

N4
1117

STRAHLENSCHÄDIGUNG
VON
SILIZIUM – OBERFLÄCHENPERRSCHICHTDETEKTOREN
MIT
21 MEV – PROTONEN

EXPERIMENTALPHYSIKALISCHE
DIPLOMARBEIT
AM FACHBEREICH PHYSIK
DER UNIVERSITÄT HAMBURG
I. INSTITUT FÜR
EXPERIMENTALPHYSIK

Vorgelegt von Matthias Rollwagen

Hamburg im Mai 1989

I N H A L T

1. Einleitung
2. Grundlagen zur Untersuchung von Strahlenschäden
 - 2.1. Oberflächensperrschichtdetektoren und MOS - Strukturen
 - 2.2. Strahlenschädigungseffekte in Silizium und deren Einfluß auf die Detektoreigenschaften
 - 2.3. Meßmethoden
3. Experimenteller Aufbau und Durchführung der Bestrahlung
 - 3.1. Experimenteller Aufbau am Zyklotron
 - 3.2. Bestimmung der Protonenfluenz
 - 3.3. Übersicht der Bestrahlungsexperimente
4. Resultate und Diskussion
 - 4.1. Sperrstromcharakteristik
 - 4.2. Kapazitätscharakteristik
 - 4.3. Ladungssammlungs - Effekte
 - 4.4. Ausheilung von Strahlenschäden
5. Zusammenfassung und Ausblick

1 . EINLEITUNG

Seit rund 30 Jahren werden Silizium- Oberflächensperrschichtdetektoren zum Nachweis geladener Teilchen in der kernphysikalischen Meßtechnik angewandt. In neuerer Zeit werden diese Detektoren auch als Kalorimeter in der Hochenergiephysik eingesetzt.

Eines der dafür verantwortlichen Merkmale der Halbleiterdetektoren ist ihre leichte Kalibrierbarkeit. Denn Halbleiterdetektoren weisen eine exakte Energielinearität auf, die unabhängig von der Teilchenart ist, und ihr Betrieb ist bei Raumtemperatur und Normalatmosphäre möglich.

Weiterhin haben sie eine sehr hohe Energieauflösung, so daß einzelne minimalionisierende Teilchen nachgewiesen werden können, und eine Zeitauflösung, die sonst nur von Szintillatoren erreicht wird.

Mit der Errichtung der Hadron - Elektron - Ringanlage (HERA) bei DESY in Hamburg und der Planung des H1 - Experiments entstand die Aufgabe, ein Kalorimeter für den vom Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht erfaßten extremen Vorwärtswinkelbereich zu bauen. Die außerordentliche Kompaktheit der Halbleiterdetektoren legte die Entscheidung nahe, dieses dicht am Teilchenstrahl liegende "Plugkalorimeter" mit großflächigen Silizium - Detektoren zu verwirklichen. Das H1 - Plugkalorimeter wird eines der ersten siliziuminstrumentierten hadronischen Kalorimeter sein, die in Hochenergieexperimenten eingesetzt werden.

Die im Experiment entstehenden elektromagnetischen und hadronischen Schauer erzeugen über Kaskaden schwerpunktmäßig Hadronen mit Energien von 1-100 MeV. Durch Elektronen entsteht zudem Synchrotronstrahlung mit dem Schwerpunkt bei 80 KeV. Die Synchrotronstrahlung, vor allem aber Protonen und Neutronen bewirken im Detektormaterial eine Schädigung, die es im Hinblick auf einen unbefristeten Einsatz bei hohen Teilchenfluenzen detailliert zu untersuchen gilt. Die Untersuchungen zur Strahlenschädigung von Silizium - Detektoren teilen sich daher auf in die Bereiche elektromagnetische, Protonen- und Neutronenstrahlung.

Die Untersuchung zur Protonenschädigung erfolgte mittels eines 25 MeV-Protonenstrahls am Isochron-Zyklotron. Dadurch wird die im H1-Experiment erfolgende Detektorschädigung gut simuliert, denn die Schwerpunktenenergie der im Experiment erzeugten Protonen liegt bei 50 MeV,

Während die Instrumentierung des Plugkalorimeters mit Detektoren der Fläche $5 \times 5 \text{ cm}^2$ erfolgt, wurde die in dieser Arbeit behandelte Strahlenschädigung aus Kostengründen an kleinflächigen 2 cm^2 - Detektoren durchgeführt.

Die auf die Detektoren gegebenen Fluenzen liegen im Bereich $5 \cdot 10^9$ bis $2.5 \cdot 10^{12}$ Protonen pro Quadratcentimeter. Die maximale Fluenz liegt somit um einen Faktor 1000 über dem erwarteten integralen Teilchenfluß pro Jahr im H1 - Experiment, so daß die ermittelten Schädigungseffekte eine gesicherte Aussage über die mögliche Lebensdauer der Detektoren im Einsatz zulassen.

2. GRUNDLAGEN ZUR UNTERSUCHUNG VON STRAHLENSCHÄDEN

2.1. Oberflächensperrschichtdetektoren und MOS-Strukturen

Allgemeine Beschreibung

Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren gehören zur Gruppe der Halbleiterzähler, in denen Strahlung über die Erzeugung und Registrierung von Ladungsträgern (Elektronen und Löcher) nachgewiesen wird. Halbleiterdetektoren zeichnen sich durch folgende Eigenschaften aus, die zum Teil im Vergleich mit Proportionalzählern, Szintillationszählern und gasgefüllten Ionisationskammern große Vorteile in der Anwendung bringen :

- hohe Energieauflösung (3.6 eV pro Elektron-Loch-Paar notwendig)
- die registrierte Ladung ist proportional der deponierten Energie - praktisch unabhängig vom Energiebetrag und der Teilchenart
- gute Zeitauflösung
- sehr kompakte Bauweise bei einer Vielfalt unterschiedlicher möglicher Strukturen
- gute Handhabbarkeit in einem großen Temperaturbereich und unter verschiedenen atmosphärischen Bedingungen

Aufbau und Funktionsweise

Für die zu beschreibenden Strahlenschädigungsexperimente wurden spezielle Detektoren hergestellt, die in ihrem Verhalten mit den später im H1- Experiment zu verwendenden größerflächigen Detektoren absolut vergleichbar sind. Das Detektormaterial besteht aus zonengezogenem hochreinen Silizium, das zwecks Erzeugung der Inversionsschicht n-leitend gemacht wurde. Der bei der Herstellung nicht restlos zu eliminierende Bor-Anteil wurde durch Phosphordotierung überkompensiert^[1], so daß die effektive Donatorenkonzentration rund 10^{12} cm^{-3} beträgt. Dem entspricht ein spezifischer Widerstand von 2-6 k Ω cm bei den verwendeten Detektoren bei 300 K. Die Dicke der Siliziumscheiben beträgt ca. 400 μm . Im Herstellungsprozess wurde erstmals in Verbindung mit Oberflächensperrschichtdetektoren die Planartechnologie angewandt. Zunächst wurde die Oberfläche mit einer 210 nm dicken Oxidschicht passiviert. Auf der (späteren) Frontseite wurde durch Lithographie ein Fenster mit 16.0 mm Durchmesser in diese SiO₂-Schicht geätzt. Über dies Fenster wurde eine runde Goldelektrode mit 2.164 cm² Fläche und 20.8 nm Dicke ($\approx 40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) aufgedampft. Die Rückseite wurde auf der gesamten Fläche vom Siliziumdioxid befreit und mit einer Aluminiumelektrode als ohmschem Kontakt versehen (Dicke: 370 nm bzw. 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$).

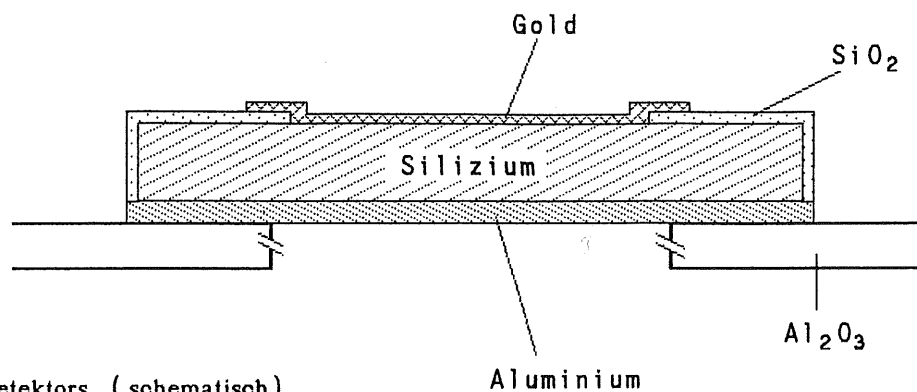


Abb. 1: Aufbau eines
Oberflächensperrschichtdetektors (schematisch)

Der herstellungsbedingte Überlappbereich von Gold und Oxyd mit dem darunterliegenden Silizium stellt eine MOS-Struktur dar, für die eigene Gesetzmäßigkeiten gelten. Darauf wird später in diesem Unterkapitel eingegangen.

Der mit den Elektroden versehene Detektor wird schließlich auf ein Keramikplättchen (Aluminiumoxyd) appliziert, um Handhabung und Transport zu ermöglichen. Das 50 x 50 mm² messende Plättchen hat eine große Bohrung in der Mitte für einen ungestörten Protonenstrahlverlauf.

Zum Verständnis der Funktionsweise der Sperrschichtdetektoren sind grundlegende Kenntnisse von p-n-Übergängen notwendig. Hierfür sei verwiesen auf Lehrbücher der Festkörperphysik und Halbleiter-Einführungsliteratur [2].

Die Ausbildung einer von Ladungsträgern verarmten Schicht wird in Oberflächen-sperrschichtdetektoren durch einen Halbleiter-Metall-Kontakt (SCHOTTKY-Kontakt) erreicht. Bei den hier behandelten Si-Detektoren wurde durch das Aufdampfen einer dünnen Goldschicht auf einkristallines Silizium bei anschließender Adsorption von Sauerstoff eine dünne hochdotierte Inversionsschicht auf dem n-leitenden Material erzeugt. Abb. 2 zeigt die Bandstruktur, die Raumladungsverteilung und den Feldstärkenverlauf des so entstandenen p⁺-n-Übergangs bei Polung in Sperrichtung. Aus der POISSON-Gleichung für das elektrostatische Potential

$$\frac{d^2 \varphi}{d x^2} = \frac{-e N_{\text{eff}}}{\epsilon \epsilon_0}$$

erhält man durch zweimalige Integration das Potential jeweils am Ende der Raumladungszone:

$$\varphi(x_n) = \frac{1}{2} \frac{e N_{\text{eff}}^D}{\epsilon \epsilon_0} x_n^2 \quad \text{bzw.} \quad \varphi(x_p) = \frac{1}{2} \frac{-e N_{\text{eff}}^A}{\epsilon \epsilon_0} x_p^2$$

Es bezeichnen q die Elementarladung, N_{eff} die effektive Ladungsträgerkonzentration (D=Donatoren, A=Akzeptoren), und $\epsilon = 11.75$ die relative Dielektrizitätszahl für Silizium.

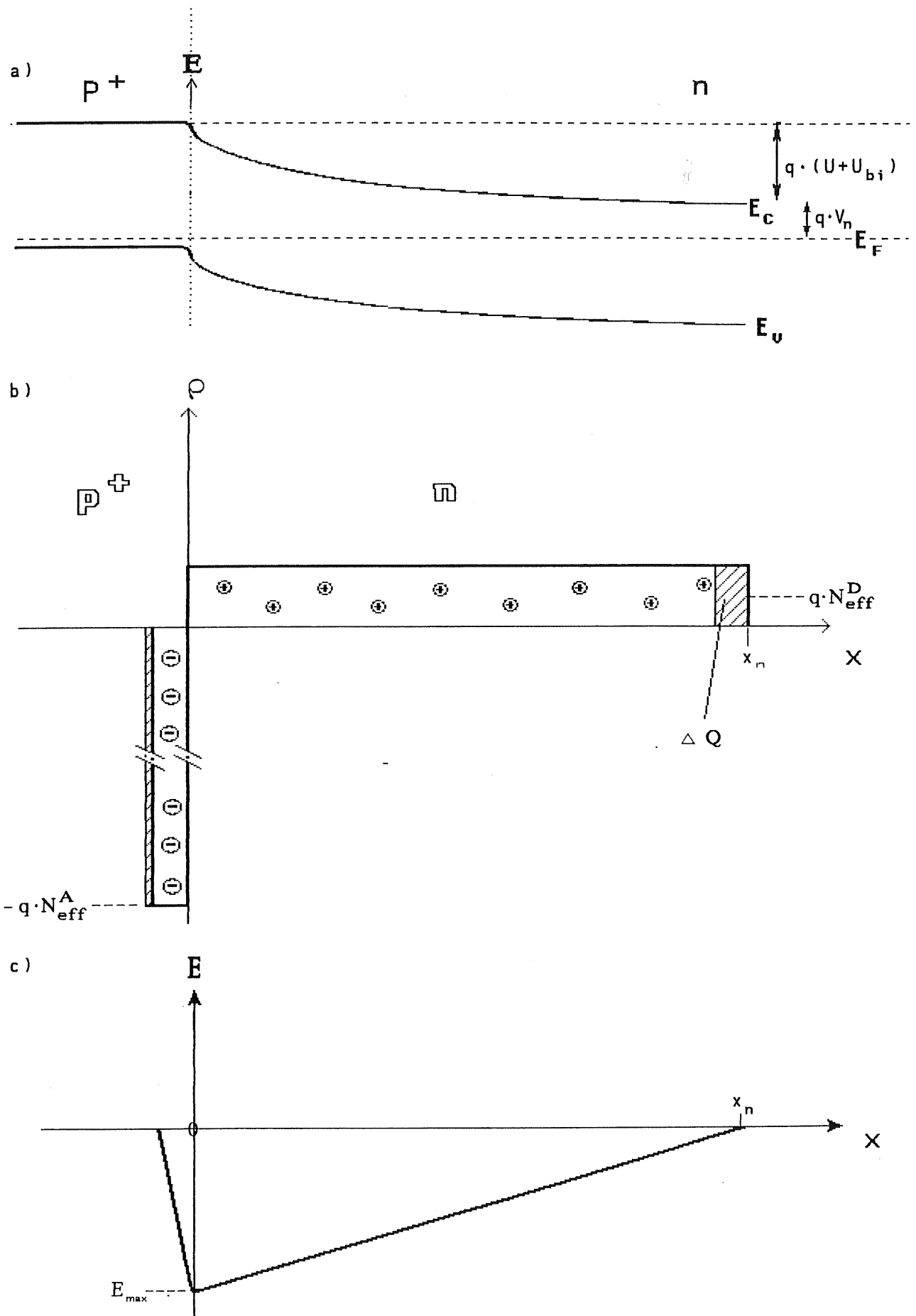


Abb.2: a) Bändermodell , b) Raumladungsverteilung und c) Feldstärkenverlauf am p - n-Übergang

Da $x_p \ll x_n$ gilt, fällt die angelegte Sperrspannung U_D quasi vollständig über dem n-leitenden Gebiet ab, d.h. $U_D \approx \varphi(x_n)$. Hieraus folgt die Beziehung zwischen der anliegenden Spannung und der Ausdehnung der Raumladungszone (Sperrschichttiefe) :

$$x_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0}{q N_{\text{eff}}^D} (U_D + U_{\text{bi}})} \quad \{ 2.3 \}$$

U_{bi} ist die sogenannte Diffusionsspannung (engl.: built in voltage), die als Differenz der Elektronen-Austrittsarbeiten am Gold-Silizium-Kontakt entsteht und bei der gegebenen Dotierung 0.4-0.6 Volt beträgt, unabhängig von der Höhe der Sperrspannung.

Der Fall der vollständigen Verarmung, wenn also die Sperrschichttiefe gleich der Detektordicke d ist, tritt ein für

$$U_D + U_{\text{bi}} = U_{\text{dep}} = \frac{d^2 e N_{\text{eff}}^D}{2 \epsilon} \quad \{ 2.4 \}$$

Die Spannung für vollständige Verarmung U_{dep} (engl. depletion=Entleerung) ist bei gegebener Detektordicke - wie aus der Gleichung ersichtlich - nur von der effektiven Donatorkonzentration bzw. vom spezifischen Widerstand $\rho = 1 / e \mu_e N_{\text{eff}}^D$ abhängig (μ_e = Elektronenbeweglichkeit).

Der schraffierte Bereich in Abb. 2 b) entspricht einer Ladungsdifferenz, die aus einer Änderung der Sperrschichttiefe resultiert. Darauf wird in Abschnitt 2.3. (Meßmethoden) eingegangen .

Ein Maß für die Detektorqualität ist der Dunkelstrom bei angelegter Spannung in Sperrichtung. Er besteht aus drei Anteilen : Volumen- oder Generationsstrom, Diffusionsstrom und Oberflächenleckstrom .

Der Generationsstrom rührt von Ladungsträgerpaaren her, die innerhalb der verarmten Schicht durch Interbandübergänge über tiefe Störstellen erzeugt werden und zu den Elektroden driften. Dieser Strom ist abhängig vom Sperrschichtvolumen V und somit von der angelegten Spannung :

$$I_{\text{gen}} = \frac{e n_i V}{2 \tau_h} \propto \sqrt{U + U_{\text{bi}}} \quad \{ 2.5 \}$$

mit $n_i = 3.9 \cdot 10^{16} \cdot T^{3/2} \cdot \exp \frac{-1.21}{2 k T}$ = intrins. Ladungsträgerkonzentration,

τ_h = Minoritätsladungsträger - Lebensdauer (engl. holes = Löcher)

(\rightarrow Anhang A)

Der Diffusionsstrom entsteht durch Minoritätsladungsträger, die nicht in der Sperrschicht, aber maximal eine Diffusionslänge L_h von ihrem Rand entfernt erzeugt werden und in das Raumladungsgebiet hineindiffundieren. Er beträgt nach [3]

$$I_{\text{diff}} = \frac{e n_i^2 L_h A}{N_{\text{eff}}^D \tau_h} = \frac{n_i^2}{N_{\text{eff}}^D} \sqrt{\frac{kT e \mu_h}{\tau_h}} \quad \{ 2.6 \}$$

mit μ_h = Löcherbeweglichkeit

Oberflächenströme werden verursacht durch – energetisch in der Bandlücke befindliche – Ladungszustände am Si-SiO₂-Übergang, die als Generations-/Rekombinationszentren wirken^[4]. Ähnliche durch Gitterdefekte oder Anlagerung von Fremdatomen bewirkte Ladungszustände gibt es auch an der Au-Si-Grenzfläche. Oberflächenströme haben eine schwache, aber nicht exakt ermittelbare Spannungsabhängigkeit.

