 \text{ a}$$

Ein Vergleich des gemessenen, nicht ausgeheilten Stromanteils $\Delta I / \Delta I_0$ ($\Delta I = [I(t) - I \text{ vor Bestrahlung}]$, $\Delta I_0 = [I \text{ nach Bestrahlung} - I \text{ vor Bestrahlung}]$) mit der angepassten Funktion nach Gl. [5.2.] zeigt eine gute Übereinstimmung (Fig. 31). Die eingezeichneten relativen Amplituden dokumentieren die starke Gewichtung (40%) der längsten Zeitkonstanten. Dennoch läßt sich eine Reduzierung des Sperrstroms bei Raumtemperatur um 50% in ca. 7 Tagen konstatieren.

5.2. Ausheilung während der Bestrahlung

Eine genaue Messung des Sperrstromanstiegs zum Bestrahlungsende ist aufgrund der Meßprogrammdauer nicht möglich gewesen. Neben der fortschreitenden Ausheilung der Strahlenschäden bis zum Meßzeitpunkt ist bei längeren Bestrahlungszeiten die Ausheilung während der Bestrahlung zu berücksichtigen.

Ein Vergleich der Bestrahlungszeiten T mit der kürzesten Zeitkonstanten $\tau_4 = 70 \text{ min}$ rechtfertigt für relative kurze Zeiten $T \leq 5.5 \text{ min}$ eine Vernachlässigung etwaiger Korrekturen. Für die mit $1 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ bestrahlten Detektoren 8735B6 und 8738B5 ist dies dagegen bei einer Bestrahlungsdauer von $T = 27 \text{ min}$ nicht der Fall.

Mit der Annahme, daß der Sperrstrom bei konstantem Fluß linear mit der Zeit zunimmt, folgt:

$$I = a t' \quad \text{für} \quad 0 \leq t' \leq T \quad [5.3.]$$

I: Sperrstrom T: Bestrahlungsdauer

Dieser tatsächliche I-Wert ist infolge sich überlagernder Ausheilung nicht meßbar. Gemessen dagegen wird der beschriebene exponentielle Abfall des Sperrstroms.

$$dI_m = a \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt' \quad t' \leq t \quad [5.4.]$$

Für die Bestrahlungszeit T ergibt sich damit der meßbare Sperrstromanstieg zu:

$$I_m = \int_0^T a \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt'$$

$$= a \tau \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left[\exp\left(\frac{T}{\tau}\right) - 1 \right] \quad [5.5.]$$

mit $t \rightarrow T$ folgt $I_m(T) = a \tau \left[1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right) \right] \quad [5.6.]$

Damit ergibt sich für den tatsächlichen Sperrstromwert nach Gl. [5.3.]:

$$I(T) = a T$$

$$= I_m(T) \frac{T}{\tau} \left[1 - \exp \left(- \frac{T}{\tau} \right) \right]^{-1} \quad [5.7.]$$

Aus dem Ausheilverhalten der Strahlenschäden sowie der daraus ermittelten Ausheilfunktion nach Gl. [5.2.] ergibt sich eine Unterscheidung in der Berücksichtigung von Ausheilung. Da die 3 Zeitkonstanten τ_1, τ_2, τ_3 groß sind gegenüber der Bestrahlungsdauer, wird für diese eine näherungsweise lineare Zunahme im Sperrstrom während der Bestrahlung angesetzt.

Folgender Ansatz berücksichtigt nur die mit der kürzesten Zeitkonstanten τ_4 ausheilenden Strahlenschäden.

$$I_m = a_0 T + a_1 \tau_4 \left[\exp \left(\frac{T}{\tau_4} \right) - 1 \right] \exp \left(- \frac{t}{\tau_4} \right) \quad [5.8.]$$

Für eine kurze Bestrahlungsdauer $T \ll \tau_4$ vereinfacht sich obige Gleichung zu:

$$I_m = a_0 T + a_1 T \exp \left(- \frac{t}{\tau_4} \right) \quad [5.9.]$$

Die Bestimmung der Konstanten a_0 und a_1 erfolgt daher am Beispiel des Detektors 8806B5 mit den Eingangsparametern $T = 5.5$ min sowie $\Delta I(t=0) = 1.36 \mu A$.

Hiermit ergibt sich:

$$a_0 = 148.6 \frac{nA}{min} \quad a_1 = 107.2 \frac{nA}{min}$$

Mit diesen Konstanten läßt sich für die längere Bestrahlungsdauer $T = 27$ min am Detektor 8735B6 der tatsächliche Sperrstromanstieg nach Gl. [5.3.] ermitteln.

Unter Berücksichtigung des von Detektor 8806B5 abweichenden Neutronenflusses sowie der unterschiedlichen Detektordicke ergibt sich:

$$\frac{\Delta I}{A}(T) = 7.36 \mu A/cm^2$$

Die lineare Extrapolation aus 2 h nach Bestrahlungsende durchgeführten Sperrstrom-Messungen unterschätzt mit $5.46 \mu A/cm^2$ deutlich den obigen Wert. Dagegen erfolgt durch die Anwendung der Ausheilfunktion nach Gl. [5.2.] eine Überschätzung zu $7.52 \mu A/cm^2$.

Dies ist dadurch erklärbar, daß zur Bestimmung der Ausheilfunktion nur kurzzeitig ($T \leq 5.5$ min) bestrahlte Detektoren herangezogen wurden, d.h. ein nahezu linearer Anstieg der Schädigung angenommen wird. Zudem ist für die länger bestrahlten Detektoren eine andere Gewichtung der Zeitkonstanten zu erwarten.

5.3. Isochronales Ausheizen

Gegenüber der Ausheilung bei Raumtemperatur existiert, neben dem isothermalen, mit dem isochronalen Ausheizverfahren eine weitere Methode zur Beseitigung von Strahlenschäden. Hierzu wurde der Detektor 8802B3, der mit einer Neutronenfluenz von $1 \cdot 10^{12}$ n/cm² bestrahlt wurde, verwendet.

Die thermische Prozedur bestand darin, daß der Detektor in 20 K Schritten im Bereich $T = 313$ K, ..., 493 K in einem Quarzrohr für jeweils 1 h geheizt wurde. Vor und nach jedem Temperaturschritt erfolgten Sperrstrom- sowie Kapazitätsmessungen, wobei der Detektor auf Raumtemperatur abgekühlt wurde.

Um das Verfahren in einer reproduzierbar definierten Atmosphäre ablaufen zu lassen, wurde der Heizvorgang bei einem Gasfluß (N_2 , O_2) von 2.5 l/min durchgeführt. Dabei wurde ein Mischungsverhältnis $N_2:O_2$ von 4:1 gewählt, was in etwa dem von Luft entspricht.