Die zentrale Detektoreigenschaft ist die Ladungssammlung. Nur bei vollständiger Ladungssammlung während der gesamten Betriebszeit eines Detektors ist die Energiekalibration verlässlich. Einfallende hochenergetische Partikel erzeugen $v = E_p / 3.6 \text{ eV}$ Elektron-Loch-Paare, wobei E_p für die im Detektor deponierte Energie steht. Die in das Leitungsband angehobenen Elektronen und die im Valenzband verbliebenen Löcher driften unter dem Einfluß eines von außen angelegten elektrischen Feldes zu den Detektorelektroden. Das E-Feld bei vollständiger Verarmung des Detektors genügt der Gleichung^[11]

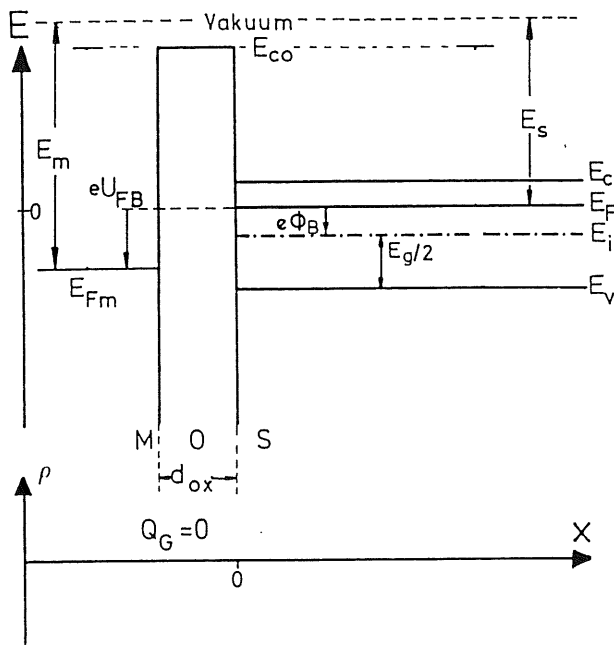
$$E(x) = E_d + E_0 \left(1 - \frac{x}{x_d}\right) \quad \{ 2.7 \}$$

$$\text{mit } E_d = \frac{U - U_{\text{dep}}}{x_d} \quad \text{und} \quad E_0 = \frac{2 U_{\text{dep}}}{x_d}$$

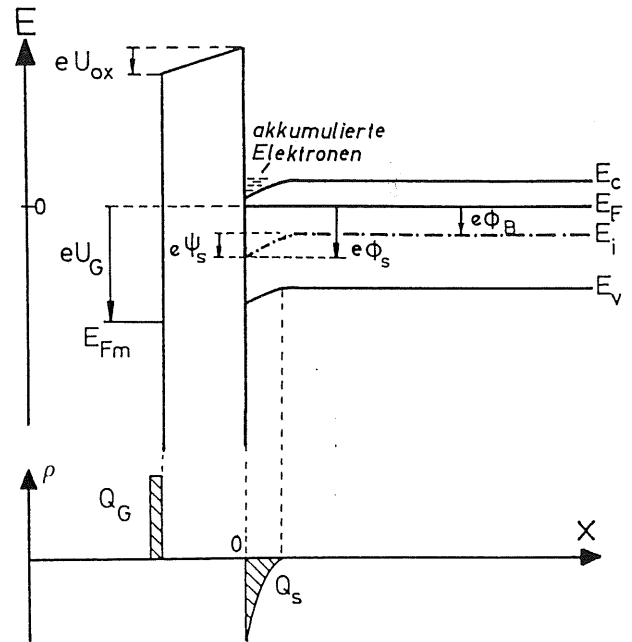
(→ Abb. 2 c). Bei ihrer Bewegung influenzieren die Ladungsträger auf den Elektroden eine Ladung $dQ = (Q_0/x_d) dx$, wenn Q_0 die erzeugte Ladungsmenge ist. Die gesammelte Ladung wird durch signalverarbeitende Elektronik ausgelesen und mittels Eichung einer Energie zugeordnet.

MOS - Strukturen

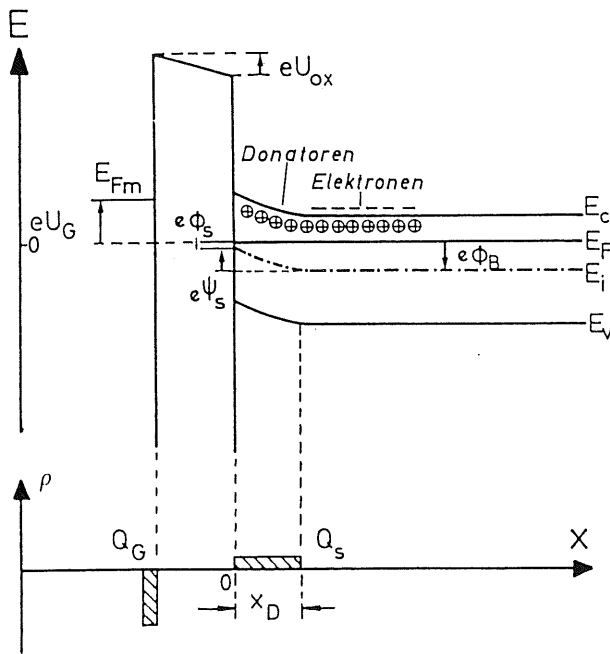
Um die auf den MOS-Rand des Detektors zurückzuführenden Strahlenschädigungscharakterismen zu ermitteln, wurde für diese Arbeit auch die Protonenbestrahlung von isolierten MOS-Strukturen und eine grundlegende Auswertung durchgeführt. Die Herstellung der Strukturen erfolgte vergleichbar der der Detektoren. Siliziumscheiben mit einem spezifischen Widerstand von 2-6 kΩcm wurden mit einer 210 nm dicken SiO₂-Schicht versehen. Mithilfe einer Maske wurde auf fünf nebeneinanderliegenden 17.4 mm² großen Flächen eine Goldschicht (100 µg/cm²) aufgedampft. Die Rückseite der Strukturen wurde gleichmäßig mit 100 µg/cm² Aluminium bedampft.



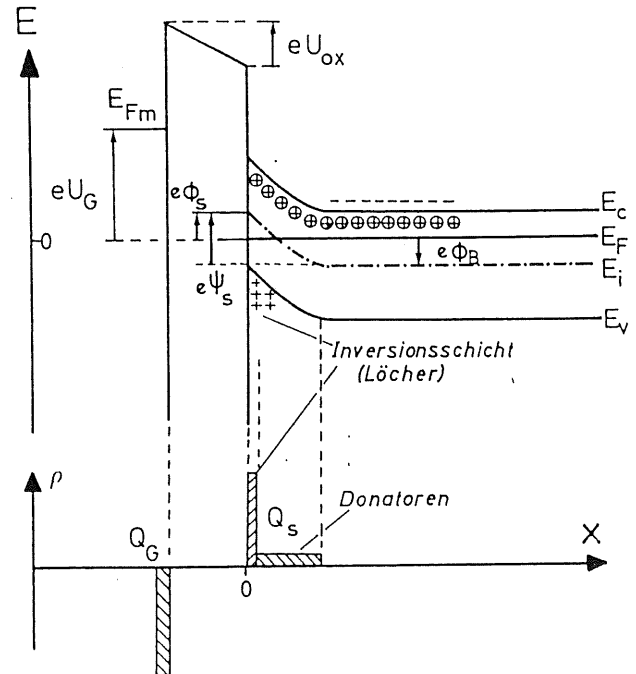
(a) Flachbandfall: $U_G = U_{FB} > 0; \psi_s = 0, \phi_s = \phi_B$



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



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



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

Abb.3: Bändermodell einer MOS-Struktur bei unterschiedlichen Spannungen [3]

Das kapazitive Verhalten solcher Strukturen ändert sich wesentlich mit Änderung der an der Metallelektrode anliegenden Spannung U_G (G für Gate)^[3,4]. Für kleines positives Potential gibt es den Fall der Akkumulation: Da das Fermi-niveau des Metalls E_{Fm} unterhalb der Valenzbandkante des n-Siliziums liegt, biegen die Halbleiterbänder nach unten, und es sammeln sich Elektronen am Übergang zum Oxyd. In diesem Fall ist die Gesamtkapazität gegeben durch die Kapazität der Oxydschicht: $C = C_{ox} = \epsilon_{ox} A / d_{ox}$, mit d_{ox} als Dicke der wie ein Dielektrikum fungierenden Oxydschicht. Bei Senkung des Gate-Potentials tritt zunächst der Flachbandfall ($U_G = U_{FB}$) ein, d.h. es gibt keine Bandverbiegung und keine Potentialdifferenz im Silizium. Eine Verstärkung der Spannung führt zu einer Bandverbiegung nach oben und damit zu einem Abdriften der Majoritätsladungsträger. Es stellt sich zunächst in Oxydnähe und schließlich im gesamten Detektor Ladungsträgerverarmung ein, und die Gesamtkapazität setzt sich aus dem Oxydteil und dem Siliziumteil zusammen: $C^{-1} = C_{ox}^{-1} + C_{Si}^{-1}$. Bei weiterer Spannungserhöhung kann sich an der Si-Oxyd-Grenzschicht eine Inversionsschicht von Minoritätsladungsträgern bilden.

Nach [4] können im Siliziumdioxid bzw. an der Silizium-Oxyd-Grenzschicht, die sich nur über einige zehn Angström erstreckt, folgende Defekte auftreten, die eine Auswirkung auf das kapazitive Verhalten haben:

- a) Grenzflächenzustände (engl. interface trapped charge) können als Akzeptoren oder Donatoren auftreten, ihre Entstehung beruht auf der Unterbrechung des periodischen Gitters an der Si-Oberfläche. Da sie bei Spannungsänderung mit den Bändern zusammen sich relativ zum Fermi-niveau bewegen und dieses dabei kreuzen können, sind Ladungsänderungen möglich.
- b) ortsfeste Oxydladungen, die von trivalenten Si-Atomen oder aufgebrochenen Sauerstoffbindungen (nonbridging oxygen) herrühren. Sie sind positiv und können nicht umgeladen werden.
- c) bewegliche Ionenladungen, Verunreinigungen des Oxyds durch Alkalimetall-Kationen, können im Oxyd driften und werden bei Spannungsänderungen verschoben.
- d) gefangene Oxydladungen sind ehemals elektrisch neutrale Einfangzentren, die durch Ladungsträgerinjektion positiv/negativ geladen wurden. Sie sind typischerweise an der Metall-Oxyd- oder an der Oxyd-Silizium-Grenzfläche lokalisiert.

Die unter b) bis d) genannten Ladungszustände sind für eine Verschiebung der Flachbandspannung zu höheren Werten hin verantwortlich^[3]. Ihre Relevanz für die Bestrahlungsexperimente wird in Kapitel 4.2. untersucht.

2.2. Strahlenschädigungseffekte in Silizium und deren Einfluß auf die Detektoreigenschaften

Im H1- Experiment werden über Spallationsprozesse hochenergetische Protonen über einen Energiebereich von drei Dekaden erzeugt. Als schwere geladene Teilchen unterliegen sie der Rutherford-Streuung an den Gitteratomen und verursachen eine Schädigung im Halbleiterkristall und damit eine Verschlechterung des Detektorverhaltens.

In Silizium, einem monoatomaren, kovalenten Kristall, verursacht die Wechselwirkung Protonen - Materie hauptsächlich Ionisation, darüberhinaus Versetzungsdefekte und chemische Verunreinigungen durch Kernreaktionen. Da eine Ionisation der Siliziumatome im Prinzip erwünscht ist, und Kernreaktionen bei einer Protonenenergie von 21 MeV einen vernachlässigbaren Wirkungsquerschnitt haben, werden hier Versetzungseffekte und daraus resultierende Komplexdefekte und deren Auswirkungen auf Detektoreigenschaften behandelt

Versetzungsdefekte

Versetzungen im Kristallgitter entstehen in verschiedenen aufeinanderfolgenden Schritten: Ein Proton stößt auf ein Gitteratom und überträgt auf dieses einen Teil seiner kinetischen Energie. Ist die übertragene Energie T größer als eine Schwellenergie E_d von ca. 25 eV (abhängig von der Kristallrichtung und anderen Parametern zwischen 13 und 40 eV), so hinterläßt das Gitteratom - jetzt Rückstoßatom genannt - eine Leerstelle (engl.: vacancy). Bei $T \approx E_d$ bildet es mit der Leerstelle zunächst ein metastabiles Paar, das rekombinieren kann oder zu einem stabilen Defekt wird, unter Zunahme der gegenseitigen Distanz. Dieser Defekt heißt **Frenkeldefekt**. Das Rückstoßatom kann sich für gewisse Zeit durch das Gitter bewegen, bis es auf einem Zwischengitterplatz zur Ruhe kommt, wenn es nicht mit der Leerstelle eines anderen Rückstoßatoms rekombiniert.

Bei genügend großen Rückstoßenergien schlägt das Gitteratom weitere Nachbaratome aus dem Kristallverbund (Kaskadenbildung).

Für Protonenenergien im Bereich 21 MeV kann eine Anhäufung von Versetzungen innerhalb einer geringen räumlichen Ausdehnung - sogenannte cluster - erfolgen, insbesondere in ellipsoiden Regionen am Wegende eines Rückstoßatoms (terminal cluster). Dies läßt sich erklären mithilfe des mittleren Energieübertrags und der Kaskadenzahl: Die maximale Übertragungsenergie beim elastischen Teilchenstoß beträgt gemäß

$$T_{\max} = 4 \frac{m_p M}{(m_p + M)^2} E_p \quad \{ 2.8 \}$$

für 21 MeV-Protonen in Silizium ca. 3.3 MeV. Der mittlere Energieübertrag T , gegeben durch

$$\bar{T} = \frac{T_{\max} E_d}{T_{\max} - E_d} \ln \frac{T_{\max}}{E_d} \approx E_d \ln \frac{T_{\max}}{E_d}, \quad \{ 2.9 \}$$

liegt somit unterhalb von 300 eV. Die Kaskadenzahl, die Anzahl strahleninduzierter Versetzungen pro einfallendem Teilchen, ist gleich der nichtionisierenden Rückstoßenergie geteilt durch die zweifache Versetzungs-Schwelleenergie [5]:

$$\nu(T) = T_{\text{nichtion.}} / 2 E_d \quad \{ 2.10 \}$$

Das Verhältnis von ionisierendem zu nichtionisierendem Anteil der Übertragungsenergie illustriert Abb. 4.

Für $T = \bar{T} \approx 300$ eV beträgt die Kaskadenzahl $\bar{\nu} \approx 6$, für diese Übertragungsenergie resultieren also nur Punktdefekte. Viel größere Energieüberträge haben einen sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnitt – die Rutherfordstreuung begünstigt kleine Energieüberträge ($d\sigma(E, T) \propto T^{-2} dT$). Also treten hohe Kaskadenzahlen, und damit auch cluster, verhältnismäßig selten auf. Hierin unterscheidet sich die Protonenschädigung von Neutronenbestrahlung im MeV-Bereich, bei der wegen $\bar{T} \approx \frac{1}{2} T_{\max}$ eine Clusterbildung überwiegt.

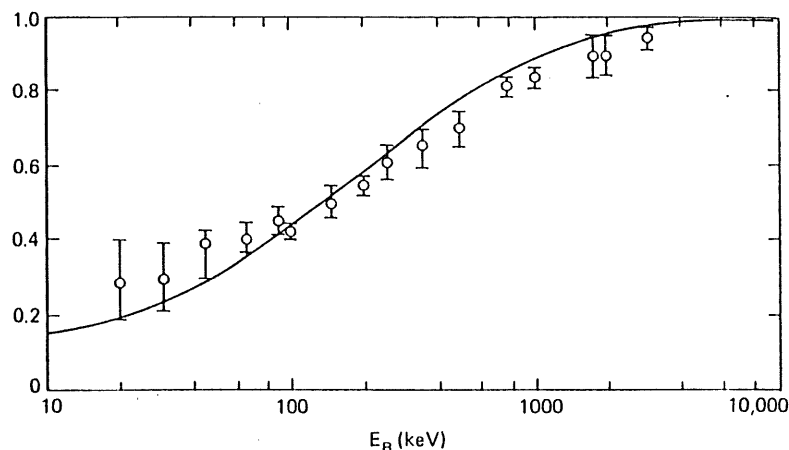


Abb. 4: Anteil der für Ionisation verwendeten Energie als Funktion der Rückstoßenergie [5] (Meßpunkte von Sattler^[6], durchgezogene Linie theoretische Voraussage)

Punktdefekte und Cluster unterscheiden sich hinsichtlich der Halbleitereigenschaften vor allem dadurch, daß geladene Punktdefekte das Fermi-niveau im Kristall gleichmäßig zu höherer oder niedriger Energie verschieben können, ohne den Bänderverlauf zu stören. Hingegen kann eine größere Anhäufung von positiv geladenen Störstellen viele Majoritätsladungsträger anziehen, woraus eine Bänderverbiegung bis hin zur Überschneidung der Defektniveaus mit dem Fermi-niveau resultiert (Abb. 6). Innerhalb dieser Potentialmulde werden Minoritätsladungsträger gefangen. Dabei ist der Einfangquerschnitt des gesamten Clusters größer als die Summe der Querschnitte aller zum Cluster gehörenden Einzeldefekte [5].

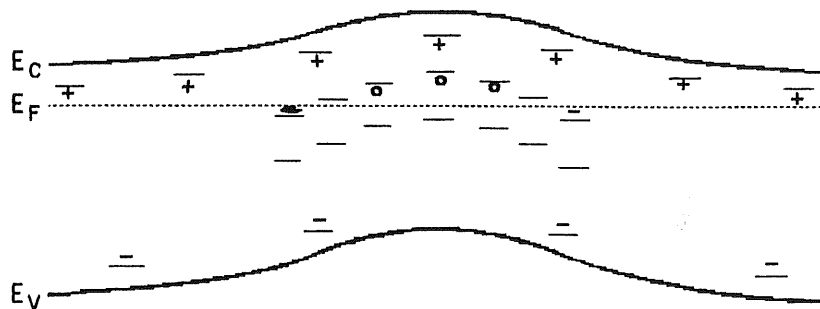


Abb.6: Cluster als Potentialmulde für Defektelektronen (Bändermodell) [5,9]

Komplexdefekte

Nach der Herstellung enthält der Kristall außer den Phosphoratomen als Donatoren weitere Fremdatome, die im Herstellungsverfahren nicht hundertprozentig zu extrahieren waren (vornehmlich Sauerstoff-, Kohlenstoff- und Boratome). Da die Verunreinigungen einen nennenswerten Einfangquerschnitt für migrierende Defekte, vor allem für Leerstellen haben, initiieren oder unterstützen sie die Umbildung von Defekten und die Bildung von Komplexdefekten. Es treten vermehrt V-P-, V-O- und V-B-Defekte auf (V: vacancy = Leerstelle), ebenso Doppelleerstellen (V-V). Phosphor-Leerstellen-Komplexe werden auch E-Center genannt, Sauerstoff-Leerstellen-Komplexe heißen A-Center.

In diesem Zusammenhang ist auch die Ionisation zu den schädigenden Effekten zu zählen. Da die vorhandene Anzahl freier Ladungsträger für Diffusions- bzw. Migrationsprozesse eine Rolle spielt, kann eine anhaltende Ionisation die schon während einer Bestrahlung stattfindenden Diffusionsprozesse von Defekten fördern und damit die Ausheilung von Schäden beeinflussen (ionisation enhanced diffusion)^[5,6].

Auswirkungen auf Detektoreigenschaften

Die oben genannten Effekte wirken sich zunächst auf die Eigenschaften des Halbleitermaterials aus, und hierüber auf die Detektoreigenschaften. Die wichtigste Auswirkung von Protonenbestrahlung für das Silizium als Halbleiter ist die Abnahme der Ladungsträgerlebensdauer durch wechselnden Einfang von Elektronen und Löchern. Bedeutend ist auch eine starke Reduzierung der effektiven Donatorkonzentration im thermischen Gleichgewicht. In geringerem Maße wird die Ladungsträgerbeweglichkeit vermindert.

Die Beeinflussung der Detektoreigenschaften durch diese Effekte soll detaillierter behandelt werden. Die Protonenbestrahlung erzeugt tiefe, d.h. nahe der Bandlückenmitte gelegene Störstellen, die als Generations-/Rekombinationszentren wirken und den Sperrstrom erhöhen^[7]. Proportional zur Zunahme von Störstellenniveaus steigt die Rekombinationsrate für freie Ladungsträger und sinkt ihre

Lebensdauer. Am Gold-Silizium-Übergang entstehen sogenannte Oberflächenzustände, die verschiedene Energieniveaus in der Bandlücke haben und als Ladungsträgereinfangzentren wirken. Resultiert daraus lokal eine Nettoladung ungleich null, erfolgt am Übergang eine Bänderverbiegung derart, als wäre von außen eine Spannung angelegt. Prinzipiell das Gleiche passiert am MOS-Übergang, dadurch ist dieser Effekt (Verschiebung der Flachbandspannung zu höheren Werten hin) insbesondere bei MOS-Strukturen ausgeprägt. Eine Absenkung der Barrierenhöhe durch lokale Veränderung des elektrischen Feldes führt zu einem Sperrstromanstieg.