Ausgehend von den Meßwerten sind die Ergebnisse der Ausheizprozedur in den Figuren 33 und 34 dargestellt. Der in Fig. 33 aufgetragene nicht ausgeheilte Stromanteil $\Delta I/\Delta I_0$ ($\Delta I = [I \text{ nach Temperatur} - I \text{ vor Bestrahlung}]$, $\Delta I_0 = [I \text{ nach Bestrahlung} - I \text{ vor Bestrahlung}]$) zeigt die Abnahme des Sperrstroms zu höheren Temperaturen.

Ab ca. 325 Kelvin ist eine nahezu gleichförmige Abnahme zu verzeichnen, die in Einklang mit Messungen von Stein (STE66) an mit Neutronen bestrahltem n-Silizium steht. Die sich andeutenden Stufen bei ca. 370 K und ca. 430 K könnten nach Frank (FRA75) und Corbett (COR76) der Ausheilung von V-P und V-V Komplexen zugeordnet werden.

Allgemein bilden Cluster ein gegenüber Einfachdefekten effektiveres Rekombinationszentrum aufgrund des sich einstellenden lokalen pn-Übergangs (GOS59). Vorstellbar ist die Ausheilung durch Verkleinerung des Clustervolumens (VLI72), wobei durch die Zufuhr thermischer Energie Cluster aufgebrochen werden und die dabei entstehenden Leerstellen V mit Zwischengitteratomen I rekombinieren können bzw. andere Punktdefekte bilden. So wurde z.B. von Whan (WHA66) durch Infrarotspektroskopie eine Zunahme von V-O Komplexen bei isochronalen Ausheizprozeduren festgestellt. Nach seinen Messungen nehmen diese in einem Temperaturbereich von 220 K bis 550 K zu und danach ab.

Das in Fig. 33 existierende Minimum des nicht ausgeheilten Sperrstromanteils bei $T = 473$ K entspricht einer prozentualen Abnahme gegenüber dem Sperrstromanstieg direkt nach Bestrahlung von 83%. Darüber hinaus kommt es zu einer Zunahme im Sperrstrom, die auf die Bildung von Komplexdefekten höherer Ordnung (V_3 , V_4 , V_5) zurückführbar ist (COR76).

Die Sperrstromabnahme während des isochronalen Verfahrens und damit zusammenhängende Ausheilung von Strahlenschäden korrespondiert nicht mit einer Zu-

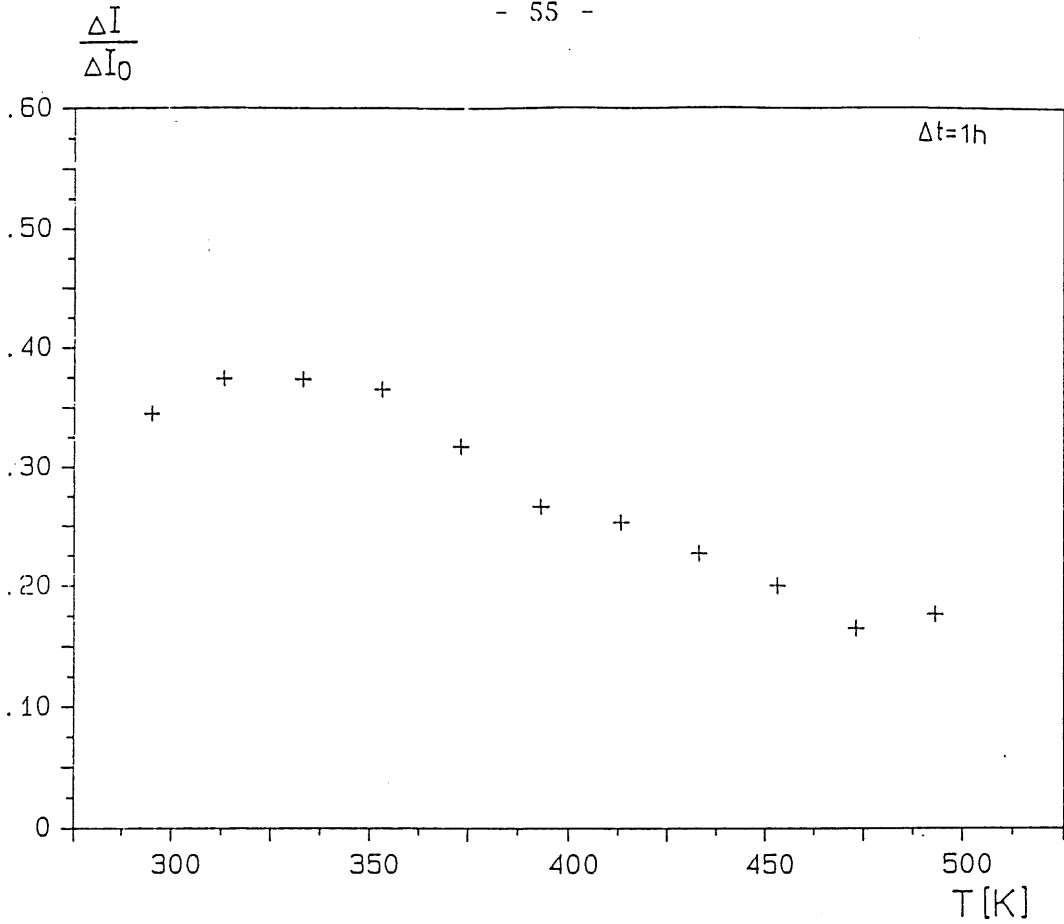


Fig. 33: Nichtausgeheilter Sperrstromanteil bei Isochronalem Ausheizen $\Delta t = 1h$

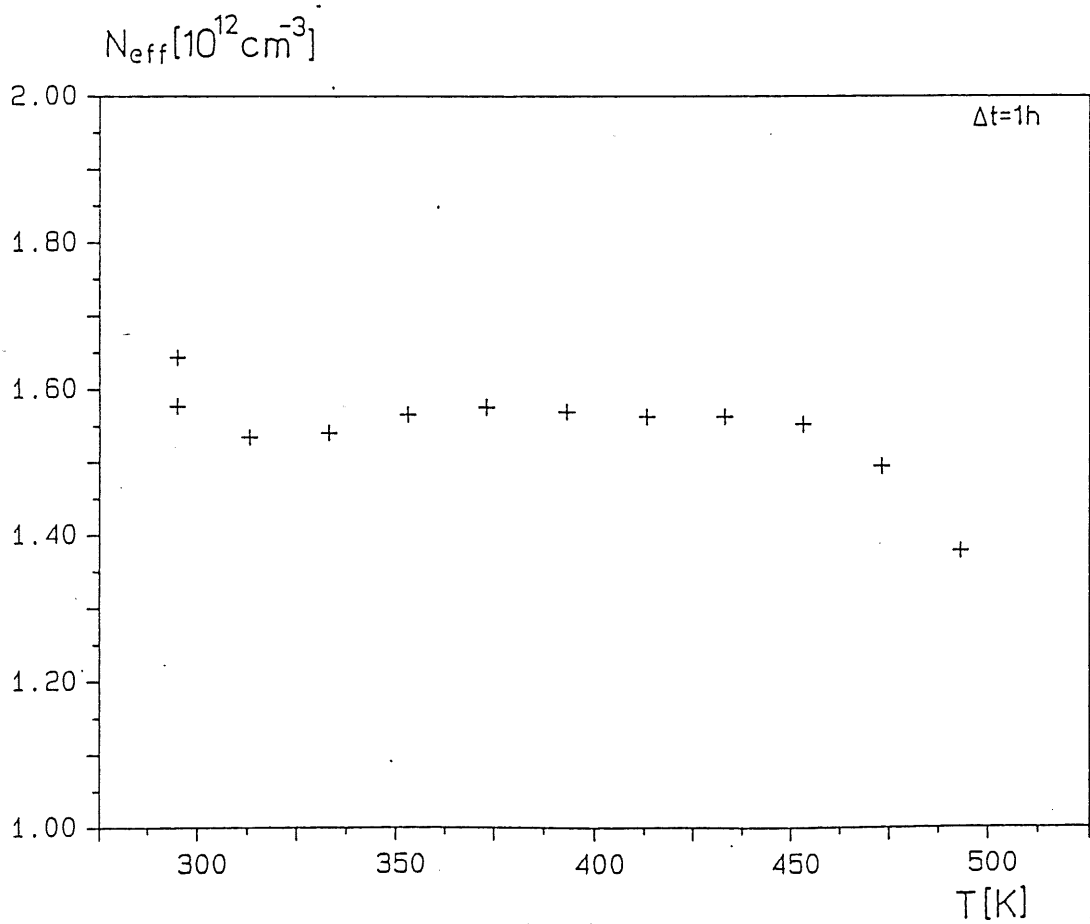


Fig. 34: Effekt. Dotierungskonzentration bei Isochronalem Ausheizen $\Delta t = 1h$

nahme der effektiven Dotierungskonzentration (Fig. 34). Für $T \leq 370$ K zeigt sich ein leichter Anstieg, jedoch schließt zu Temperaturen bis ≈ 450 K ein Plateau nahezu konstanter N_{eff} -Werte an.

Eine Erklärung dafür ist das Aufbrechen von VP-Komplexen sowie damit einhergehend die Ausbildung von Doppelleerstellen VV, die sowohl Donator- als auch Akzeptorcharakter haben.

Bei einer Temperatur $T > 450$ K zeigt Fig. 34 eine deutliche Abnahme der freien Ladungsträgerkonzentration, die sich im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht erklären läßt.

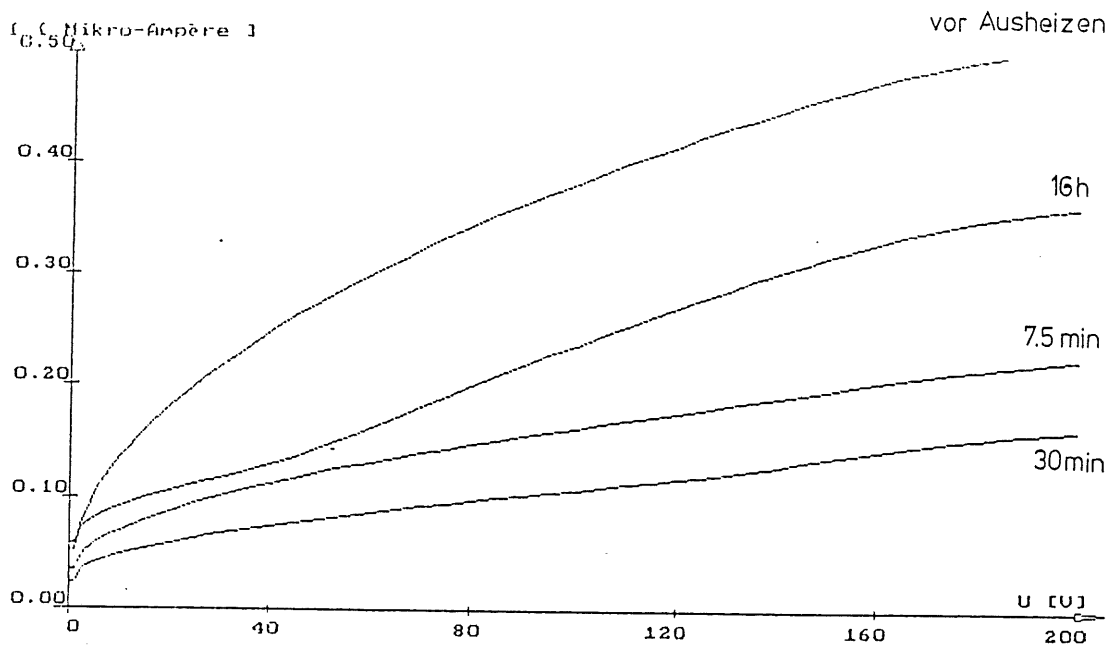


Fig. 35: Sperrstrom beim Isothermalen Ausheizen bei $T = 473$ K

Ein Beispiel für die Effizienz des isothermalen Verfahrens liefert die am Detektor 8802B4 ($1 \cdot 10^{12}$ n/cm²) vorgenommene Ausheizprozedur. Dabei wurden bei festem $T = 473$ K die Heizperioden von 7.5 min bis auf integral 16 h jeweils verdoppelt. Atmosphäre sowie Quarzrohr wurden gegenüber dem isochronalen Prozeß nicht geändert.

In Fig. 35 wird die drastische Sperrstromerniedrigung schon nach der ersten Heizperiode von $\Delta t = 7.5$ min deutlich. Der Wert reduziert sich auf 16% des Sperrstromanstiegs direkt nach Bestrahlung. Diese Tendenz setzte sich fort bis zu $\Delta t = 2$ h. Danach erfolgte ein Anstieg im Sperrstrom ("reverse-annealing"), wobei sich außerdem ab einer Heizdauer von $\Delta t = 1$ h die Sperrstromcharakteristik verändert.

Genauere Aussagen über vorliegende Defektarten sind prinzipiell mit einem DLTS-Verfahren ("deep-level-transient-spectroscopy") möglich. Damit können nach Bestimmung der Aktivierungsenergien die Defektarten identifiziert werden.

6. MOS-Strukturen

Bisher wurden nur Strahlenschädigungseffekte diskutiert, die im Silizium-Bulkmaterial entstehen. Dagegen besteht der Detektor neben einer Oberflächensperrschicht und dem Bulkmaterial aus einer MOS-Randstruktur (Metall-Oxyd-Silizium). Diese ergibt sich durch das Überlappen der Goldschicht (Frontelektrode) über den oxydpassivierten Siliziumrand (s. Fig. 5).