Eine massive Erzeugung von Störstellen kann eine erhebliche Verschlechterung der Ladungssammlung mit sich bringen. Einerseits kann die in unserem Fall typische Ladungsträger-Lebensdauer von 2 Millisekunden verkürzt werden, indem im Mittel schon nach kürzerer Zeit eine Rekombination erfolgt, andererseits werden die sich frei bewegenden Ladungen im Durchschnitt längere Zeit an flachen Störstellen gefangen ('getrappt'), wodurch sich die Ladungssammelzeit verlängert. Zur Erläuterung der Einfang- und Emissionsprozesse siehe auch Abbildung 5.

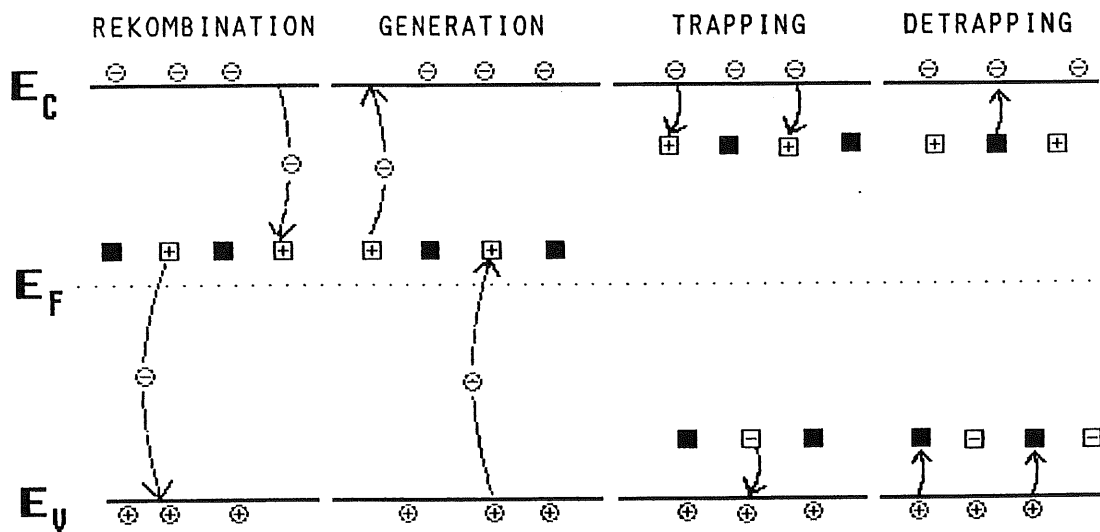


Abb.5: Ladungsträger-Einfang- und Emissionsprozesse:
 Rekombination/Generation an tiefen Störstellen
 Trapping/Detrapping an flachen Störstellen

⊕ ⊖ : geladene Störstellen
 ■ : neutrale Störstellen
 ⊕ ⊖ : freie Ladungsträger

Die in der Erzeugung von Generations-/Rekombinationszentren begründete Zunahme des Sperrstroms hat eine schlechtere Energieauflösung zur Folge, vor allem, weil das elektronische Rauschen zunimmt.

2.3. Messmethoden

Die für die Güte eines Oberflächensperrschichtdetektors ausschlaggebenden Eigenschaften werden durch verschiedenartige Meßabläufe ermittelt. In dieser Arbeit werden das Sperrstromverhalten, die Ladungssammlungseigenschaften und der spezifische Widerstand der Detektoren vor und nach Bestrahlung mit 21 MeV - Protonen untersucht. Die entsprechenden Meßaufbauten bzw. -abläufe werden im folgenden beschrieben.

Sperrstromcharakteristik

Der Schwerpunkt der Strommessungen lag im Spannungsbereich 0 - 250 Volt, um die genaue Spannungsabhängigkeit des Volumenstroms zu bestimmen und das Sperrstromverhalten unter der im H1-Experiment vorgesehenen Betriebsspannung zu analysieren. Weitere Messungen wurden im 'Niedervoltbereich', d.h. bis ca. 10 Volt, durchgeführt, um den Anteil der Oberflächenströme an den Grenzflächen Metall, Oxyd und Silizium relativ zum Gesamtstrom zu ermitteln.

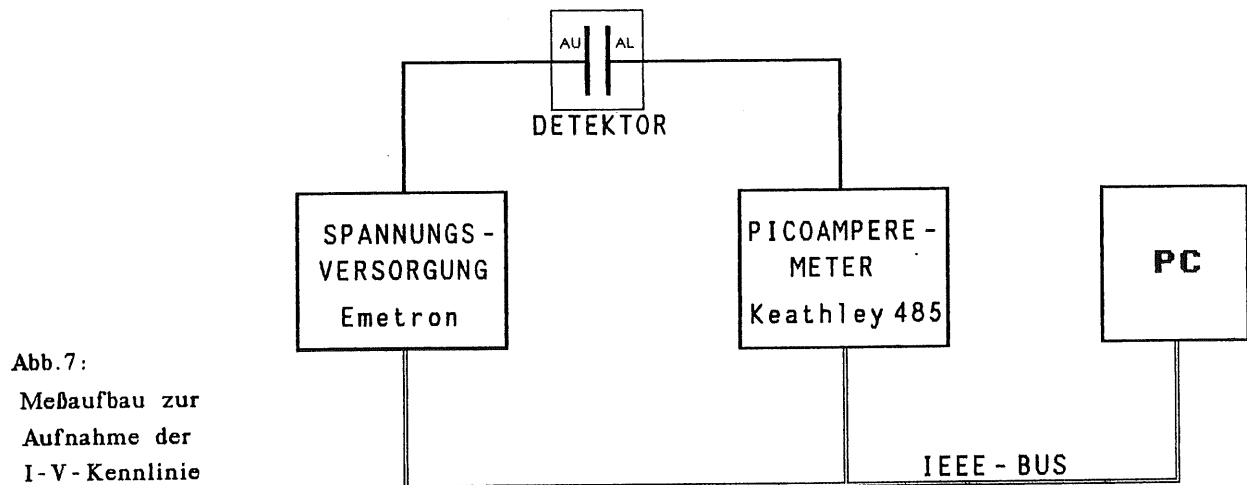


Abb. 7:
Meßaufbau zur
Aufnahme der
I - V - Kennlinie

Abb. 7 zeigt den Meßaufbau für I - V - Messungen. Ein Computer steuert mithilfe eines zuvor erstellten Meßprogramms die Spannungsversorgung an und setzt in vom Benutzer festgelegten Zeitspannen die Spannung herauf bzw. herunter. Der vom Picoampèremeter bei jedem Spannungsschritt registrierte Stromwert wird jeweils ausgelesen und gespeichert. Die Meßkurve wird auf dem PC angezeigt. Im wesentlichen der gleiche Meßaufbau wurde auch zur Aufnahme der Strom-Spannungs-Charakteristik bei Polung in Durchlaßrichtung verwendet.

Ladungssammlung

Um die Ladungssammlung auf Vollständigkeit zu überprüfen, werden Teilchen in den Detektor eingeschossen, die frühzeitig im Material gestoppt werden und somit ihre gesamte kinetische Energie deponieren. Für diese Arbeit wurden Alpha-Teilchen aus einer Curium-Quelle ($^{244}\text{Cm} \rightarrow ^{240}\text{Pu} + \alpha$) verwendet. Sie haben in

Silizium eine Eindringtiefe von rund $30 \mu\text{m}^{[12]}$, gegenüber $390 \mu\text{m}$ Detektordicke.

Die daraus resultierende Ladungserzeugung dicht hinter der Elektrode ermöglicht die getrennte Analyse des Elektronen- und des Löchertrappingverhaltens, indem die α -Partikel entweder durch die Frontelektrode oder durch die Rückelektrode eingeschossen werden. Wesentlich für eventuelle Ladungssammlungsverluste ist diejenige Ladungsträgerkomponente, für die zwecks Ladungssammlung der Großteil des Detektors in Richtung auf die gegenüberliegende Elektrode durchwandern muß. Bei Fronteinschuß müssen die nahe der Goldelektrode erzeugten Elektronen zur Al-Rückelektrode driften, wobei für sie die Feldstärke nach { 2 . 7 } abnimmt und daher ihre Driftgeschwindigkeit ortsabhängig ist: ^[11]

$$v(x) = \mu_e(E(x)) \cdot E(x) \quad \{ 2 . 11 \}$$

Die Gleichung gilt analog für generierte Defektelektronen, wenn für die Elektronenbeweglichkeit $\mu_e(E)$ die Löcherbeweglichkeit $\mu_h(E)$ eingesetzt wird. Die bei Rückeinschuß nahe der Rückelektrode erzeugten Löcher müssen sich durch den gesamten Detektor zur Frontelektrode bewegen und unterliegen dabei einem positiven Feldstärkegradienten, was im Gegensatz zu den Elektronen ein Eingefangenwerden bereits nach kurzem Driften und somit wenig Ladungsinfluenz wahrscheinlich macht. Für Ladungsträger, die nahe ihrer "Zielelektrode" entstehen, spielt der Feldstärkegradient keine Rolle.

Die Integration der reziproken Geschwindigkeit $1/v(x)$ über die zurückgelegte Wegstrecke liefert für beide Ladungsträgertypen gleichermaßen die Ladungssammelzeit: ^[11]

$$t_c = \frac{x_d}{E_0} \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{\mu(E) \cdot E} \quad \{ 2 . 12 \}$$

Hierbei bedeuten E_1, E_2 die Feldstärke am Ort der Ladungsträgergeneration und an der Elektrode, der Index c steht für "collecting". Aufgrund der schlechteren Beweglichkeit (\rightarrow Anhang A) haben Defektelektronen im Si-Detektor auch eine längere Ladungssammelzeit. Eine quantitative Behandlung erfolgt in Kapitel 4.3. .

Das Curium - Präparat sowie die zu messenden Detektoren wurden in eine Vakuumkammer eingebaut, in der Drücke von ca. 10^{-6} mbar erreicht wurden. Der elektronische Meßaufbau für die Aufnahme der Ladungsimpulse sei hier nur skizziert. Eine ausführliche Funktionsbeschreibung der elektronischen Bauelemente findet sich in [10,11].

Der energiegeeichte Pulsgenerator und der Detektor unter α -Bestrahlung, die parallelgeschaltet sind, führen dem ladungsempfindlichen Vorverstärker ihre spezifischen Ladungsimpulse zu. Der Spektroskopieverstärker, der neben der Verstärkung auch der Impulsformung dient, wurde für die meisten Messungen mit einer shape-Zeit von $0.5 \mu\text{s}$ betrieben, um ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen.

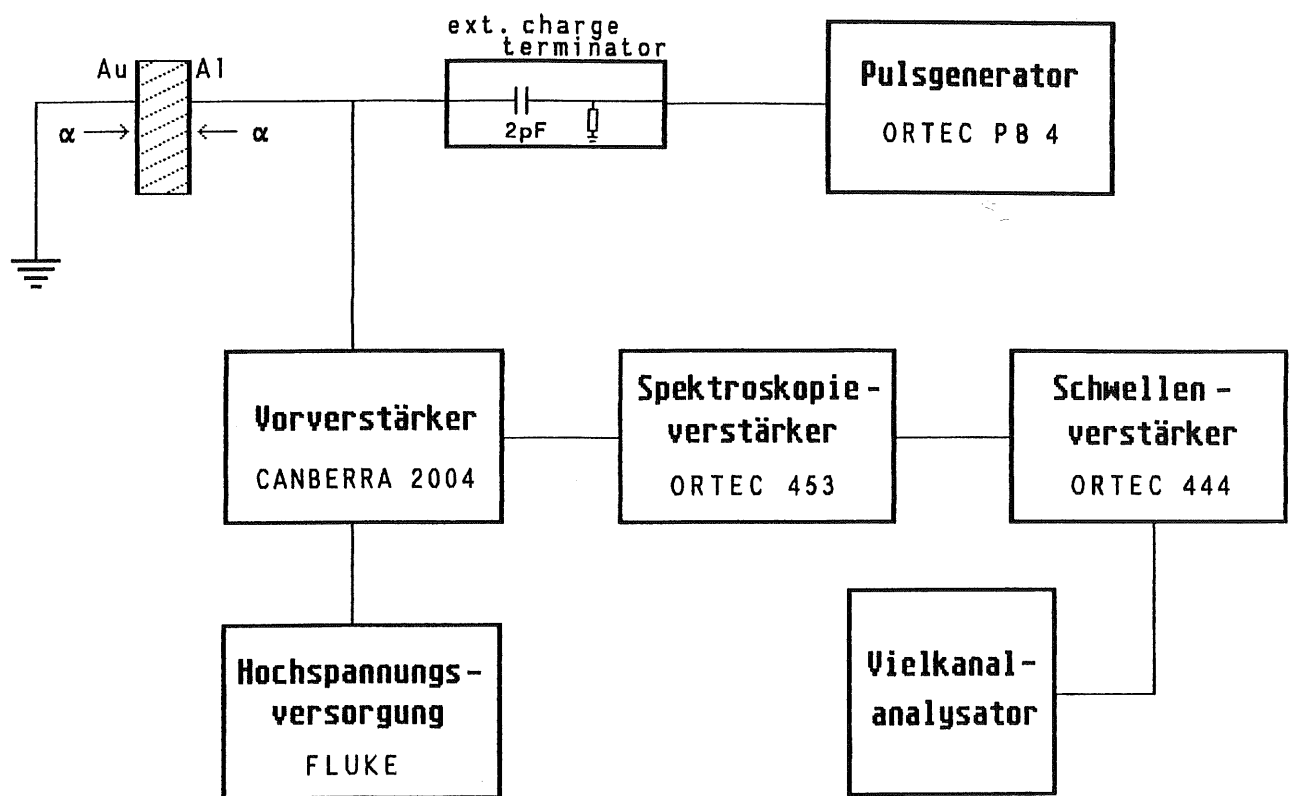


Abb.8 : Meßaufbau zur Bestimmung der Ladungssammlung

Unter verschiedenen Spannungen wurde das Impulshöhenspektrum aufgenommen, das – für vernünftige Meßzeiträume – zwei α -Peaks bei 5.7 und 5.8 MeV (der Energieverlust an den Metallelektroden muß berücksichtigt werden) sowie die 2 Testpulser-Peaks zeigte (je einer bei niedrigerer und bei höherer Energie als der α -Peak). Der Spannungsabfall am 20 M Ω betragenden Vorverstärker-Widerstand wurde durch eine vorausgehende und eine nachträgliche Messung des Detektorstroms berechnet und in die Auswertung miteinbezogen.

Dynamische Kapazitätsmessung

Sei U die am Detektor liegende Sperrspannung, die das Raumladungsgebiet in eine Tiefe

$$x_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0}{e N_{\text{eff}}^D} U} \quad \{ \rightarrow 2.3 \}$$

ausgedehnt.

Durch Überlagerung der Sperrspannung mit einer kleinen Wechselspannung U_{\sim} im Kilohertzbereich läßt sich im n -leitenden Gebiet eine periodische Ladungsänderung

$$\Delta Q = e \cdot N_{\text{eff}}^D \cdot A \cdot \Delta x_n \quad \{ 2.13 \}$$

($A \hat{=}$ Querschnittsfläche der Sperrschicht)

Die goldbedampfte Frontseite erhält eine Wechselspannung im Millivoltbereich von einer Signalquelle, die gleichzeitig ein Referenzsignal derselben Frequenz (0.5 ... 100 kHz , je nach Messung) an den Lock-In-Verstärker gibt. Der Lock-In-Verstärker mißt mit zwei um 90° gegeneinander versetzten phasensensitiven Detektoren den durch den Detektor fließenden Wechselstrom getrennt nach kapazitivem und ohmschen Anteil, die um 90° phasenversetzt sind (Admittanzmessung). Dazu wird der Strom vom Vorverstärker in eine Spannung umgewandelt. Der kapazitive Anteil der Spannung, U_C , wird nach dem Auslesen und Speichern im Meßcomputer über eine Eichung mit festen Kapazitäten in die Kapazität der Sperrzone umgerechnet. Aus dem ohmschen Anteil U_G wird der Leitwert bestimmt. Für diese Berechnungen wurde ein Auswertungsprogramm geschrieben.

Die parallel zum Detektor liegenden Streukapazitäten der Meßanordnung lassen sich aus der graphischen Auftragung $C - U^{-1/2}$ ableiten (Abb. 9). Dazu extrapoliert man den spannungsabhängigen Teil der Kapazitätskennlinie gegen unendliche Spannung und erhält mit dem Schnittpunkt mit der C-Achse den Betrag der Streukapazitäten. Diesen muß man von der Gesamtkapazität subtrahieren, um die Detektorkapazität zu erhalten.

Über die $C - U^{-1/2}$ - Kurve ergibt sich auch die Spannung für vollständige Verarmung U_{dep} , und zwar als derjenige U-Wert, an dem der spannungsabhängige Kurventeil in den spannungsunabhängigen Teil übergeht. Im Idealfall weist der Graph dort einen scharfen Knick auf. Mittels { 2 . 3 } oder – bei bekanntem C_{dyn} – mit { 2 . 15 } läßt sich aus dem Graphen dann die effektive Donatorkonzentration berechnen.

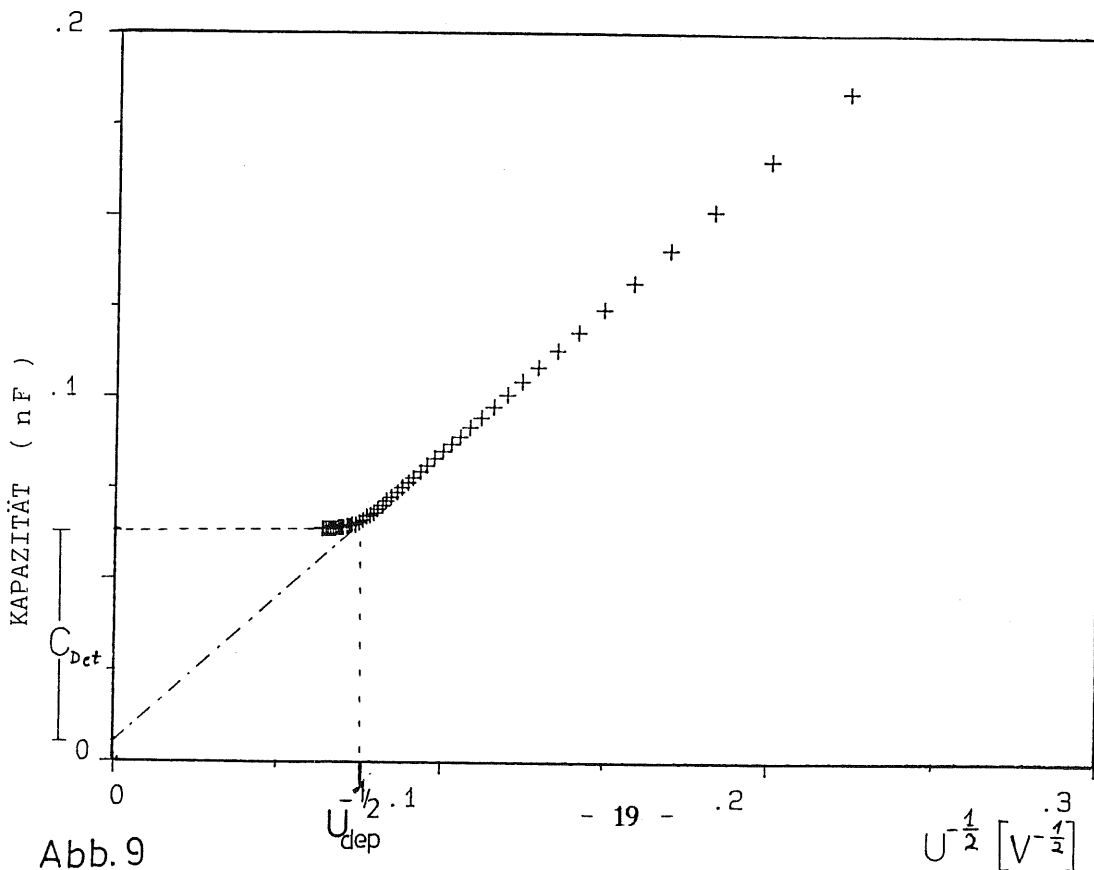


Abb. 9

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG DER EXPERIMENTE

3.1. Experimenteller Aufbau am Zyklotron

Sämtliche Bestrahlungsexperimente wurden am Hamburger Isochron Zyklotron vorgenommen, das einen Protonenstrahl mit einer Energie von $25 \text{ MeV} \pm 0.5 \text{ MeV}$ lieferte. Der Strahl wurde über ein Strahlführungssystem in eine Streukammer mit einem Innendurchmesser von 80 cm und einer Temperatur von 24°C geleitet.

Sowohl der Boden als auch der Deckel der Streukammer sind mit drehbaren Tellern versehen, so daß darauf montierte Detektoren ferngesteuert in den Strahlengang eingebracht werden können.

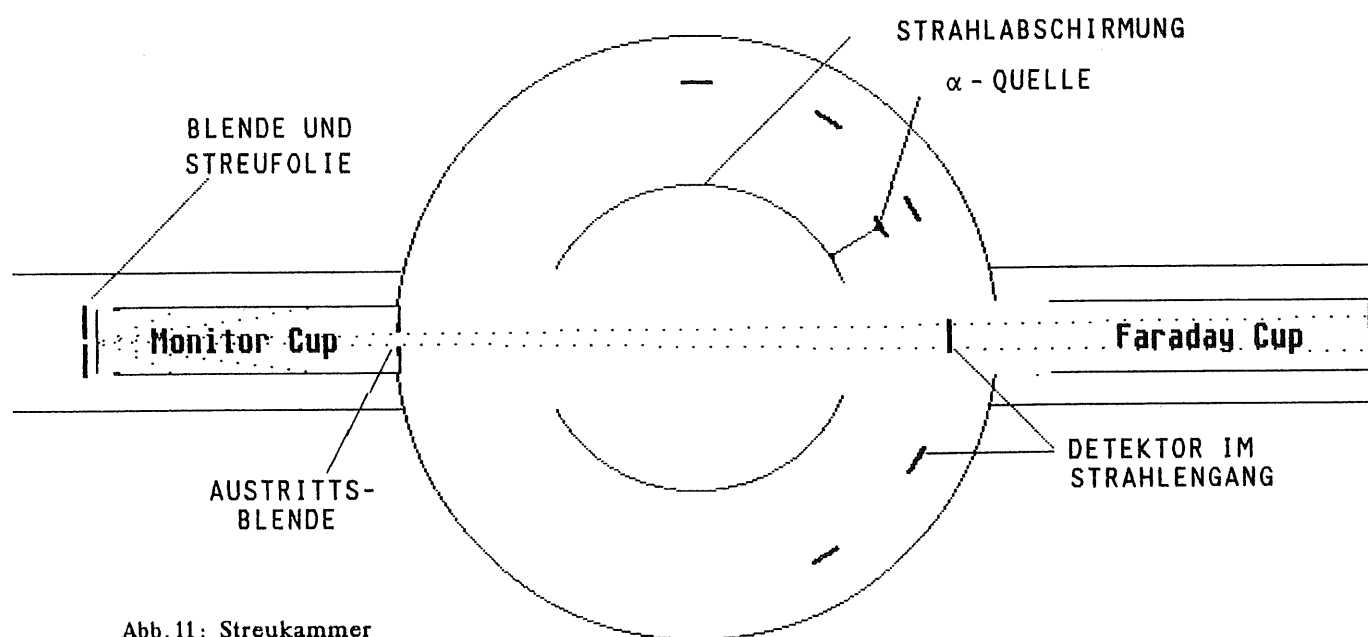


Abb. 11: Streukammer
mit Detektoren

Der Strahlverlauf in der Streukammer ist gestrichelt eingezeichnet. Der Monitor-Cup und der Faraday-Cup dienen der Dosimetrie, die im folgenden Kapitel behandelt wird. Im Gegensatz zu dem an der Streukammer fest installierten Faraday-Cup mußte der Monitor-Cup in wesentlichen Teilen neu angefertigt werden. Über die $\Phi 1 \text{ mm}$ -Tantalblende wird der Protonenstrahl in seiner Intensität abgeschwächt und trifft dann wie aus einer Punktquelle auf die dahinterliegende $200 \mu\text{m}$ dicke Streufolie aus Gold. Die Goldfolie bewirkt ein Winkelstragging (Aufspreizung) des scharf fokussierten Strahls, das für eine homogene Bestrahlung der Detektoren unverzichtbar ist. Ein Teil des aufgebeugten Protonenstrahls tritt durch die $\Phi 12 \text{ mm}$ -Austrittsblende mit 2.34° Divergenz in die Kammer ein, mit maximal

erreichbarer Homogenität. Das Energiestraggling des Strahls durch die Streufolie wird im Rahmen der Fluenzbestimmung besprochen.

Der Abstand der auf den Stativen montierten Detektoren von der Goldfolie wurde mit 994 mm so gewählt, daß bei der gegebenen Strahldivergenz von 2.34° der Strahldurchmesser an der Detektorblende $2 \tan(1.17^\circ) \cdot 994 \text{ mm} = 40.6 \text{ mm}$ nicht überschreitet. So gelangte nur derjenige Teil des Strahls in den Faraday-Cup, der zuvor den Detektor durchdrungen hat.

Um auszuschließen, daß Streustrahlung die außerhalb des Strahlengangs befindlichen Detektoren unkontrolliert schädigt, wurden am oberen Drehteller, der am Streukammer-Deckel befestigt ist, zwei Aluminium-Abschirmungen montiert.

Damit ohne zeitraubende Umbauarbeiten direkt nach einer Bestrahlung Messungen zur Ladungssammlung durchgeführt werden konnten, wurde an eine der Abschirmungen eine Halterung für eine Alphastrahlenquelle angebracht. Mithilfe des fernsteuerbaren Drehtellers konnte so jederzeit (außer während einer Bestrahlung) das Curium-Präparat in einen wohldefinierten Abstand vor einen Detektor gebracht werden.

Die Detektormontage geschah wie folgt:

Für die $5 \times 5 \text{ cm}^2$ großen Aluminiumoxyd-Plättchen mit den Detektoren wurden Halterungen für die Streukammer entwickelt. Diese sollte die Bestückung mit verschiedenen Blenden zulassen, welche zum Erhalt einer wohldefinierten Bestrahlungsfläche vor den Detektor zu montieren waren. Da für die Streukammer Stative mit Schwabenschwanz-Befestigungssystem existierten, wurden Adapter für die Detektor- und die Stativkomponente gemäß Abbildung 12 konstruiert und aus Messing gefertigt.

Die Messingblenden erhielten Bohrungen von 15.5 mm und 17.0 mm Durchmesser sowie einmal eine 17 mm-Bohrung mit einer davor befestigten $\Phi 15.5 \text{ mm}$ Messingscheibe – wodurch ein Ring der "Dicke" 0.75 mm ausgespart blieb.

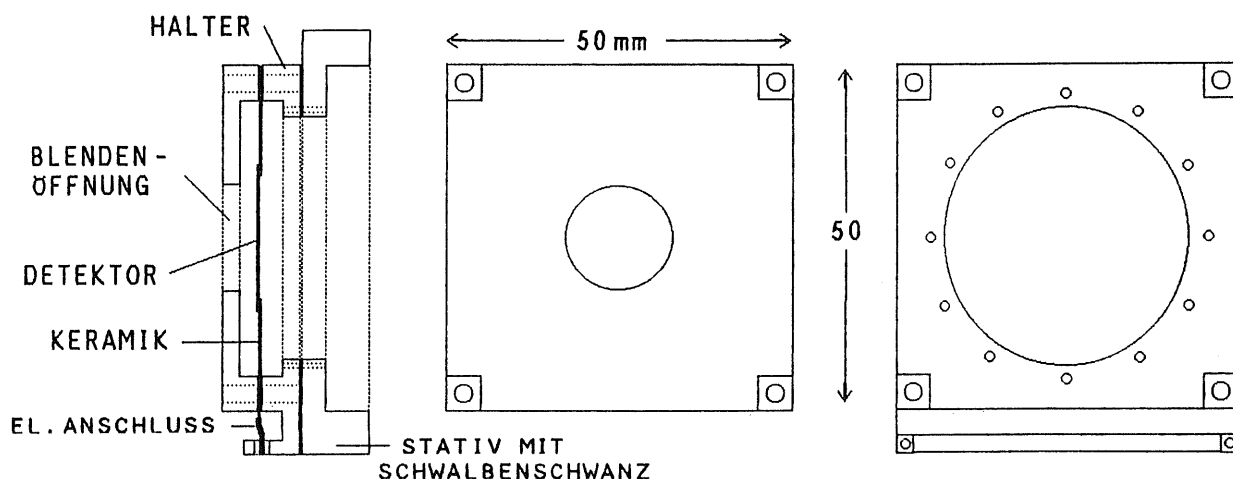


Abb.12: Detektorblende und Blendenhalter von der Seite (mit Detektor) und von vorne

Weitere Blenden wurden mit einer $4 \times 12 \text{ mm}^2$ - Öffnung gefertigt. Sie waren für den Einsatz vor den MOS - Strukturen vorgesehen.

Die Detektorhalter konnten auf Schwalbenschwanz - Schienen an beliebiger Stelle auf den Drehteller gesetzt werden.

3.2. Bestimmung der Protonenfluenz

Die Energie des in die Streukammer geführten Protonenstrahls ist auf 2% genau bekannt. Hingegen läßt sich die Intensität des auf die Detektorfläche treffenden Strahles verschiedenartig variieren, von der Einstellung der Ablenk- und Fokussiermagneten und Schlitze vor der Experimentierhalle über den Einsatz von Blenden bis hin zur Dicke der Streufolie und ihrem Abstand vom Detektor.

Um die Strahlintensität und die damit verbundene Protonenfluenz vor Ort zu messen, ist eine Eichung des Systems mit Hilfe eines Faraday - Cups und eines Monitor - Cups notwendig.

Wie im vorigen Abschnitt erläutert, gelangt nur ein wohldefinierter Anteil des Strahls in die Streukammer, das Komplement wird von dem Monitor - Cup als auftreffende Ladung registriert. Der Monitor - Cup ist an einem Strahlstromintegrator angeschlossen, der den Strom mißt und zeitlich integriert, so daß er gleichsam während der Bestrahlung als Monitor für die auftreffende Ladung wirkt.

Der Protonenstrahl, der die Detektorfläche trifft, erreicht auf Grund von Energieverlust und Winkelstragging im Detektormaterial nicht vollständig den Faraday - Cup. Für die Eichung wurde daher eine $\Phi 15.5 \text{ mm}$ - Blende ohne Detektor in den Strahlengang gebracht. Derjenige Teil des Strahls, der durch diese Blende tritt, wird vollständig im Faraday - Cup aufgefangen. Die Ladung, die im Faraday - Cup mittels eines empfindlichen Elektrometers (Keithley 602) gemessen wird, ist somit exakt proportional der Fluenz durch die Blende. Wenn das Verhältnis zwischen der gemessenen Ladung im Faraday - Cup und der im Monitor - Cup bekannt ist, kann bei jeder Bestrahlung der Strahlstromintegrator auch als Monitor für die Fluenz durch die Blende und damit durch den Detektor benutzt werden.

Für die Bestimmung des Verhältnisses Q_{FC}/Q_{MC} wurde mehrfach ein Protonenstrahl in die Streukammer bei fester Anordnung geschickt. Die Strahlströme wurden zwischen 0.5 und 0.8 nA , die Bestrahlungsdauer zwischen 1 und 3 Minuten variiert. Die Mittelung der erzielten Werte für das Ladungsverhältnis ergab den Eichfaktor $C_E = 6.6 \cdot 10^{-3}$. Es ist ersichtlich, daß nur ein geringer Teil des ursprünglichen Protonenstrahls zur Schädigung verwendet wurde. Ist A die bestrahlte Fläche des Detektors, so gilt für die Protonenfluenz durch diesen Detektor

$$\Phi = \frac{Q_{\text{Det}}}{e A} = \frac{Q_{\text{MC}} \cdot C_E}{e A} \quad \{ 3.1 \}$$

Für eine erwünschte Fluenz wurde der Strahl so lange aufrechterhalten, bis der Strahlstromintegrator die notwendige, zuvor berechnete Zählrate aufwies.

Um Streustrahlung und Sekundärelektronen zu minimieren, sind Monitor-Cup und Faraday-Cup mit Antiscattering-Blende und Potentialringen versehen. Die genaue Konfiguration findet sich in [6].

Für eine bessere Vergleichbarkeit aller fluenzabhängigen Schädigungseffekte mit anderen Forschungsarbeiten bzw. mit Literaturwerten ist eine Umrechnung der Protonenfluenzen in Dosiswerte notwendig. Dies geschieht mit Hilfe von Tabellen über Energieverlust von hochenergetischen Partikeln in Materie^[12], da der Energieverlust gleich der im Material deponierten Energie ist. Der Energieverlust ist abhängig von der Teilchenenergie, daher muß die Energie der Protonen beim Auftreffen auf dem Detektor genau bekannt sein.

Die Protonen verlieren Energie beim Durchgang durch die Gold-Streufolie. Der spezifische Energieverlust von 25 MeV-Protonen in Gold beträgt $\kappa = 9.45 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$. Bei einer Dichte von $\rho = 19.28 \text{ g/cm}^3$ und einer Streufolien Dicke $d = 200 \mu\text{m}$ folgt ein absoluter Energieverlust von $\Delta E = \kappa \rho d = 3.8 \text{ MeV}$.

Der Protonenstrahl trifft den Detektor folglich mit einer Energie $E_p = 21.2 \text{ MeV}$, wobei die anfangs angenommene Energieunschärfe von $\pm 0.5 \text{ MeV}$ durch das Energiestraggling in der Goldfolie zugenommen hat. Für den Energieverlust im Detektor wird die Gold- und Aluminiumbeschichtung nicht berücksichtigt. Im Silizium beträgt der mittlere spezifische Energieverlust (E_p ist abhängig von der Eindringtiefe) $\kappa = 19.5 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$. Umgerechnet sind das für eine Fluenz von n Protonen/cm²

$$\kappa = n \cdot 3.12 \cdot 10^{-9} \text{ Jcm}^2/\text{Kg} = n \cdot 3.12 \cdot 10^{-9} \text{ Gy cm}^2 \quad \{ 3 : 2 \}$$

Eine Protonenfluenz von 10^{12} p/cm^2 entspricht somit einer Dosis von 3 KGy .

3.3. Übersicht der Bestrahlungsexperimente

Es erfolgten zwei zeitlich getrennte Bestrahlungs- und Meßzeiten am Zyklotron, für die verschiedene experimentelle Schwerpunkte gesetzt wurden. Die Untersuchung konzentrierte sich auf das Verhalten der Detektoren verschiedenen spezifischen Widerstands ρ bei unterschiedlicher Sperrspannung U_D während der Protonenbestrahlung. Um Erkenntnisse über den Einfluß des MOS-Randgebietes zu gewinnen, wurden die Detektoren mit Blenden verschieden großer Öffnung versehen, so daß bei einigen Detektoren genau die Oberflächensperrschicht, bei den übrigen zusätzlich der MOS - Rand bestrahlt wurde. Ein Detektor wurde mittels einer speziellen Ringblende ausschließlich auf dem MOS - Randgebiet bestrahlt.

Die Bestrahlung mit typischerweise 10^{12} Protonen/cm² wurde jeweils nach bestimmten Teilfluenzen unterbrochen, um die Schädigungseffekte auch dosisabhängig bestimmen zu können. Direkt an das Bestrahlungsende schlossen sich einige Sperrstrommessungen an, da hier die schnellste Veränderung des Detektorverhaltens aufgrund der Ausheilung erwartet wurde. In allen Fällen erfolgten sodann mit unterschiedlicher Ausführlichkeit Messungen zur C-V-Charakteristik. Bei zwei Detektoren wurden nach Teilbestrahlungen Ladungssammlungsmessungen durchgeführt, einmal per α -Fronteinschuß, einmal per Rückeinschuß.

| Detektor | spezif. Widerstand ρ [Ω cm] | U_{dep} [V] | Blenden- öffnung [mm Φ] | U_D [V] | Φ_{max} [p/cm ²] | Schwerpunkt der Messungen |
|----------|---|------------------|-------------------------------------|--------------|--------------------------------------|---------------------------------------|
| 8803B4 | 2.7 | 185 | 15.5 | / | 10^{12} | I-V, C-V 1KHz, bis 10V u. 250V |
| 8803B5 | 2.8 | 181 | 15.5 | / | $.5 \cdot 10^{12}$ | I-V, α -Fronteinschuß |
| 8803B6 | 2.6 | 200 | 17.0 | / | $2.5 \cdot 10^{12}$ | C-V 1 u. 100KHz, bis 10V u. 250V, I-V |
| 8804B1 | 2.7 | 187 | Ring | / | 10^{12} | I-V u. C-V 1KHz, bis 10V u. 250V |
| 8804B2 | 2.8 | 182 | 17.0 | / | $2.3 \cdot 10^{12}$ | I-V bis 10V u. 250V, C-V 10KHz |
| 8807B5 | 2.5 | 200 | 17.0 | 150 | $1.1 \cdot 10^{12}$ | I-V, C-V 100KHz |
| 8809B1 | 4.8 | 102 | 17.0 | 150 | 10^{12} | I-V, C-V 100KHz |
| 8809B2 | 4.6 | 106 | 15.5 | 150 | 10^{12} | I-V, C-V 100KHz |
| 8809B3 | 4.6 | 107 | 15.5 | / | 10^{12} | I-V, α -Rückeinschuß |
| 8809B5 | 4.7 | 104 | 15.5 | 10 | 10^{12} | I-V, C-V 100KHz |
| 8810B2 | 5.0 | 96 | 17.0 | 10 | 10^{12} | I-V, C-V 100KHz |

Tab. 1 a: Bestrahlungsparameter und Meßschwerpunkte für alle Detektoren

| MOS - STRUKTUREN | ρ [K Ω cm] | U_G [V] | nicht bestrahlt | C-V- Messung |
|---------------------|---------------------------|--------------|--------------------|-----------------|
| M08-1 | 5 | / | X | 1 u. 100 KHz |
| M08-2 | 5 | 0 | | |
| M08-3 | 5 | / | | |
| M08-4 | 5 | 10 | | |
| M08-5 | 5 | / | X | (Referenz) |
| M10-1 | 5 | / | X | (Ref.) |
| M10-2 | 5 | 5 | | |
| M10-3 | 5 | 15 | | |
| M10-4 | 5 | 20 | | |
| M10-5 | 5 | / | X | (Ref.) |
| N07-1 | 2 | / | X | (Ref.) |
| N07-2 | 2 | 0 | | |
| N07-3 | 2 | / | | |
| N07-4 | 2 | 10 | | |
| N07-5 | 2 | / | X | (Ref.) |
| N08-1 | 2 | / | X | (Ref.) |
| N08-2 | 2 | 5 | | |
| N08-3 | 2 | 15 | | |
| N08-4 | 2 | 20 | | |
| N08-5 | 2 | / | X | (Ref.) |

Tab. 1 b : Bestrahlungsparameter und Messungen für alle MOS - Strukturen

4. RESULTATE UND DISKUSSION

Aus Tabelle 1 ist ersichtlich, daß eine Reihe verschiedener Parameter wie der spezifische Widerstand, die Betriebsspannung oder die bestrahlte Fläche in die Auswertung einfließen. Damit ergibt sich keine gute Statistik für eine bestimmte Konstellation, aber auf Grund früherer Untersuchungen ist die Annahme gerechtfertigt, daß die für einen Detektor gefundenen Ergebnisse repräsentativ sind, weil unter gleichen Bedingungen erzielte Resultate keine Streuung aufwiesen.