Daher ist es auch von Bedeutung charakteristische Eigenschaften der MOS-Struktur vor und nach Bestrahlung zu untersuchen. In diesem Zusammenhang sollen hier die wichtigsten Begriffe genannt und erläutert werden (SZE81/NIC82/NAG85).

Bändermodell der MOS-Struktur

Bereits ohne außen anliegende Spannung kommt es bei einer MOS-Struktur zur Verschiebung von Ladungsträgern.

Da die Austrittsarbeit für n-Silizium E_S geringer ist als für das Metall E_m ,

$$\Delta E = E_m - E_S > 0 \quad [6.1.]$$

erfolgt eine Akkumulation von Elektronen an der Si-SiO₂ Grenzfläche (Fig. 36b). Dies bewirkt im n-Silizium eine Bandkrümmung Ψ_S in negativer Richtung. Die akkumulierten Elektronen an der Si-SiO₂-Grenzschicht influenzieren eine positive Oberflächenladung auf der Frontelektrode (Gate).

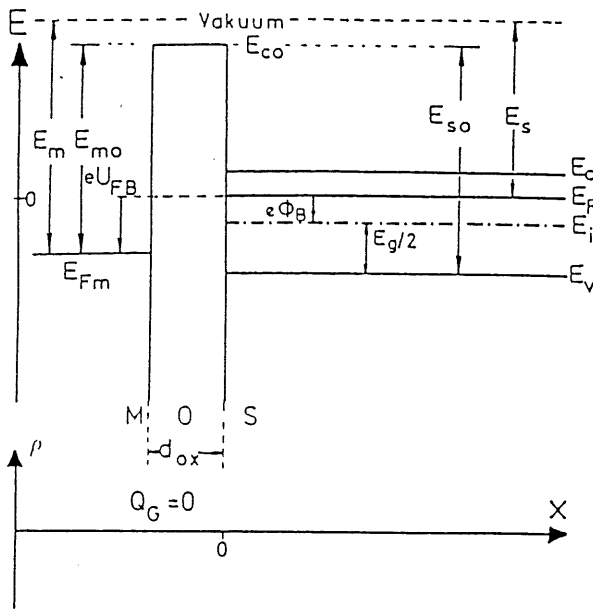
Die sich einstellende Potentialdifferenz kann durch Erniedrigung der Gate-Spannung U_G verkleinert werden. Dabei wird das metallische Fermi-niveau angehoben und die Bandkrümmung im n-Silizium reduziert bis der sog. Flachbandfall $\Psi_S = 0$ erreicht wird (Fig. 36a). Die dazugehörige Spannung U_{FB} (Flachbandspannung) ist eine für MOS-Strukturen charakteristische Größe.

Eine weitere Erniedrigung der Gate-Spannung führt im n-Silizium zu einer positiven Bandkrümmung (Fig. 36c), sowie zur Ausbildung einer Raumladungszone im Silizium. Schließlich kommt es für den Fall $U \gg U_{FB}$ zum Aufbau einer Schicht hoher Löcherkonzentration an der Si-SiO₂ Grenzfläche und damit zur sog. Inversion (Fig 36d).

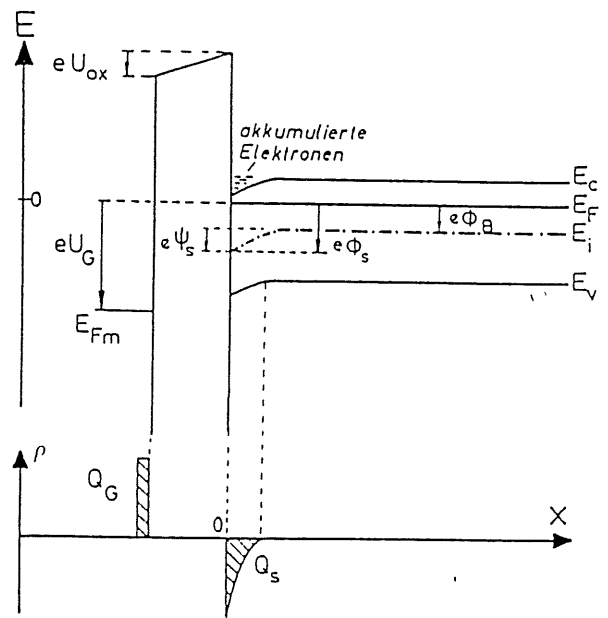
Kapazitätscharakteristik

Das Verhalten der MOS-Struktur bei verschiedenen Gate-Spannungen wird mit Hilfe von Kapazitätsmessungen untersucht. Es läßt Rückschlüsse auf im Oxyd eingeschlossene Ladungen bzw. Grenzflächenzustände zu. Die Kapazitätsmessungen erfolgten mit dem selben Meßaufbau sowie Meßverfahren, wie für Detektoren (Fig. 8).

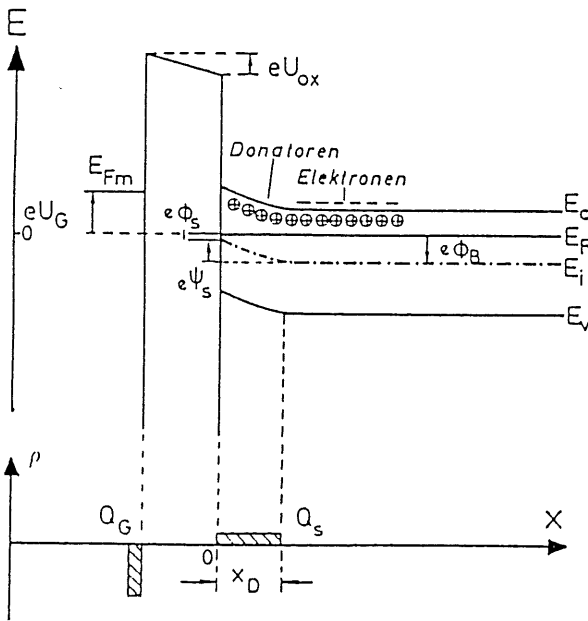
Sie beinhalten die Messung von differentiellen Ladungsänderungen, die durch



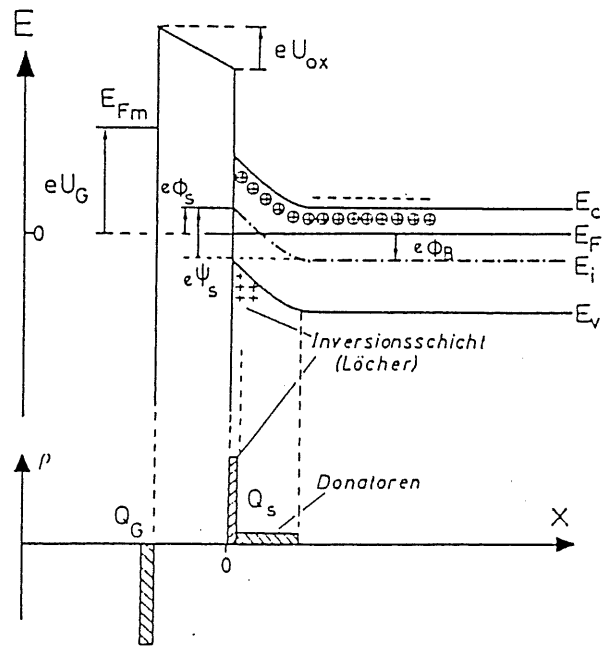
(a) Flachbandfall: $U_G = U_{FB} > 0; \psi_S = 0, \phi_S = \phi_B$



(b) Akkumulation: $U_G > U_{FB}; \psi_S > 0$



(c) Verarmung: $U_G < U_{FB}; 0 > \psi_S > -2\phi_B$



(d) Inversion: $U_G \ll U_{FB}; \psi_S \leq -2\phi_B$

Fig. 36: Bändermodell einer MOS-Struktur (NAG85)

Umladung von Störstellen im Siliziumkristall sowie von Grenzflächenzuständen beeinflusst werden. Daraus resultiert z.B. eine Abhängigkeit von der Frequenz und Amplitude der überlagerten Wechselspannung U_{\sim} (NIC82).

Bei hohen Frequenzen können die tiefen Störstellen bzw. die Grenzflächenzustände dem Signal nicht mehr folgen. Damit tragen nur die Verschiebungsströme am Rand der Verarmungszone zur Kapazität bei. Bei niedriger Frequenz werden Störstellen und Grenzflächenzustände ebenso umgeladen und damit sichtbar.

Der qualitative Verlauf der Kapazitätscharakteristik (Fig. 37a) ergibt sich aus den Ausführungen zum Bändermodell. In der Akkumulation wird die Kapazität durch die des Oxyds $C_{OX} = \epsilon_{OX} A / d_{OX}$ (Flächenbezogen) bestimmt. Mit Verringerung der Potentialdifferenz Metall-Silizium erfolgt eine Abnahme der MOS-Kapazität.

Über den Flachbandfall hinaus ergibt sich mit der einsetzenden Verarmung in einfacher Darstellung eine Reihenschaltung mit der kleineren Siliziumkapazität C_{Si} , was ein Absinken der gesamten Kapazität

$$C_{ges} = \frac{C_{OX} C_{Si}}{C_{OX} + C_{Si}} \quad [6.2.]$$

zur Folge hat. Mit dem Beginn der Inversion erfolgt praktisch keine weitere Ausbreitung der Verarmungszone, da diese durch die Inversionsschicht an der Si-SiO₂-Grenzschicht abgeschirmt wird.

Ladungszustände im Oxyd

Im Vergleich zum nicht oxydierten Si-Wafer erfolgt durch die Oxydierung eine Reduzierung der Grenzflächenzustände (Si-SiO₂). Diese entstehen durch den Abbruch der periodischen Gitterstruktur des Siliziums, sind aber nicht vollständig zu beseitigen. Sie sind kontinuierlich über die Bandlücke verteilt und können, in Abhängigkeit ihrer Lage zum Fermi-niveau, mit dem Leitungs- bzw. Valenzband Ladungen austauschen.

Insgesamt unterscheidet man zwischen folgenden Ladungszuständen:

1. Grenzflächenzuständen Si-SiO₂
2. ortsfesten Ladungen im Übergangsbereich SiO_x / SiO₂
3. im Oxyd eingefangene Ladungen
(z.B. durch ionisierende Strahlung hervorgerufen)
4. mobile Ionen

Sie alle führen zu einer Veränderung der Kapazitätscharakteristik. Eine Auswirkung ist die geringere Verarmungszonentiefe und damit bei vorgegebener Gate-

Spannung eine gegenüber der idealen Kurve höhere Kapazität. Dies beinhaltet eine Verschiebung der Kapazitätskurve zu höheren Spannungen. Eine Maß dafür ist die, aus der Kapazität im Flachbandfall resultierende Spannungsverschiebung ΔU_{FB} .

Bestrahlung mit 14 MeV Neutronen

Um den Einfluß der MOS-Randstruktur nach Bestrahlung der Detektoren mit Neutronen getrennt zu untersuchen, wurden spezielle MOS-Teststrukturen hergestellt. Anders als beim Detektormaterial wurde dabei ein hochohmigeres n-Silizium ($\rho = 5 \text{ k}\Omega\text{cm}$) verwandt. Jede Struktur hat eine Fläche von 7.14 mm^2 , wobei 5 davon auf einem Quadrat. Ausschnitt eines Si-Wafers angeordnet sind.

Die Montage auf die Al_2O_3 - Keramik und Kontaktierung der Strukturen entspricht der der Detektoren.

Die Bestrahlung der MOS-Strukturen erfolgte ebenfalls am Neutronengenerator des UKE unter vergleichbaren Bedingungen, wie sie bei der Bestrahlung der Detektoren gewählt wurden.

MOS-Scheibe	Fluenz [n/cm^2]	Bestrahlungszeit [min]	Abstand zum Fokus [cm]
87 - 12	$1.05 \cdot 10^{12}$	27	7.5
88 - 02	$1.00 \cdot 10^{11}$	3	10

Tabelle 5: Bestrahlungsparameter der MOS-Strukturen

Meßresultate

Die Figuren 36a und 36b zeigen die Kapazitätscharakteristiken zwei verschiedener MOS-Strukturen vor und nach Bestrahlung mit Neutronenfluenzen von $1 \cdot 10^{11} \text{ n}/\text{cm}^2$ bzw. $1 \cdot 10^{12} \text{ n}/\text{cm}^2$.

Ein Vergleich zeigt, daß die Verschiebung im Flachbandbereich für die höhere Fluenz deutlich größer ist. Dies ist, nach dem oben ausgeführten, auf eine Zunahme strahleninduzierter Ladungszustände im Oxyd und an der Si-SiO₂-Grenzschicht zurückzuführen.

Für die Struktur 8802-1 vor bzw. für die Struktur 8712-1 nach Bestrahlung zeigt sich eine geringfügige Hysterese, die damit aber mit großer Wahrscheinlichkeit kein Bestrahlungseffekt ist.

Die höhere Minimumkapazität gegenüber dem ungeschädigten Fall bei der Struktur 8712-1 ist verständlich, da der gemessene parallele Leitwert G in diesem Spannungsbereich einen deutlichen Anstieg zeigt (Fig. 37c).