Dennoch bleibt stets die Möglichkeit, daß manche Meßergebnisse auf Randeffekte zurückgeführt werden müssen, die die eigentliche Problematik nicht berühren. In dieser Arbeit ist jedoch Wert darauf gelegt worden, daß solche Meßergebnisse nicht in die Auswertung Eingang finden, da eine große Zahl von Messungen vorlag, deren Vergleich Fehlerquellen aufzudecken half.

4.1. Sperrstromcharakteristik

Dosisabhängigkeit

Um die Entwicklung des Sperrstromes mit zunehmender Bestrahlung besser einordnen zu können, zeigen die folgenden zwei Abbildungen die Strom-Spannungskennlinie eines ungeschädigten Detektors. In Abb. 14 sind die Anteile Oberflächensperrschichtstrom, Oxydstrom und Volumengenerationsstrom gut zu unter-

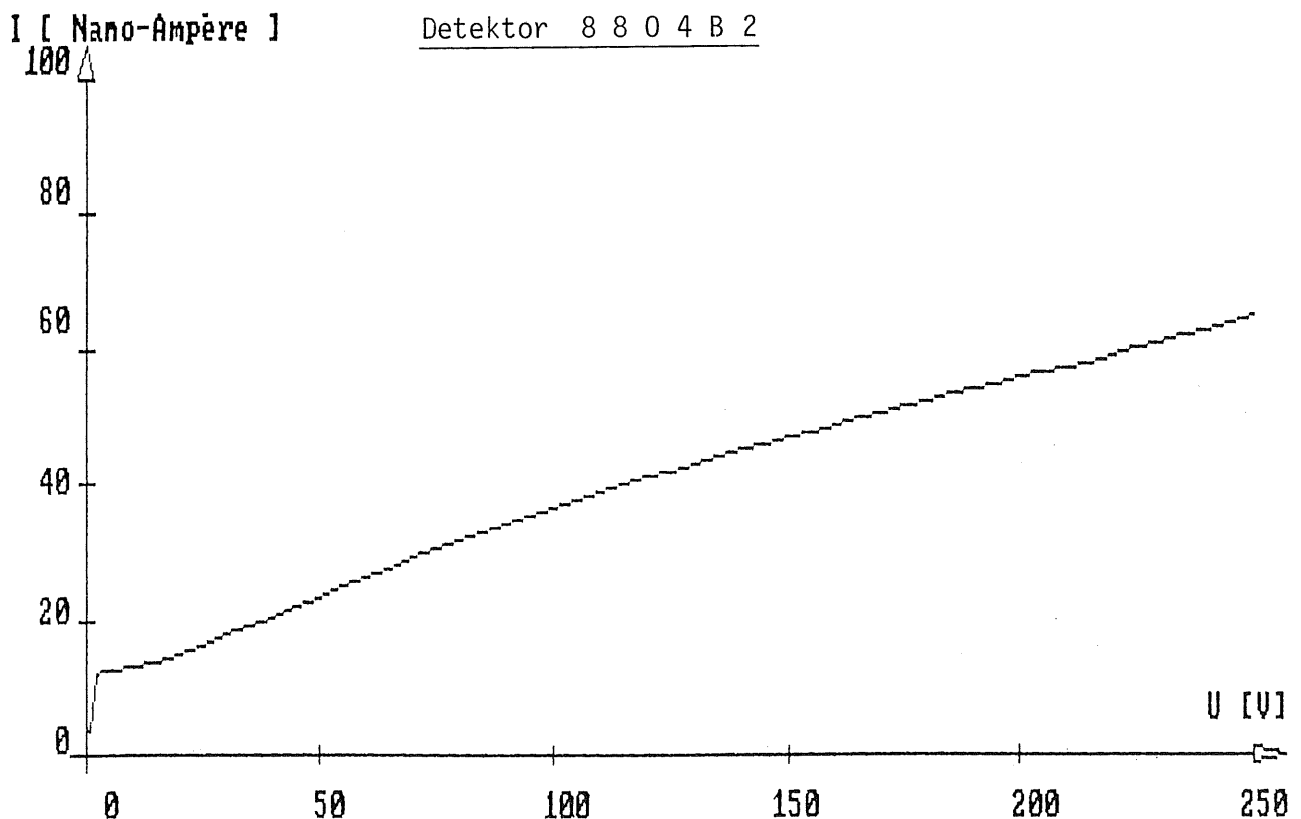


Abb.13

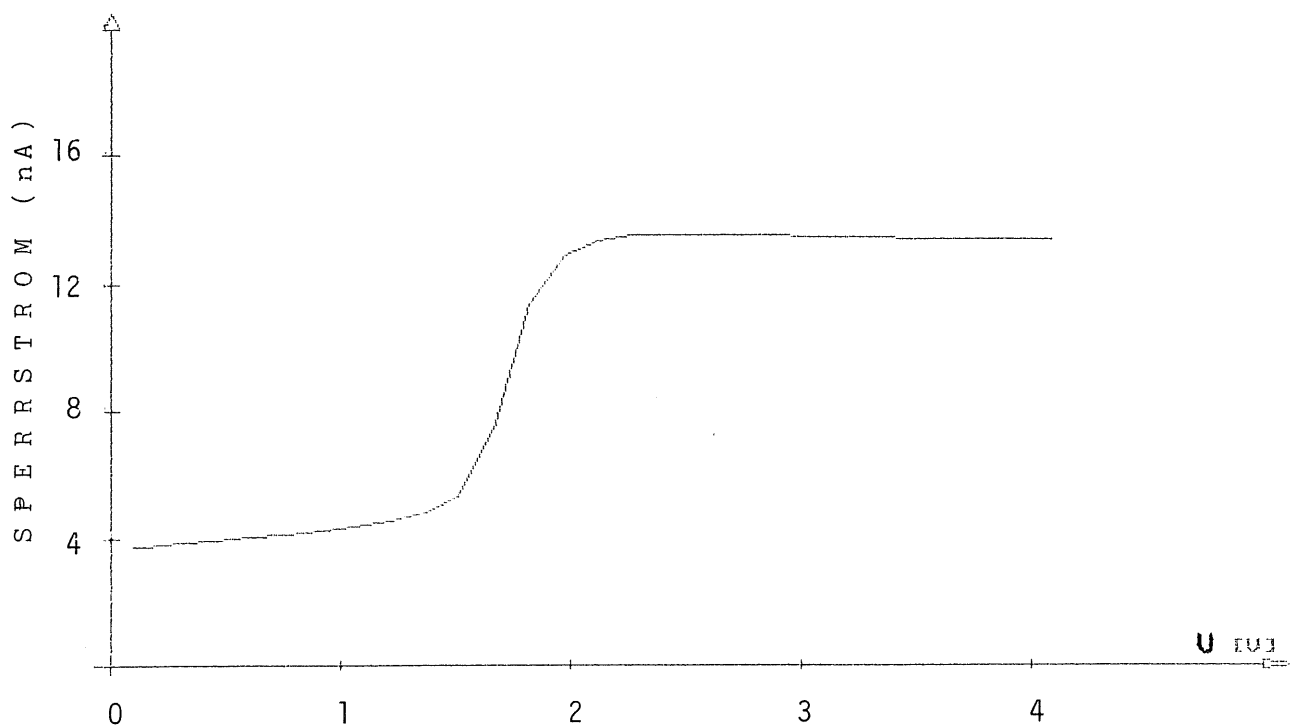


Abb. 14 : I - V - Kennlinie im Niedervoltbereich

scheiden. Der Sperrschichtstrom, hervorgerufen durch Ladungszustände an der Au-Si-Grenzschicht, ist schon bei minimaler angelegter Spannung meßbar. Bei leichter Spannungserhöhung erfolgt eine Ausweitung der Raumladungszone unter den MOS-Übergang, wodurch die dortigen elektrisch aktiven Grenzflächenzustände als Generations- / Rekombinationszentren zum Strom beitragen können. Diese Oberflächenströme erreichen einen Sättigungswert, und die weitere Zunahme des Sperrstroms resultiert aus der Abhängigkeit des Volumenstroms von der Spannung ($I_{\text{gen}} \sim \sqrt{U}$).

Aus der Form und dem Verlauf der I-V-Kennlinien für zunehmende Protonenfluenz läßt sich abschätzen, wie die Bestrahlung auf die unterschiedlichen Stromkomponenten wirkt. Abbildung 15 zeigt exemplarisch die Entwicklung der Kennlinie für höhere Fluenzen. Die Messungen erfolgten jeweils 3-5 Minuten nach Bestrahlungsende. Auffällig ist der rapide Stromanstieg für Spannungen, bei denen die Raumladungszone schon lange den Rückkontakt erreicht hat. Dieser Effekt erklärt sich durch Ladungsträgerinjektion durch die Rückelektrode aufgrund der beträchtlichen Feldstärke; er trat nur bei einem Teil der Detektoren auf, bedingt durch das Herstellungsverfahren.

Die Spannung für vollständige Verarmung sinkt offenbar durch die Bestrahlung, denn der Übergang der Kennlinie von $I \sim \sqrt{U}$ zu $I \approx \text{const.}$ verschiebt sich zu niedrigeren Spannungswerten. Die berechneten U_{dep} -Werte sind in der Abbildung durch Kreuze markiert.

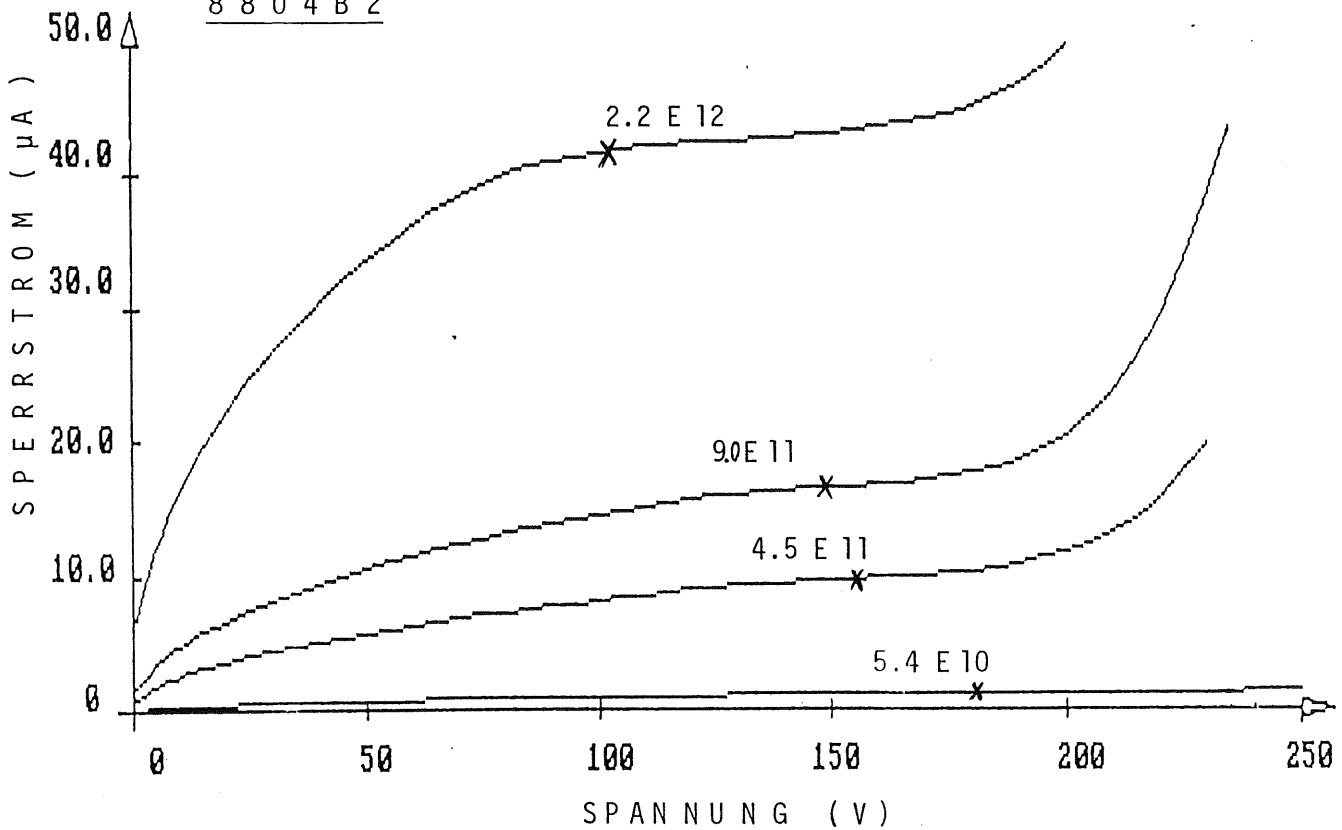


Abb. 15: absoluter Sperrstromanstieg mit Bestrahlung

In Abbildung 16 sind die I-V-Kennlinien für verschiedene Schädigungen desselben Detektors doppeltlogarithmisch aufgetragen. Für größere Fluenzen ist die Proportionalität $I \sim \sqrt{U}$ ($\lg I = \frac{1}{2} \lg U$) schon bei niedrigen Spannungen gut erfüllt.

Die Auftragungen in Abb. 15 und 16 lassen nicht erkennen, ob und wieweit außer dem Volumenstrom auch Oberflächenströme dosisabhängig sind. Aus den Niedervoltmessungen ($U < 10$ V), die in 25 mV-Schritten erfolgten, ergaben sich die Kennlinien in Abbildung 17. Auf der Spannungsachse ist die vom HV-Versorgungsgerät angelegte Spannung aufgetragen, die Diffusionsspannung U_{D1} ist also nicht berücksichtigt, und der wahre Nullpunkt der U-Achse liegt in dieser Auftragung ca. 0.45 V links vom angegebenen. Daher sind die Anfangstromwerte nicht so hoch wie die Auftragung suggeriert. Aber auch nach einer Korrektur der Spannungswerte um U_{D1} ergibt sich durch Extrapolation der ersten zwei gemessenen Stromwerte auf $U=0$ eine Stromsteigerung nach Bestrahlung. Der Oxydstrom, der im ungeschädigten Fall einen beträchtlichen Sprung in der I-V-Kennlinie verursacht (Abb. 14), tritt bei Fluenzen oberhalb von 10^{11} p/cm² nicht mehr in Erscheinung, nimmt also in viel geringerem Umfang als der Volumenstrom zu oder überhaupt nicht.

Die Auswirkung der Spannungskorrektur um U_{D1} für den Niedrigvoltbereich zeigt Abbildung 18, in der die Kurven von Abb. 17 doppeltlogarithmisch aufgetragen sind. Nach der Korrektur haben beide Kennlinien eher eine konstante Steigung $m = \frac{1}{2}$ (wie die gestrichelte Hilfslinie); dies zeigt, daß für hohe Fluenzen der Volumenstrom die maßgebliche Rolle spielt.