87 MOS 12-1 0.5 kHz

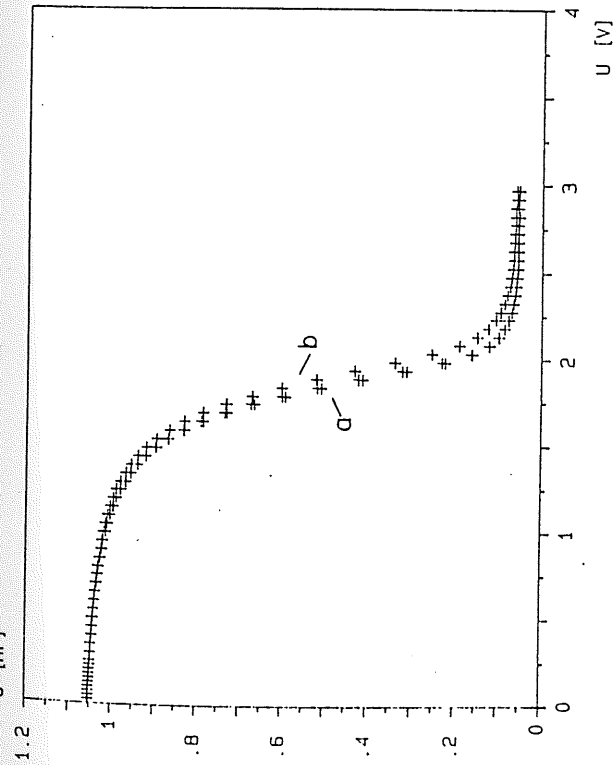


Fig. 37 a: C-V Charakteristik (f=500Hz) a) vor b) nach Bestrahlung mit $\Phi = 1 \cdot 10^{11}$ n/cm²

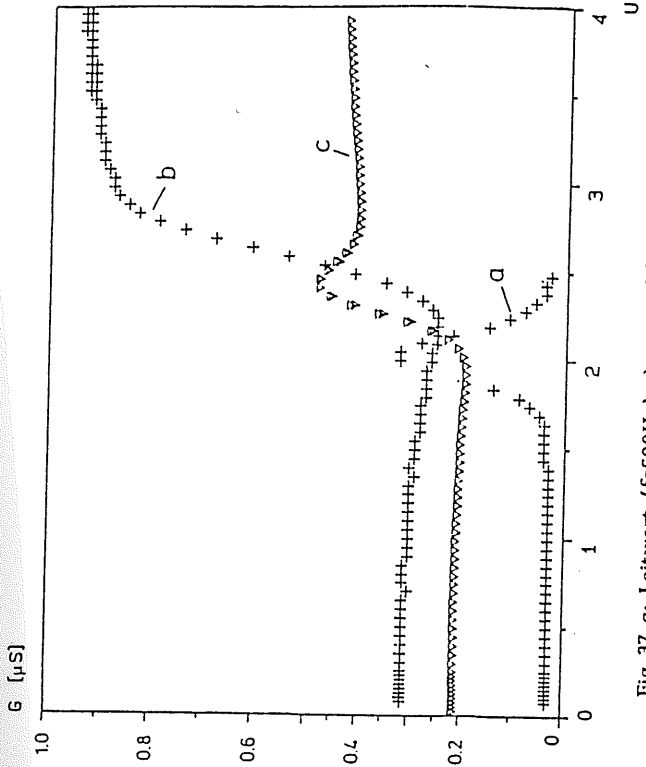


Fig 37 c: Leitwert (f=500Hz) a) vor b) nach Bestrahlung mit $\Phi = 1 \cdot 10^{12}$ n/cm² c) nach 1h/473 K

87 MOS 12-1 0.5 kHz

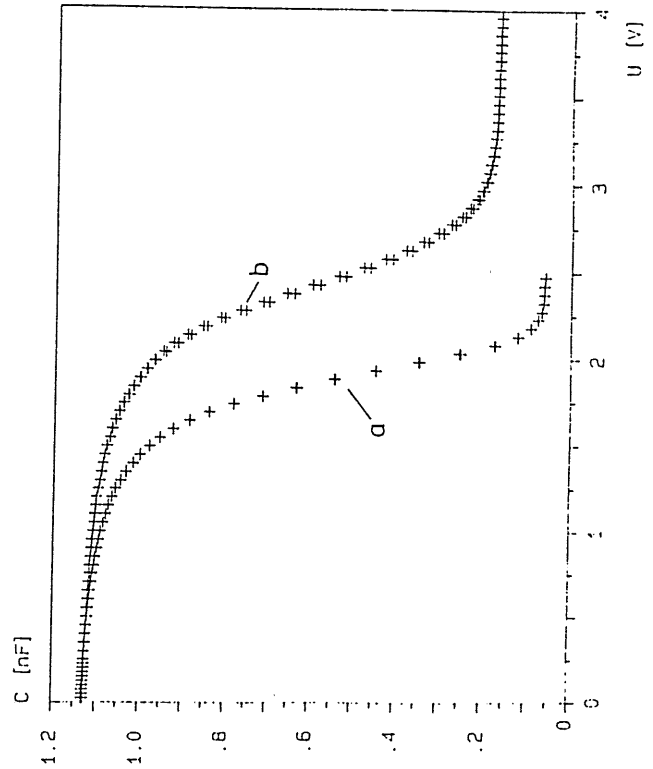


Fig 37 b: C-V Charakteristik (f=500Hz) a) vor b) nach Bestrahlung mit $\Phi = 1 \cdot 10^{12}$ n/cm²

87 MOS 12-1 0.5 kHz

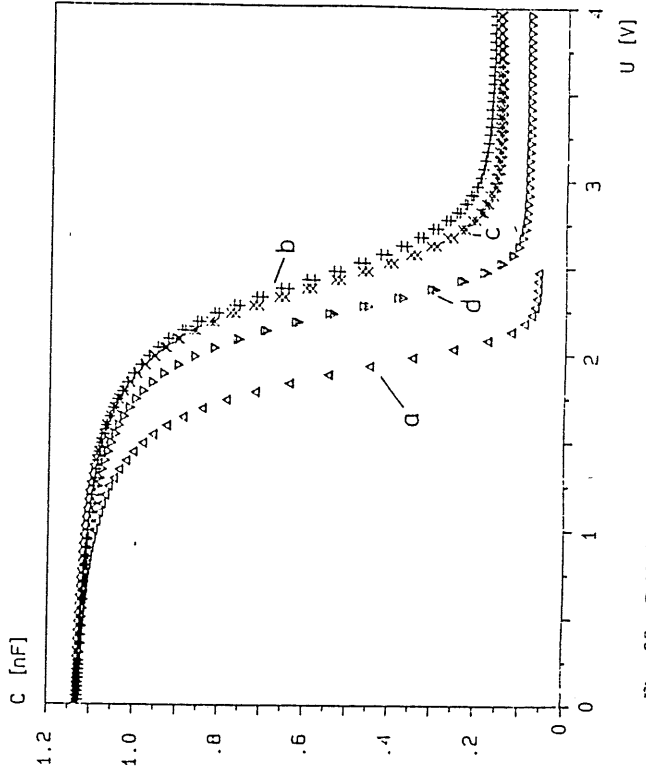


Fig. 38: C-V Charakteristik (f=500Hz) a) vor b) nach Bestrahlung mit $\Phi = 1 \cdot 10^{12}$ n/cm² c) 24 d) danach d) nach 1h/473 K