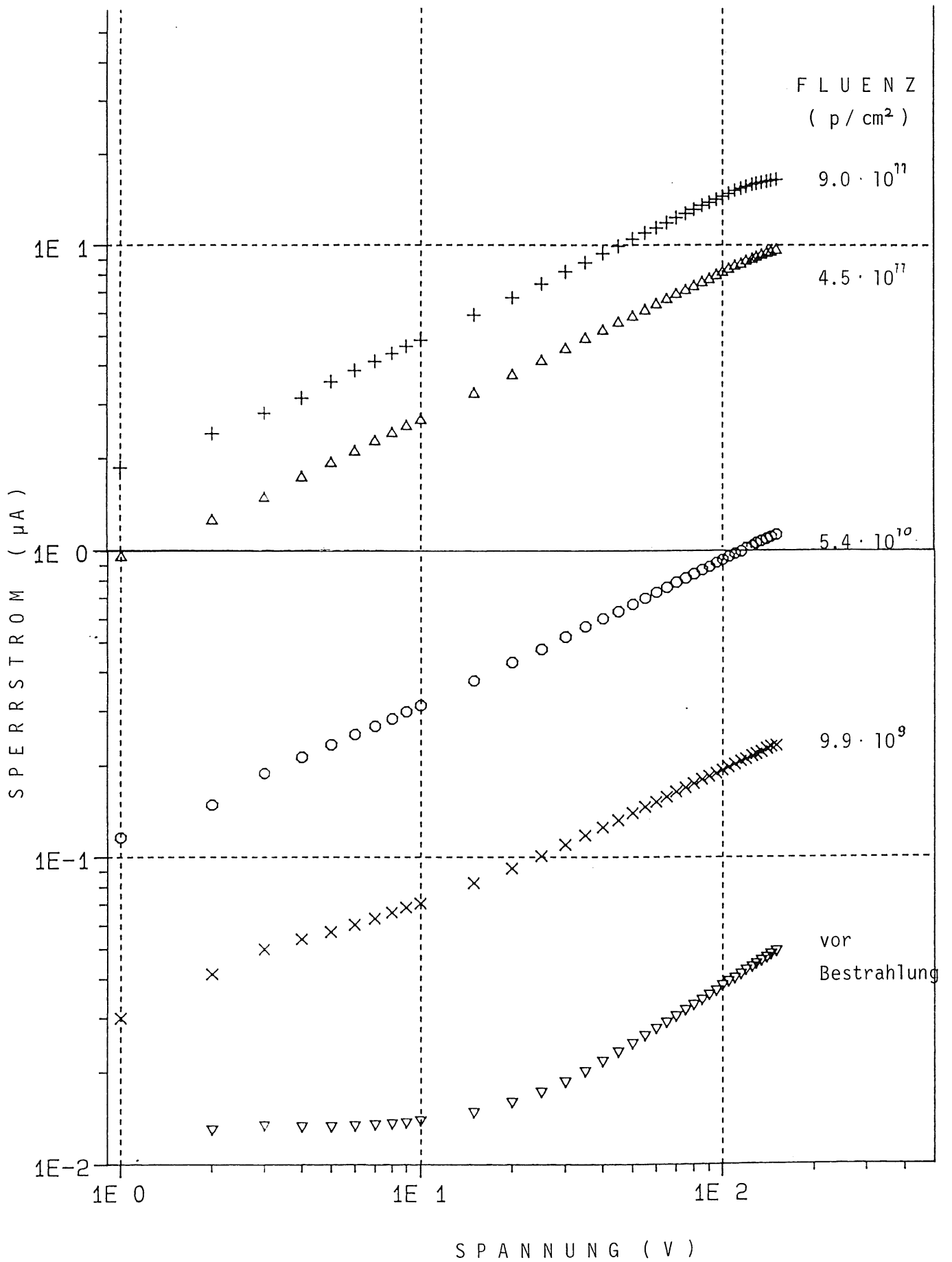


Abb. 16 : Sperrstromanstieg mit der Fluenz in doppeltlogarithm. Darstellung

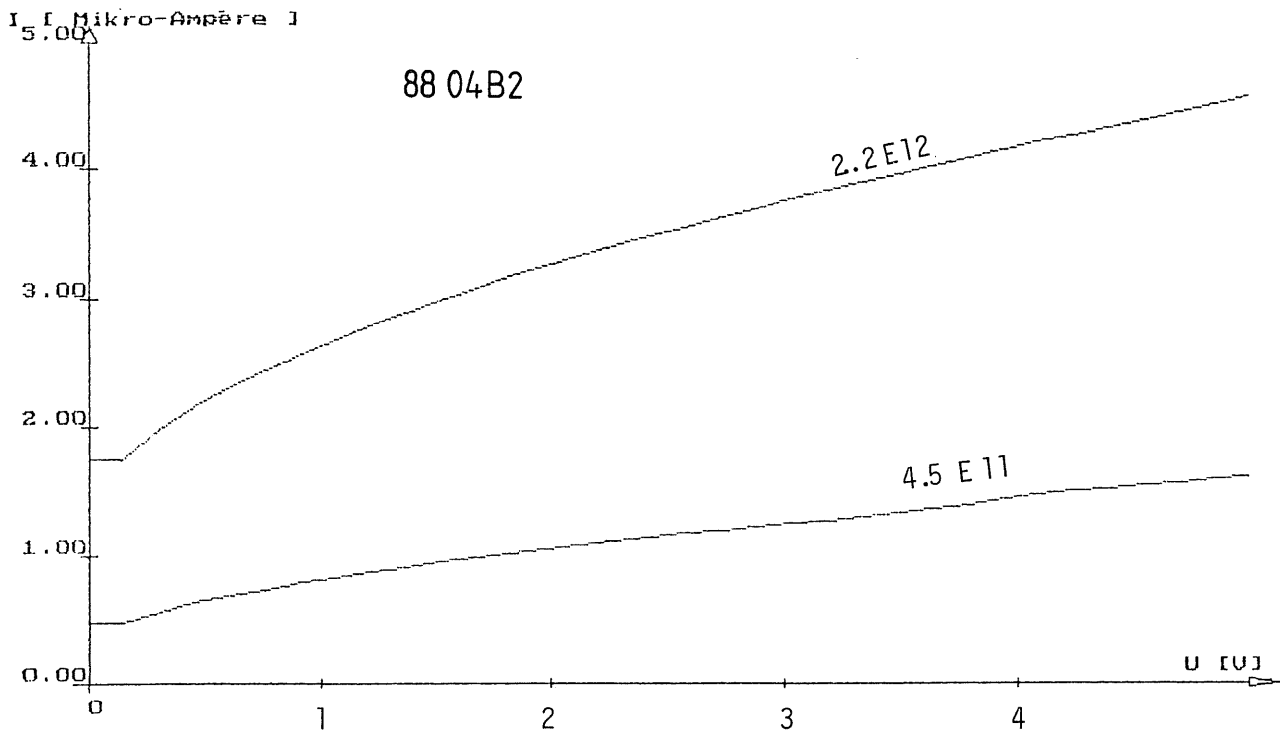


Abb. 17: Sperrstromzunahme für kleine Spannung und hohe Fluenzen

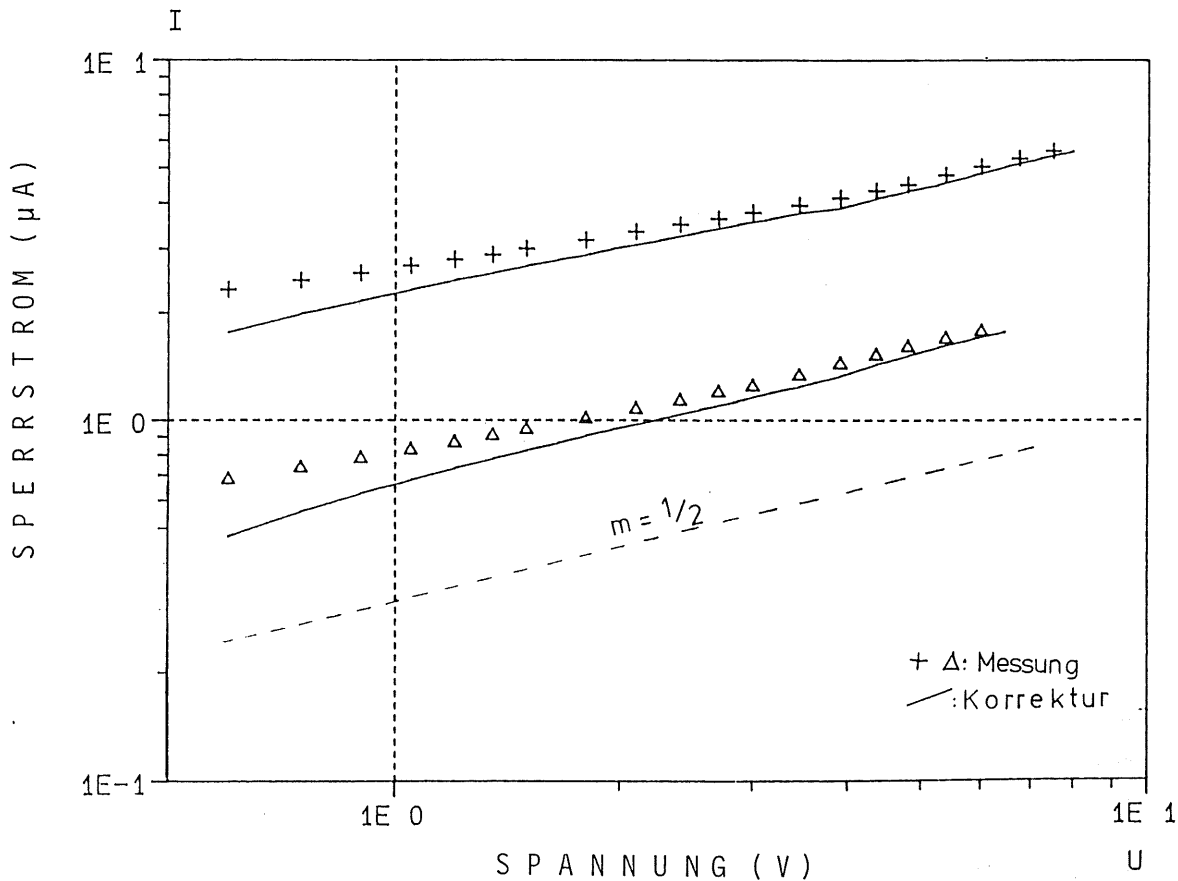


Abb. 18: Sperrstrom für kleine Spannungen, doppelt logarithmisch

Zwecks einer genaueren Analyse der Sperrstromanteile im bestrahlten Detektor wurde ein "Fit"-Programm benutzt, das die I-V-Wertepaare einliest und mit der Methode des kleinsten quadratischen Fehlers dieser Meßwertreihe eine Funktion

$$I/A = a + b \sqrt{U_{\text{dep}} + 0.45 \text{ V}} \quad \{ 4.1 \}$$

zuordnet. Bei Berücksichtigung verschiedener Fluenzen ließ sich eine solche Funktion nur mit großer Standardabweichung für a und b finden. Die relative Gewichtung der beiden Stromanteile bei U_{dep} konnte aber nahezu dosisunabhängig bestimmt werden. Für den spannungsunabhängigen Teil, der alle Ströme außer dem Volumenstrom umfaßt, gilt

$$\frac{a}{\Phi} \approx 5 \cdot 10^{-19} \frac{\text{A}}{\text{p}},$$

für den Volumenstrom gilt

$$\frac{b \sqrt{U_{\text{dep}} + 0.45 \text{ V}}}{\Phi} \approx 10^{-17} \frac{\text{A}}{\text{p}}.$$

Bildet man das Verhältnis, so folgt daraus: Der Gesamt-Stromanstieg resultiert zu 95 % aus dem Volumenstromanstieg.

Es ist plausibel anzunehmen, und in der Vergangenheit schon gezeigt worden, daß Bulk-Defekte, also Defekte im Inneren des Detektormaterials (engl.: bulk = Hauptmasse) proportional mit der Dosis zunehmen und die Schädigung somit eine proportionale Zunahme des Volumenstromes bewirkt. Zur Beschreibung dieses Umstands wird die sogenannte Schädigungsrate K eingeführt, so daß gilt

$$\Delta I / V = K \cdot \Phi \quad \{ 4.2 \}$$

mit ΔI = Differenz der Ströme nach und vor Bestrahlung,

V = Volumen der Raumladungszone,

Φ = totale Fluenz,

$[K]$ = Ampere/cm

Eine in der Literatur ebenfalls häufig anzutreffende Größe ist die Schädigungskonstante k , die der Schädigungsrate proportional ist. Sie kann über die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger definiert werden, für die folgende Beziehung gültig ist:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + k_{\tau} \Phi \quad \{ 4.3 \}$$

τ und τ_0 bezeichnen die Lebensdauer (der Löcher bei n-Material) nach und vor Bestrahlung. Der Volumenstrom beträgt $I = e n_i V / 2\tau$ { 2.5 }. Die Volumenstromzunahme genügt dann der Gleichung

$$\Delta I = \frac{1}{2} e n_i V \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right) = \frac{1}{2} e n_i V k_{\tau} \Phi \quad \{ 4.4 \}$$

Mit Gleichung { 4 . 1 } läßt sich die Schädigungskonstante ausdrücken durch

$$k_{\tau} = \frac{2}{e n_i} K , \quad [k_{\tau}] = \text{cm}^2/\text{s} \quad \{ 4 . 5 \}$$

Die Auftragung der Sperrstromdichte $\Delta I/A$ über der Protonenfluenz (Abb. 19) im doppeltlogarithmischen Maßstab zeigt die direkte Proportionalität der Stromzunahme zur Fluenz.

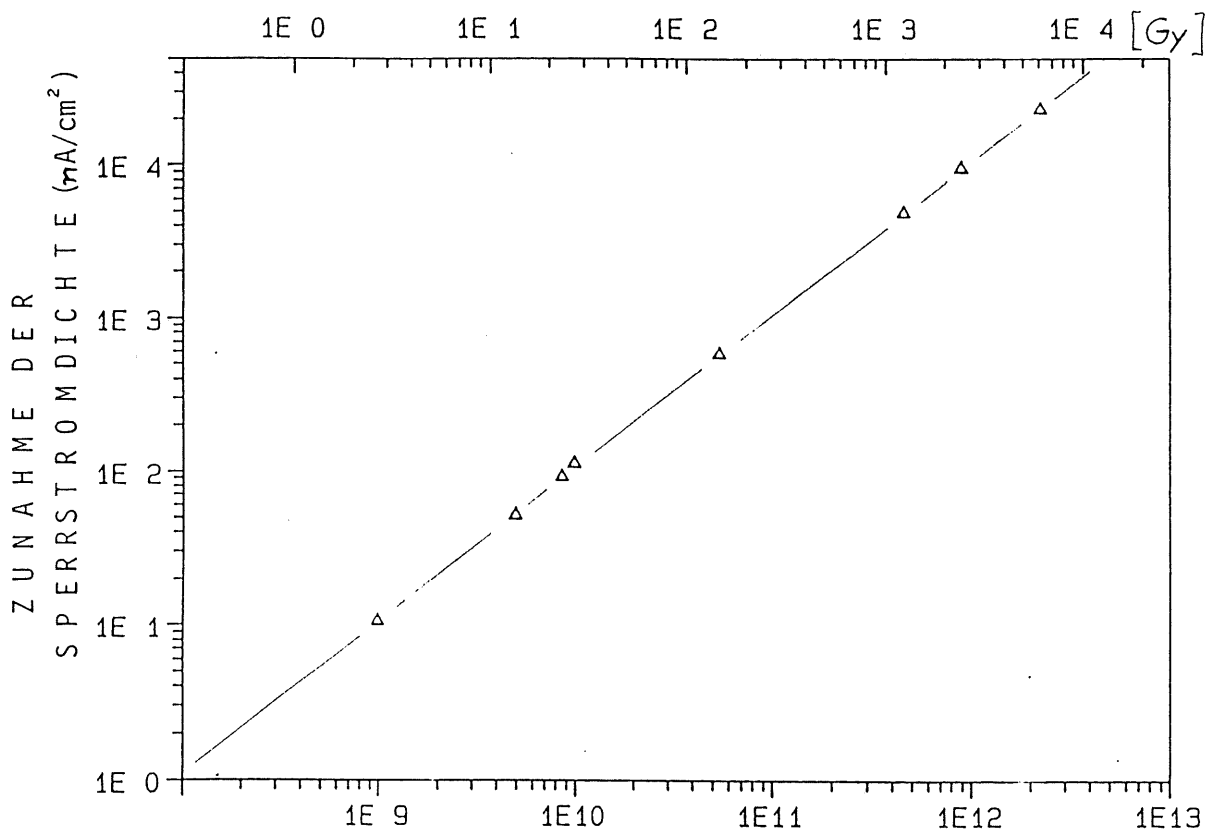


Abb.19

PROTONENFLUENZ (p / cm²)

Die Durchführung des Bestrahlungsexperiments mit Messungen nach jeder Teilbestrahlung erlaubt es, die Schädigungsrate K für jede Teilschädigung zu bestimmen und gegebenenfalls zu mitteln. Da zwischen Bestrahlungsende und Messung des Stromes bei einer bestimmten Spannung bereits Ausheilungseffekte auftreten und die gemessenen Schädigungseffekte folglich nicht die tatsächliche Schädigung wiedergeben, müssen die Meßwerte auf das Bestrahlungsende extrapoliert werden. Mit Hilfe der Erkenntnisse, die über das Ausheilverhalten der Detektoren gewonnen wurden (→ Kap. 4.4.), wurde eine lineare Extrapolation der ersten zwei Meßwerte für optimal befunden. Der mögliche Fehler lag mit 2-5% niedriger als andere Meßungenauigkeiten (vor allem Temperaturschwankungen). Analog dazu wurden die Meßwerte vor Beginn einer neuen Teilbestrahlung, die ja die Grundlage für die Bestimmung des Sperrstromanstiegs sind, auf das Ende der folgenden Bestrahlung extrapoliert, da die Ausheilung nicht mit dem Beginn einer weiteren Bestrahlung

abrupt endet, sondern fast ungestört weiterverläuft und durch die neuerliche Schädigung überdeckt wird. Abbildung 20 skizziert grob den Verlauf der Protonenschädigung (in willkürlichem Maßstab).

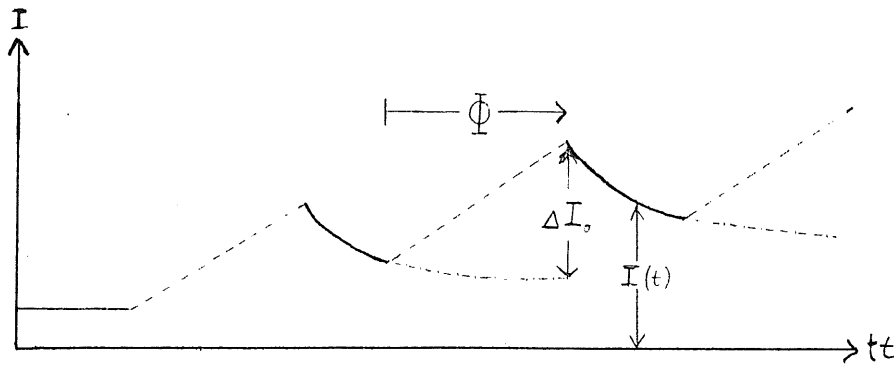


Abb. 20: Stromverlauf bei Teilbestrahlungen, schematisch

Diese Extrapolationen verhindern nicht, daß der strahleninduzierte Stromanstieg unterschätzt wird. Denn insbesondere heilen während einer Bestrahlung die neu erzeugten Defekte aus, mit zum Teil hoher Rate. Die Selbstaushilung während Bestrahlung wird in Kapitel 4.4. diskutiert und an einem Beispiel gerechnet; nicht zuletzt wegen der Ungenauigkeit des Modells in der Anwendung wurde diese frühe Selbstaushilung jedoch nicht in diese Auswertung einbezogen.

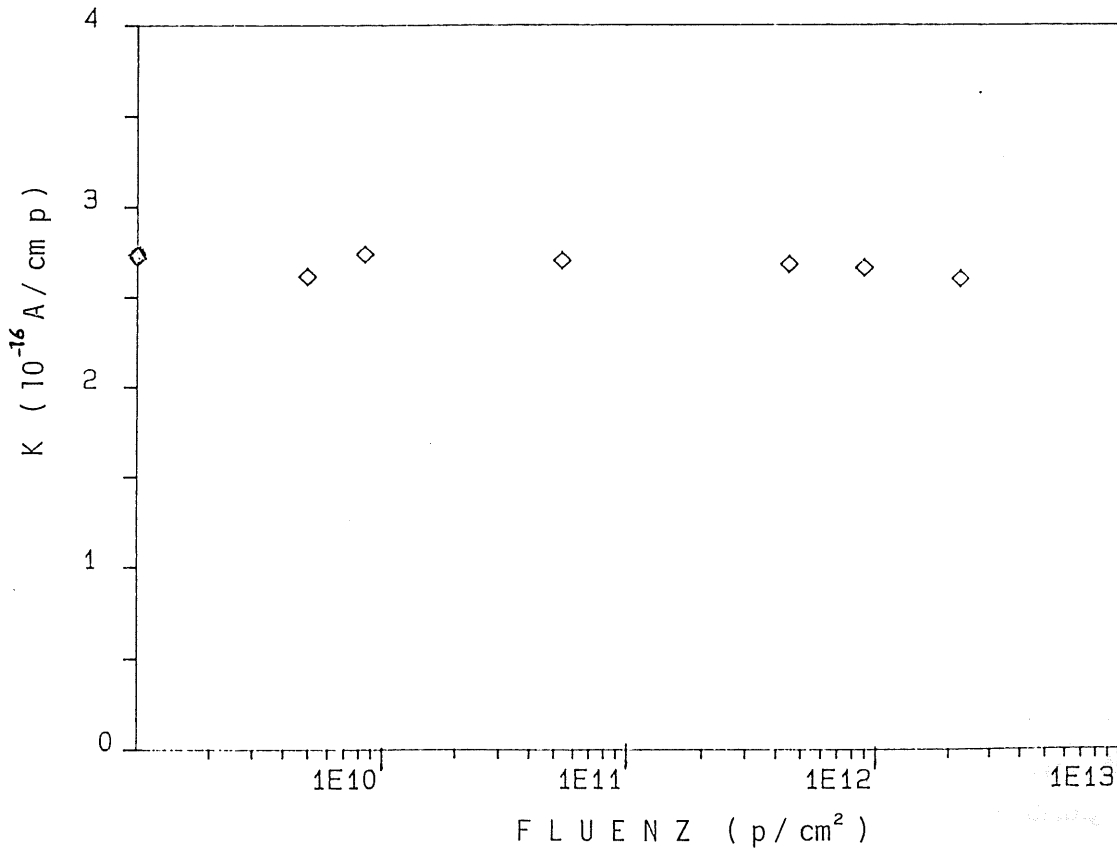


Abb. 21: Schädigungsrate K für verschiedene Fluenzen

Die auszuwertenden Stromwerte müssen, wie bereits erwähnt, auf ein wohldefiniertes Sperrschichtvolumen und damit auf eine bestimmte (von $N_{\text{eff}}^{\text{D}}$ abhängige) Spannung bezogen sein. Für die vorliegende Auswertung wurden Stromwerte für $U = U_{\text{dep}}$ betrachtet, so konnte das Sperrschichtvolumen gleich dem Detektorvolumen gesetzt werden. U_{dep} wurde für jede Teilbestrahlung aus der C-V-Messung bestimmt. Die für verschiedene Fluenzen berechneten Schädigungsraten sind in Abbildung 21 aufgeführt. Die leichte Verringerung von K für hohe Fluenzen tritt bei anderen Detektoren gleichermaßen auf und läßt sich hauptsächlich auf die Selbstausheilung während der Bestrahlung zurückführen, denn hohe Protonenfluenzen verlangten längere Bestrahlungszeiten.

Abhängigkeiten von anderen Parametern

Der exemplarisch am Detektor 8804B2 aufgezeigte Sperrstromanstieg zeigt sich in vergleichbarer Weise an allen untersuchten Detektoren. Abbildung 22 zeigt die Entwicklung der I-V-Kennlinie für einen Detektor mit $\rho = 5 \text{ K}\Omega\text{cm}$, dessen MOS-Rand nicht bestrahlt wurde. Obwohl der Detektor naturgemäß für kleinere Spannung verarmt ist als der zuvor besprochene, weist er eine höhere Spannungsfestigkeit auf, die bis zum Dreifachen des U_{dep} -Wertes (hier: $\approx 68 \text{ V}$) reicht. Hierdurch ist eine sicherere Analyse anderer Detektoreigenschaften gewährleistet.