Dies ist auf ein Trapping der Ladungsträger in tiefen Störstellen im Silizium zurückzuführen ("bulk-trapping"). Nach Nicollian (NIC82) bilden Bulk-Traps in der Inversion den dominierenden Anteil an Generations- bzw. Rekombinationszentren für freie Ladungsträger. Der erhöhte Leitwert im Flachbandbereich vor der Schädigung resultiert aus der Umladung von Grenzflächenzuständen am Si-SiO₂-Übergang (NIC82).

Über Erzeugungsmechanismen von Ladungszuständen im Oxyd bzw. an der Grenze Si-SiO₂ durch Neutronen ist in der Literatur wenig bekannt. Daher kann im Rahmen dieser Arbeit auf dieses Problem nicht näher eingegangen werden.

Ausheilung

Analog zur Betrachtung der Detektoren ist bei den MOS-Strukturen ein Ausheil-effekt zu beobachten. Aus Fig. 38 kann entnommen werden, daß bei der isotherma-len Ausheilung bei Raumtemperatur, die Verschiebung im Flachbandbereich leicht zurückgeht.

Einen deutlicheren Effekt bewirkt ein Ausheizen bei höheren Temperaturen. Da-bei wurden bei einer konstanten Heizperiode von $\Delta t=1$ h die Temperaturen 323 K, 373 K, 423 K und 473 K durchlaufen (isochronal).

Die danach bei Raumtemperatur erfolgten Messungen ergaben einen deutlichen Rückgang der Verschiebung im Flachbandbereich nur bei 373 K und 473 K.

Bei der in Fig. 38 eingezeichneten Kurve nach Temperung bei 473 K beträgt er ca. 50 %. Dies wird auch durch den deutlichen Rückgang des Leitwerts nach $\Delta t=1$ h/473 K gestützt (Fig. 37c). Es läßt auf eine Ausheilung von Defekten im Si-lizium-Bulk schließen und bewirkt eine Abnahme der Minimumkapazität mit fort-schreitender Ausheilung.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zur Strahlenschädigung von Oberflächensperrschicht-Detektoren vorgenommen. Diese bestehen aus mit Phosphor dotiertem n-Silizium und wurden als spezielle Teststrukturen angefertigt.

Die Bestrahlung erfolgte mit 14.1 MeV Neutronen bei Raumtemperatur an einem T(d,n)-Neutronengenerator. Dabei wurden die Detektoren in einem Fluenzbereich von $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{12}$ n/cm² bestrahlt.

Die Untersuchungen der strahleninduzierten Defekte erfolgte primär anhand von aufgenommenen Dioden- bzw. Kapazitätscharakteristiken sowie Messungen zur Ladungssammlung. Aus einem Vergleich der Messungen vor und nach Bestrahlung ergeben sich folgende Resultate:

Die Zunahme des Sperrstroms mit der Neutronenfluenz erwies sich als absolut linear. Der Sperrstromwert bei einer Fluenz von $1 \cdot 10^{12}$ n/cm² betrug z.B. beim vollständig verarmten Detektor 10 µA. Der lineare Zusammenhang der Sperrstromzunahme mit der Fluenz wird beschrieben durch die Schädigungskonstante k_T , die zu $(2.21 \pm 0.12) \cdot 10^{-7}$ cm²/s ermittelt wurde.

Aus der Literatur dazu bekannt sind Messungen an ebenso mit 14 MeV Neutronen bestrahlten Oberflächensperrschicht-Detektoren von West (WES84). Diese ergeben eine Schädigungskonstante von $(1.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-7}$ cm²/s. Dabei wurden die Bestrahlungsschritte auf mehrere Tage verteilt, womit ein Ausheilungseffekt zu berücksichtigen wäre. In diesem Rahmen ergibt sich daher eine gute Übereinstimmung der errechneten Konstanten.

Ein Vergleich mit einem an 150 V Sperrspannung bestrahlten Detektor ergibt eine Schädigungskonstante von $(2.19 \pm 0.34) \cdot 10^{-7}$ cm²/s und damit keinen Unterschied zu den offen bestrahlten Detektoren.

Die Erhöhung im Sperrstrom ist auf die Bildung von Defekten zurückzuführen, die als Generations- bzw. Rekombinationszentren für freie Ladungsträger wirken. Damit einhergehend zeigt die ermittelte effektive Dotierungskonzentration N_{eff} eine Abnahme nach Bestrahlung mit einer Fluenz von $1 \cdot 10^{12}$ n/cm² um ca. 15 %.

Die zugrunde liegenden Kapazitätscharakteristiken erlauben keine geschlossene Aussage über die Frequenzabhängigkeit der Detektorkapazität, da durch unterschiedliche Meßzeitpunkte die Ausheilung von Strahlenschäden erfolgte.

Die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration nach Schädigung und deren Auswirkung auf die Feldverteilung ergibt einen nur sehr geringen Effekt auf die Ladungssammlung. Messungen an einem mit $1 \cdot 10^{12}$ n/cm² Detektor ergeben ein Ladungssammlungsdefezit von 0.15 % durch Elektronen-Trapping sowie 1.5 % durch Löcher-Trapping.

Diese geringfügige Verschlechterung gegenüber dem ungeschädigten Detektor rechtfertigt deren Einsatz in Kalorimetern trotz Strahlenschädigung. Zudem wird

z.B. im Sperrstrom schon bei Raumtemperatur eine deutliche Abnahme beobachtet. Der exponentielle Verlauf ergibt 4 Zeitkonstanten im Bereich von 70 min bis 1.5 a.

Dabei reduziert sich der Sperrstrom bereits in 7 Tagen auf 50% des Ausgangswertes nach Bestrahlung. Durch thermisches Ausheizen wurde nach 1 h bei 373 K sogar eine Reduzierung um 83% erreicht.

Somit stellt dies ein effizientes Verfahren dar, den erhöhten Sperrstrom und damit das Stromrauschen strahlengeschädigte Detektoren in kürzester Zeit zu erniedrigen.