Der Vergleich des Kennlinienverlaufs nach maximaler Fluenz für verschiedene Detektoren – dargestellt in Abbildung 23 – zeigt den Einfluß der Betriebsspannung und der Bestrahlungsfläche. Nach der Umrechnung der Stromwerte auf Stromdichtewerte (Stromanstieg pro Einheitsfläche) unterscheiden sich die Detektoren nicht in ihrem maximalen I/A-Wert, der für die vier Detektoren zwischen 7.9 und $8.1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ liegt. Diese Streuung ist geringer als die möglichen Meßfehlerquellen. Für hohe Spannungen war solch ein Ergebnis auch zu erwarten, da der Volumengenerationsstrom eine soviel wichtigere Rolle spielt als Oberflächenströme. Bei 1 Volt Sperrspannung liegen die Stromdichten zwischen $1.64 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ und $1.87 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ bei relativ großer Streuung.

Die Schädigungsraten und nach { 4. 5 } berechneten Schädigungskonstanten für verschiedene Detektoren sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Die Standardabweichungen kommen zum einen durch den weiter oben angesprochenen Gang der Schädigungsrate zu niedrigeren Werten für zunehmende Bestrahlungsdauer zustande, zum anderen durch die empfindliche Temperaturabhängigkeit des Detektorstromes als Funktion der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration $n_i(T)$. Eine Änderung der Temperatur um 1 Kelvin bewirkt bei Raumtemperatur eine Änderung des Stromwertes von $8-9 \%$. Für diese Auswertung wurde eine Temperaturungenauigkeit von 0.5 Kelvin angenommen.

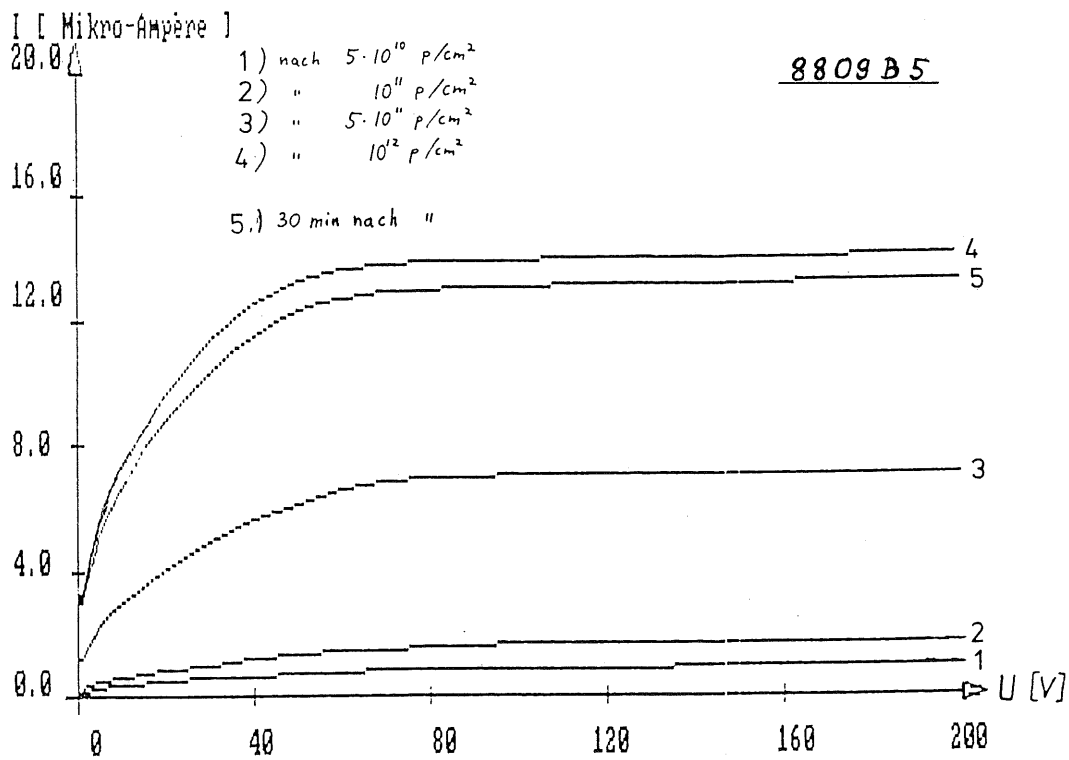


Abb. 22: absolute Sperrstromzunahme

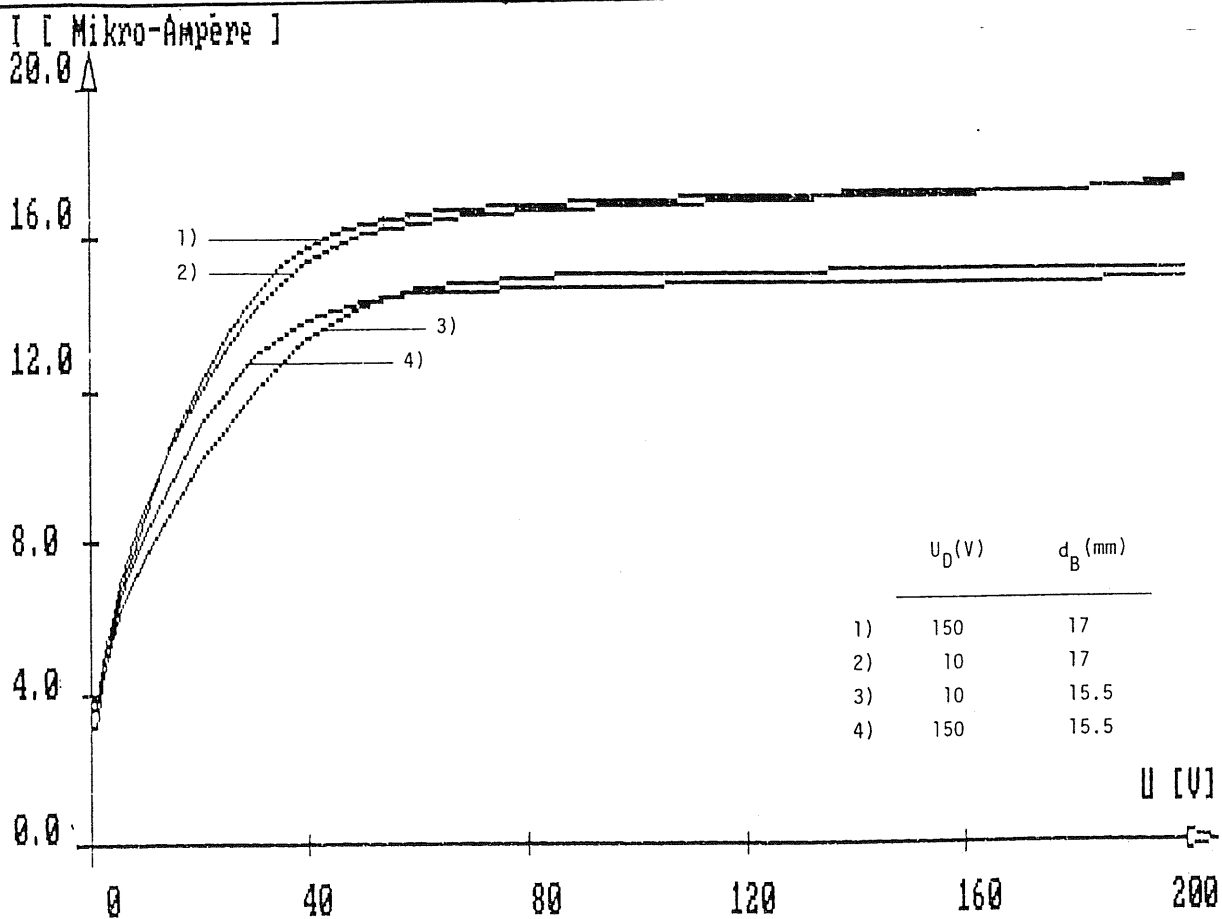


Abb. 23: Vergleich zwischen versch. Detektoren nach Bestrahlung

| DETEKTOR | ρ [K Ω cm] | U_D [V] | K [10^{-16} A/cm \cdot p] | k_T [10^{-7} cm 2 /s] |
|----------|------------------------|-----------|----------------------------------|-------------------------------|
| 8803B4 | 2.8 | / | 2.50 ± 0.22 | 2.91 ± 0.26 |
| 8804B2 | 2.8 | / | 2.69 ± 0.24 | 3.13 ± 0.28 |
| 8809B1 | 4.8 | 150 | 2.47 ± 0.28 | 2.87 ± 0.33 |
| 8809B2 | 4.6 | 150 | 2.32 ± 0.32 | 2.70 ± 0.37 |
| 8810B2 | 5.0 | 10 | 2.43 ± 0.22 | 2.82 ± 0.26 |

Tab. 2: Schädigungsraten K und Schädigungskonstanten k_T für unterschiedliche Detektoren

Eine gesonderte Betrachtung verlangt der Detektor 8804B1, der mit einer Ringblende bestrahlt wurde, d.h. der Protonenbeschuß erfolgte ausschließlich auf dem MOS-Rand. Bei einer bestrahlten Fläche von 0.38 cm^2 erreichte dieser Detektor nach einer Bestrahlung mit 10^{12} p/cm^2 einen Maximalstrom von über $5 \mu\text{A}$ bei 200 V , was einer Stromdichte von über $13 \mu\text{A/cm}^2$ entspricht. Dieser Wert liegt deutlich höher als der für die übrigen Detektoren. Dies könnte aus der Strahlenschädigung durch Neutronen resultieren, die bei dem Protonenbeschuß der 2 mm starken Messingblende entstehen.

Die Niedrigvoltmessungen ergeben die in Abbildung 24 gezeigten I - V - Kennlinien. Deutlich sichtbar ist die Verschiebung der Flachbandspannung. Dieser Effekt wird bei der Auswertung der Kapazitätscharakteristik behandelt.

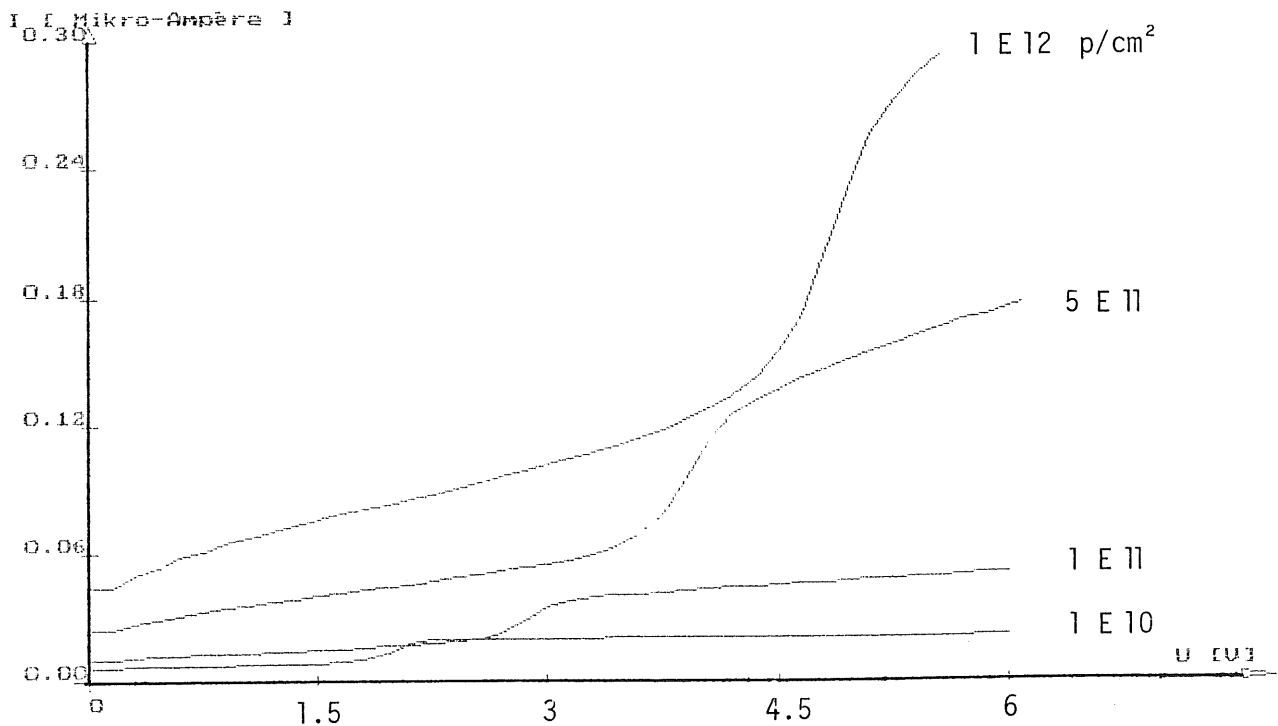


Abb. 24

4.2. Kapazitätscharakteristik

Das Hauptaugenmerk bei der dynamischen Kapazitätsmessung lag auf der Entwicklung der effektiven Dotierungskonzentration, also der Differenz von Donatoren und Akzeptoren, auf der daran angelehnten Verschiebung der für totale Verarmung nötigen Spannung U_{dep} sowie der Frequenzabhängigkeit der C-V-Charakteristik bei zunehmender Protonendosis.

Die Bestimmung der effektiven Donatorkonzentration geschieht mit Hilfe der $C - U^{-1/2}$ -Kennlinie, deren Steigung bei $U < U_{dep}$ den N_{eff}^D -Wert widerspiegelt. Denn aus (2.5) folgt für die Detektorkapazität

$$C_{det} = \sqrt{\frac{1}{2} A^2 \epsilon \epsilon_0 e N_{eff}^D} \cdot U^{-1/2} \quad \{ 4.6 \}$$

Der Wurzelausdruck ist gleich der Steigung s der $C - U^{-1/2}$ -Kurve, so daß mit der Berechnung von s durch eine lineare Regression der Meßwerte die effektive Donatorkonzentration berechnet werden kann:

$$N_{eff}^D = \frac{2 s^2}{A^2 \epsilon \epsilon_0 e} \quad \{ 4.7 \}$$

Als Fläche A darf dabei nicht einfach die Fläche der Oberflächensperrschicht gesetzt werden, da die Raumladungszone nicht exakt zylindrisch geformt ist. Man

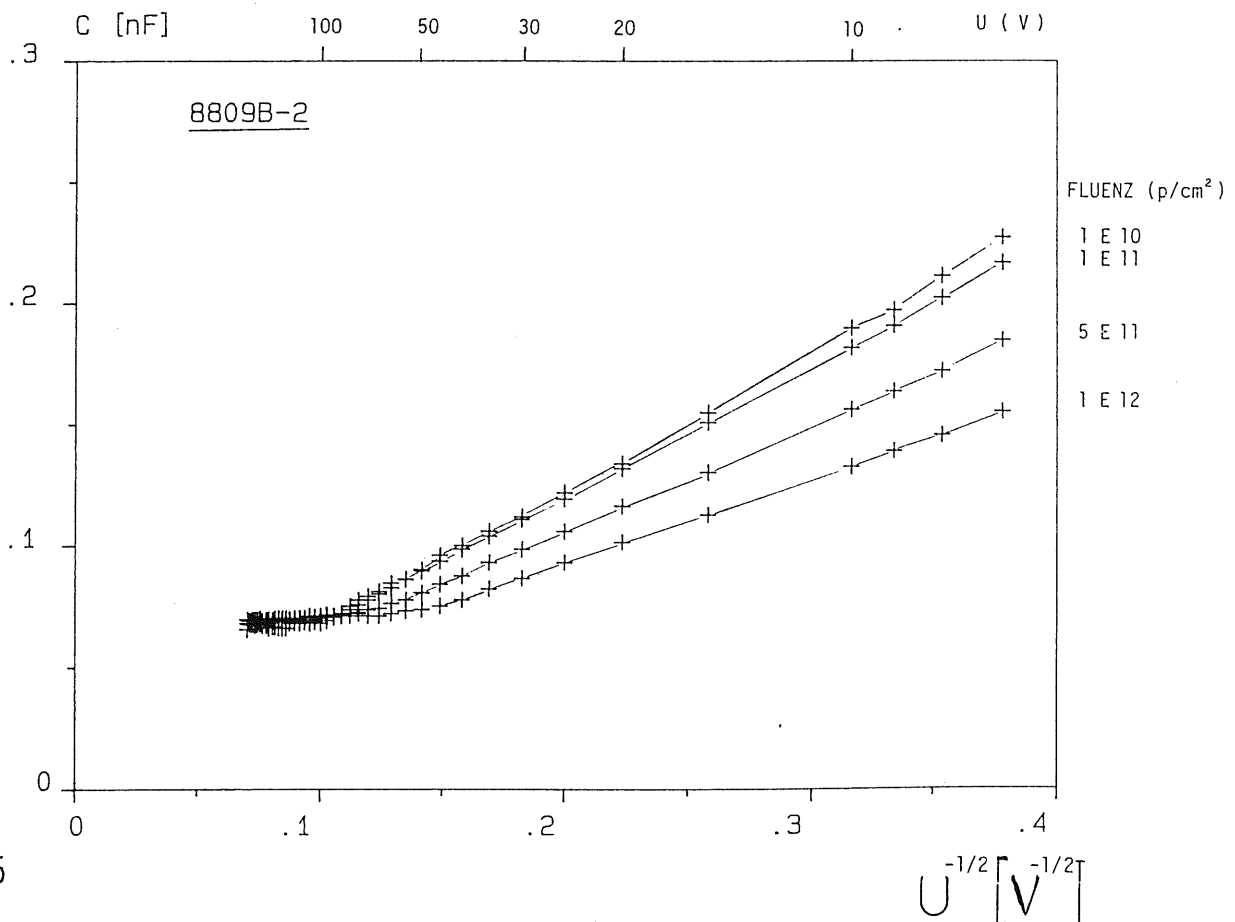


Abb.25

kann A berechnen über die Detektorkapazität, die aus der $C - U^{-1/2}$ - Kennlinie bestimmt wird ($C(U_{dep}) - C_{streu}$) :

$$A = \frac{C_{det} \cdot x_d}{\epsilon \epsilon_0} \quad \{ 4.8 \}$$

Eine weitere Möglichkeit der N_{eff}^D - Bestimmung ergibt sich über den Zusammenhang von Spannung und Sperrschichttiefe. Aus {2.3} folgt für den Fall vollständiger Verarmung :

$$N_{eff}^D = \frac{2 \epsilon \epsilon_0}{e x_d^2} U_{dep} \quad \{ 4.9 \}$$

Die Spannung für vollständige Verarmung ergibt sich auch nach Protonenschädigung aus dem Abknickpunkt der $C - U^{-1/2}$ - Kurve (\rightarrow Abb. 9). In Abbildung 25 ist die Entwicklung der Kennlinie mit zunehmender Bestrahlung dargestellt und damit qualitativ die Änderung der effektiven Donatorkonzentration. Die Abflachung der Kennlinie im unteren Spannungsbereich ($U \leq U_{dep}$) mit der Fluenzzunahme ist gleichbedeutend mit einer Reduzierung der effektiven Donatorkonzentration. Ebenfalls läßt sich ein Sinken des U_{dep} - Wertes verzeichnen .

Die absoluten N_{eff}^D - Werte als Funktion der Fluenz sind für einen Detektor mit $\Phi_{max} = 2.5 \cdot 10^{12}$ in Abbildung 26 aufgetragen.