Quellenverzeichnis

- (ATT86) Attix Frank H., Introduction to radiological physics and radiation dosimetry, John Wiley & Sons 1986
- (BRO77) Broerse J.J., Burger G., Cappda M., Schraube H., TNO Rijswijk Niederlande 1977
- (BUE71) Büker H., Halbleiterdetektoren für Kernstrahlung, Springer Verlag 1971
- (CAN71) Canalli C., Ottaviani G., Drift velocity of electrons and holes and associated anisotropic effects in silicon, J. Phys. Chem. Solids 32 (1971)
- (COR76) Corbett J.W., Bourgoïn J.C., Cheng L.J., Corelli J.C., Lee Y.H., Mooney P.M., Weigel C., in Radiation Effects in Semiconductors 1976 Conf. Ser. No.31, The Institute of Physics, London und Bristol (1977) p.1
- (DAY67) Day R. B., Dearnaley G., Palms J. M., Noise, Trapping and energy resolution in semiconductor gamma ray spectrometers, IEEE NS 14 487 (1987)
- (FRA75) Frank W., Lattice Defects in Semiconductors 1974 Conf. Ser. No.23, The Institute of Physics London und Bristol (1975) p.23
- (FRA69) Frank M., Stolz W., Festkörperdosimetrie ionisierender Strahlung, Teubner Verlag (1969)
- (FRE89) Fretwurst E., Herdan H., Lindström G., Pein U., Rollwagen M., Schatz H., Thomsen P., Wunstorff R., Silicon detektor development for calorimetry - technology and radiation damage - , 5th European Symposium on Semiconductor Detectors, München (1989)
- (GAR70) Garber D. I., Angular distributions in neutron induced reactions, 3rd Ed. Vol. 1-2 BNL 400 (1970)
- (GOS59) Gossick B. R., Disordered Regions in Semiconductors bombarded by fast neutrons, J. Appl. Phys. 30, 1214 (1959)
- (GRA88) Graf M., Untersuchungen zum intrinsischen Energieauflösungsvermögen und Ladungssammlungsdefizit in Silizium Oberflächensperrschicht-Detektoren, Exp. phys. Diplomarbeit d. Fachbereichs Physik Hamburg 1. Inst. für Exp. Physik (1988)

- (GRO89) Groom D., SSC Workshop on Calorimetry, Tuscaloosa, März (1989)
- (GRU78) -Grube R., Strahlenschädigung von Silizium Halbleiterdetektoren durch Protonen im Energiebereich von 9 bis 21 MeV, Dissertation am Fachbereich Physik, Universität Hamburg, (1978)
- (HOL65) Holmes D. K., Current Problems in the theory of Radiation Damage in Radiation Effects, W. F. Sheely Ed. Gordon and Breach, New York (1965) (Vol. 37 of Metallurgical Society Conferences)
- (LAN64) Landau L. D., Lifshitz E. M., Lehrbuch der theoretischen Physik Mechanik, Akademie Verlag Berlin (1964)
- (LEA70) Leadon R.E., Model for short-term-annealing of neutron damage in p-type silicon, IEEE Trans. Nuc. Sci. NS 17 110 Dez. (1970)
- (MOR54) Morin F.J., Maita J. P., Electrical Properties of Silicon Containing Arsenic and Boron, Phys. Rev. Vol. 96 No. 1 (1954) S. 28
- (NAG85) Nagel J., Untersuchungen an oxydpassivierten Oberflächensperrschicht-Detektoren mit Mosaik-Konfiguration, Exp. Phys. Diplomarbeit des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg (1985)
- (NEU66) Neuert H., Kernphysikalische Meßverfahren, Verlag G. Braun Karlsruhe (1966)
- (NIC82) Nicollian E.H., Brews J.R., MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Thechnology, Bell Telephone Laboratories (1982)
- (ROL89) Rollwagen M., Untersuchungen zur Strahlenschädigung von Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren durch Protonen, Exp. Phys. Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Universität Hamburg (in Arbeit) 1989
- (SAT65) Sattler A. R., Ionization Produced by Energetic Silicon Atoms within a Si-Lattice, Phys. Review Vol. 138 No. 6A (1965)
- (SCH78) Schmidt Rainer, Neutronendosimetrie in gemischten Neutron-Gamma-Feldern eines medizinisch genutzten $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ -Generators, Dissertation, Universität Hamburg (1978)

- (SEI56) Seitz F., Koehler J. S., Solid State Physics, Academic Press Inc., N. Y. (1956), Vol. 2, p. 305
- (SIF65) Siffert P. Coche A. , IEEE Trans. Nuc. Sci. NS 12 No.1 284 (1965)
- (SRO81) Srour J. B., The Search for neutron induced hard errors in VLSI structures, IEEE Vol. NS 28 No,6 (1981)
- (STE67) Stein H. J., Energy Dependence of Neutron Damage in Silicon, J. of. App. Phys. 38 No. 1 (1967)
- (STE66) Stein H.J., Comparison of Neutron and Gamma -Ray Damage in n-Type Silicon, J. of App. Phys. 37 (1966)
- (SZE81) Sze S.M., Physics of Semiconductor devices, 2nd Ed., John Wiley & Sons (1981)
- (VLI87) v. Lint V.A.J., The Physics of Radiation damage in particle detectors, Nuc. Inst. a. Meth. in Phys. Res. A253 (1987)
- (VLI80) v. Lint V.A.J., Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials Vol.1 , John Wiley & Sons (1980)
- (VLI72) van Lint V.A.J., Energy Dependence of Neutron Damage in Silicon, J. of App. Phys. 38 No.1 (1972)
- (WAT65) Watkins G.D., Proceedings of the 7th Conf. on the Phys. of Sem. 3, Radiation damage in Sem. (Dunod, Paris 1965) p.97
- (WAT64) Watkins G.D., Radiation damage in Semiconductors, 7th internat. Conf. on Phys. of Semicon. , Paris-Royaumont 1964 p.97
- (WES84) West D., Radiation damage to Si Diode Detectors by 14 MeV Neutrons, Report AERE-R-11481 (1984)
- (WHA66) Whan R.E., Oxygen-defect complexes in neutron irradiated silicon, J. of Appl. Phys. Vol.37 No.9 Aug. (1966)
- (WUN86) Wunstorf R., Untersuchungen zur Diodencharakteristik von Si-Oberflächensperrschichtdetektoren, Staatsexamensarbeit (exp. phys.), Universität Hamburg (1986)

Ich danke Herrn Prof. G. Lindström sowie Herrn Dr. E. Fretwurst für die Aufgabenstellung und Betreuung sowie Frau R. Wunstorf für die Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit. Zudem bedanke ich mich bei allen Mitgliedern der Gruppe "Nukleare Meßtechnik" für die gute Zusammenarbeit.

Hiermit versichere ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne andere fremde Hilfsmittel, als die hier angegebenen, erstellt zu haben.

Hamburg, den 2. Mai 1989