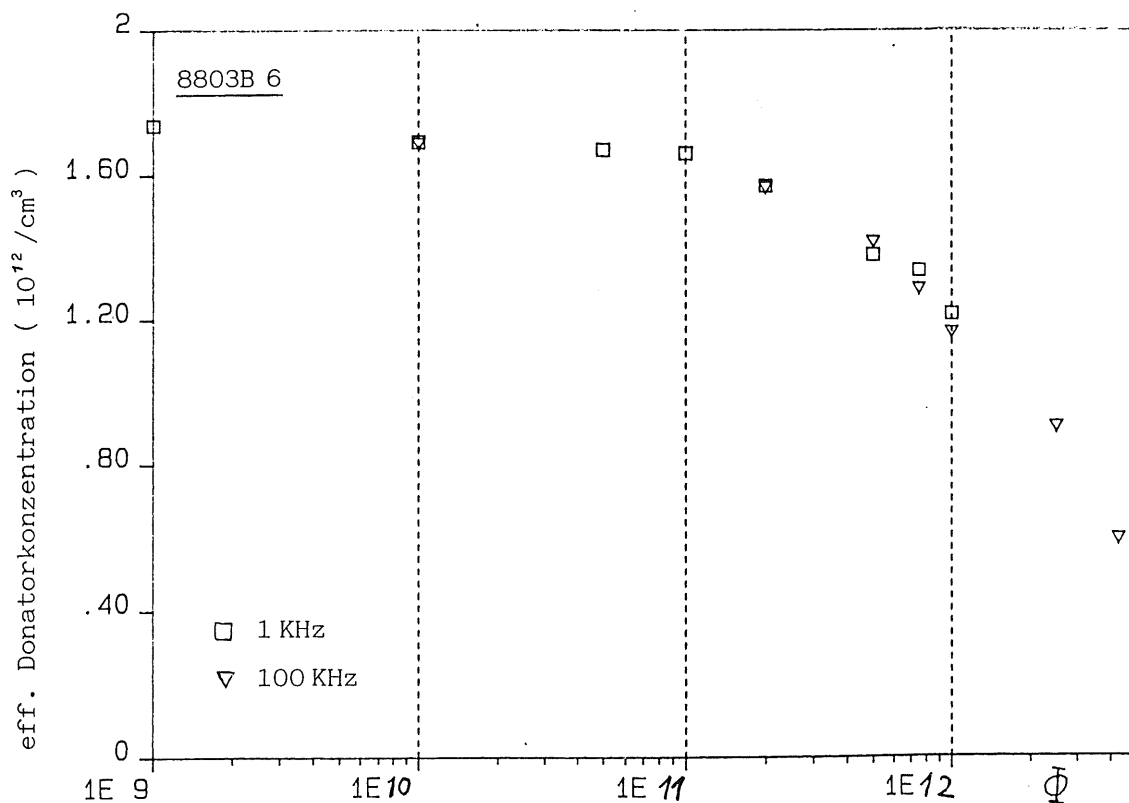


Abb.26

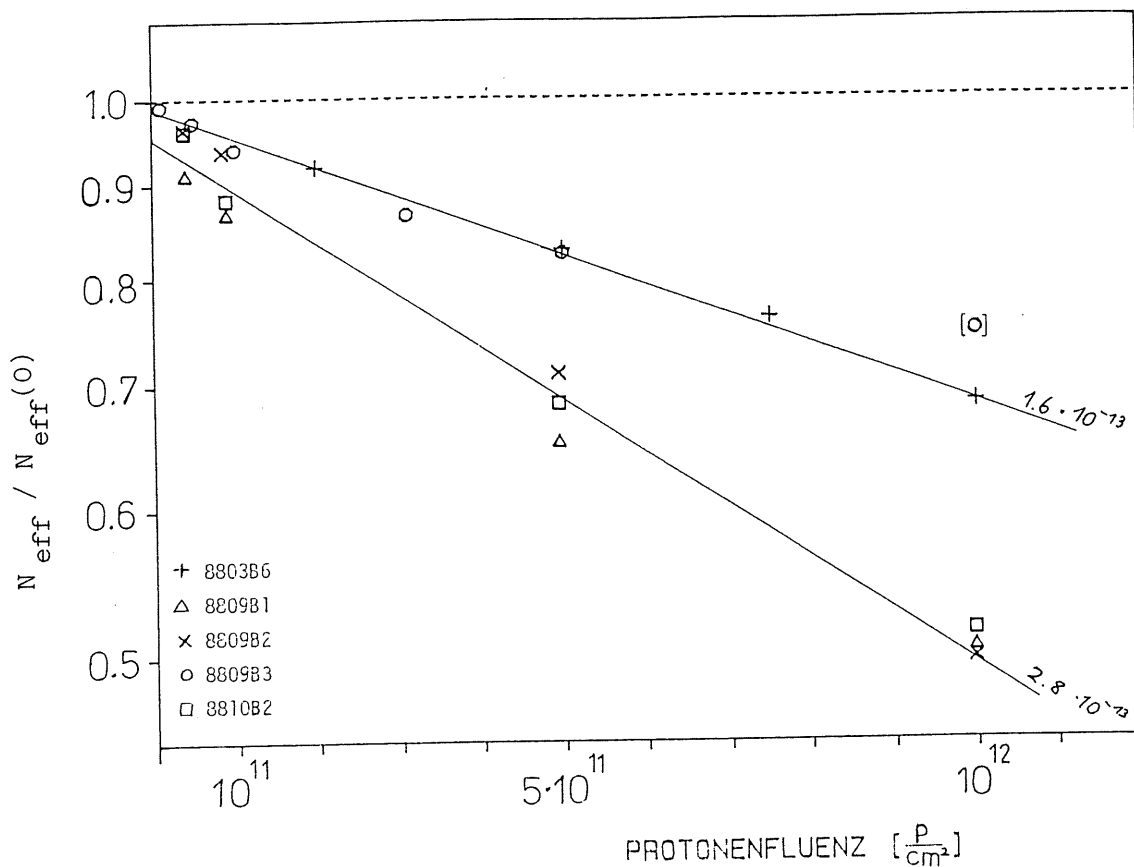


Abb. 27

Man kann annehmen, daß die Verringerung von $N_{\text{eff}}^{\text{D}}$ in jedem Dosisintervall (engl.: removal rate $\hat{=}$ Vernichtungsrate) proportional der aktuellen effektiven Donatorkonzentration ist, da nur eine endliche Menge an Donatoren vorhanden ist, die zunehmend in Komplexdefekte eingebunden und desaktiviert werden. Folglich muß sich die "Vernichtungsrate" β ausdrücken lassen als

$$\beta = \left| \frac{dN_{\text{eff}}^{\text{D}}(\Phi)}{d\Phi} \right| = -c \cdot N_{\text{eff}}^{\text{D}} \quad \{ 4.10 \}$$

Da sich $N_{\text{eff}}^{\text{D}}$ pro Dosisintervall ständig ändert, lassen sich β und der Proportionalitätsfaktor c nur durch Integration über die Fluenz errechnen:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN_{\text{eff}}^{\text{D}}(\Phi)}{N_{\text{eff}}^{\text{D}}(\Phi)} = \int_0^{\Phi} -c \, d\Phi \quad \{ 4.11 \}$$

$$\Rightarrow \ln \frac{N_{\text{eff}}^{\text{D}}(\Phi)}{N_{\text{eff}}^{\text{D}}(0)} = -c \cdot \Phi \quad \{ 4.12 \}$$

Diese Beziehung ist in Abbildung 27 für unterschiedliche Detektoren dargestellt. Den Berechnungen liegen 100 KHz - C-V-Messungen zugrunde. Der deutlichste Effekt besteht in der starken Abhängigkeit der Steigung $-c$ von der bei Bestrahlung

angelegten Sperrspannung. Dabei unterscheidet sich der Detektor mit $U_D = 10$ V innerhalb der Meßgenauigkeit nicht von den beiden Detektoren mit $U_D = 150$ V, aber bei offenem Stromkreis ergibt sich bei Bestrahlung ersichtlich eine weniger starke N_{eff}^D - Verminderung. Der Wert des Detektors 8809B3 bei der Fluenz 10^{12} p/cm² ist unerklärlich und wird in die β - und c - Bestimmung nicht einbezogen. Die Werte für kleine Fluenzen $\approx 10^{10}$ p/cm² unterliegen einer großen Schwankung, da die Differenzen zwischen N_{eff}^D vor Bestrahlung und N_{eff}^D nach Bestrahlung gering sind und Meßschwankungen dann einen beträchtlichen Einfluß haben.

| DETEKTOR | U_D | VERNICHTUNGSRATE β [cm ⁻¹] | C [10^{-13} cm ²] |
|----------|-------|--|------------------------------------|
| 8803B6 | / | 0.35 ± 0.11 | 1.6 ± 0.2 |
| 8809B3 | / | | |
| 8809B1 | 150 | 0.60 ± 0.21 | 2.8 ± 0.7 |
| 8809B2 | 150 | | |
| 8810B2 | 10 | | |

Frequenzabhängigkeit

Alle Detektoren sind vor und nach Bestrahlung bei den Frequenzen 0.5 KHz, 1 KHz, 10 KHz, 50 KHz und 100 KHz gemessen worden. Direkt nach jeder Teilbestrahlung, also ohne nennenswerte Beeinflussung durch Ausheil effekte, wurden Messungen bei 1 KHz, 10 KHz oder 100 KHz vorgenommen. Bei dem Detektor 8803B6 konnte bei jeder Bestrahlungsunterbrechung die C-V- Charakteristik sowohl für 1 KHz als auch 100 KHz aufgenommen werden.

Das Resultat dieser Vergleichsmessung zeigt Abbildung 28 in der schon bekannten semilogarithmischen Auftragung der "Vernichtungsrate". Offensichtlich gibt es bezüglich der Frequenz der über der Sperrschicht liegenden Wechselspannung keinen Unterschied in der Reduktion der effektive Donatorkonzentration. Das bedeutet, daß sich die erzeugten Defektzentren weder bei einer U_{\sim} - Frequenz von 1 KHz noch von 100 KHz umladen können. Man spricht dann bei beiden Frequenzwerten von dem 'hochfrequenten Fall'. Nach R.Grube, der Strahlenschädigung u.a. bei -20°C untersuchte und die Frequenzabhängigkeit der Defekte ausgewertet hat, kann der niederfrequente Fall (d.h. die Defekte können sich bei beiden Frequenzen umladen) sicher ausgeschlossen werden. [6]

Die Berechnung der effektiven Donatorkonzentration aus Messungen im gesamten o.g. Frequenzbereich ergibt für alle Detektoren jeweils gleiche Werte im Rahmen der Meßgenauigkeit. Die ermittelten Unterschiede zwischen verschiedenen Frequenzen liegen im Prozentbereich und sind teils statistischer Natur, teils zurückführbar auf den Ausheilprozess. Durch die über die ersten Tage anhaltende N_{eff}^D - Erhöhung (\rightarrow Kap.4.4.) können Zeitunterschiede zwischen den Messungen Differenzen in den Werten bedingen.

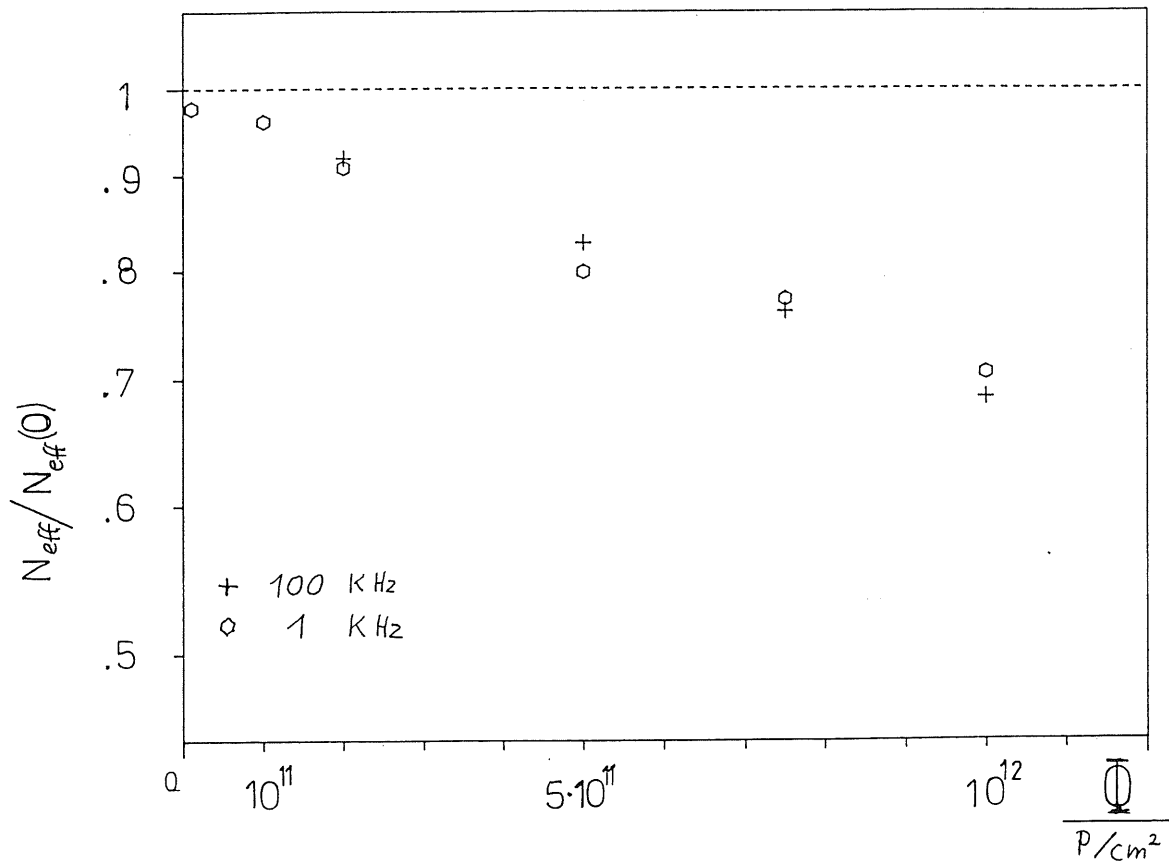


Abb. 28 : Abnahme der Ladungsträgerkonzentration für 2 Frequenzen

MOS - Strukturen

MOS-Strukturen mit spezifischen Widerständen von nominell 2 K Ω cm und 5 K Ω cm wurden prinzipiell der gleichen Bestrahlungsprozedur unterzogen wie die Detektoren. Um die Auswirkung eines angelegten \vec{E} -Feldes auf die Entstehung von Ladungszuständen an einem MOS-Übergang zu untersuchen, wurden einzelne MOS-Strukturen bei der Bestrahlung an unterschiedlich hohe Gate-Spannungen gelegt.

Die Entwicklung der Kennlinie einer bei Bestrahlung an 15 Volt liegenden MOS-Struktur ist in Abbildung 29 gezeigt. Der wesentliche Effekt der Protonenbestrahlung ist die Erhöhung der Flachbandspannung (der Bereich, in dem die Kapazität stark sinkt). Bei dem Protonenbeschuß werden sowohl im Silizium als auch in der Oxydschicht Ladungsträgerpaare generiert. Durch das angelegte Feld können die Elektronen vom Oxyd in das Silizium und dann zur Rückelektrode driften. Die Löcherbeweglichkeit im Siliziumoxyd ist um Größenordnungen kleiner als die der Elektronen (\rightarrow Anhang A), so daß sie im Oxyd nahezu ortsfeste Raumladungen bilden und im Silizium zur Si-SiO₂-Grenzschicht driften. Die positive Raumladung erzeugt ein Gegenfeld zu dem von der Gatespannung erzeugten Feld, wodurch der Flachbandfall mit zunehmender Fluenz für immer höheres U_G erreicht wird.

87 MOS 10-3 (1 KHZ)

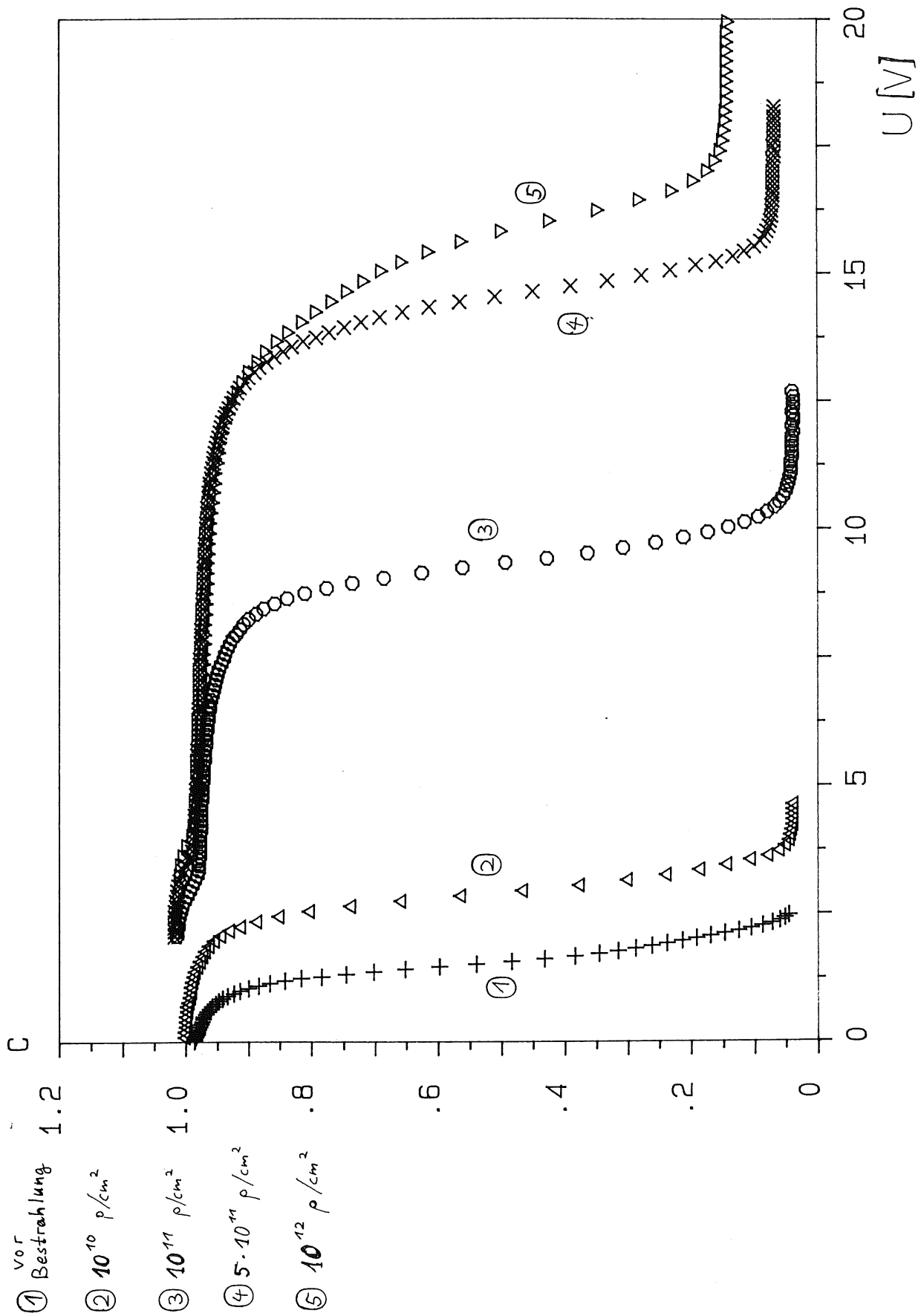


Abb.29: C-V-Kennlinien einer MOS-Struktur für zunehmende Protonenschädigung

Elektronen vom Oxyd in das Silizium und dann zur Rückelektrode driften. Die Löcherbeweglichkeit im Siliziumoxyd ist um Größenordnungen kleiner als die der Elektronen (→ Anhang A), so daß sie im Oxyd nahezu ortsfeste Raumladungen bilden und im Silizium zur Si-SiO₂-Grenzschicht driften. Die positive Raumladung erzeugt ein Gegenfeld zu dem von der Gatespannung erzeugten Feld, wodurch der Flachbandfall mit zunehmender Fluenz für immer höheres U_G erreicht wird.

Der Einfluß der Höhe der Gatespannung wird in Abbildung 30 verdeutlicht. Obwohl die Gatespannung sofort nach Bestrahlung von den Strukturen abgenommen wurde und sich somit thermisches Gleichgewicht einstellen konnte, ist die Verschiebung der Flachbandspannung empfindlich vom U_G-Betrag abhängig.

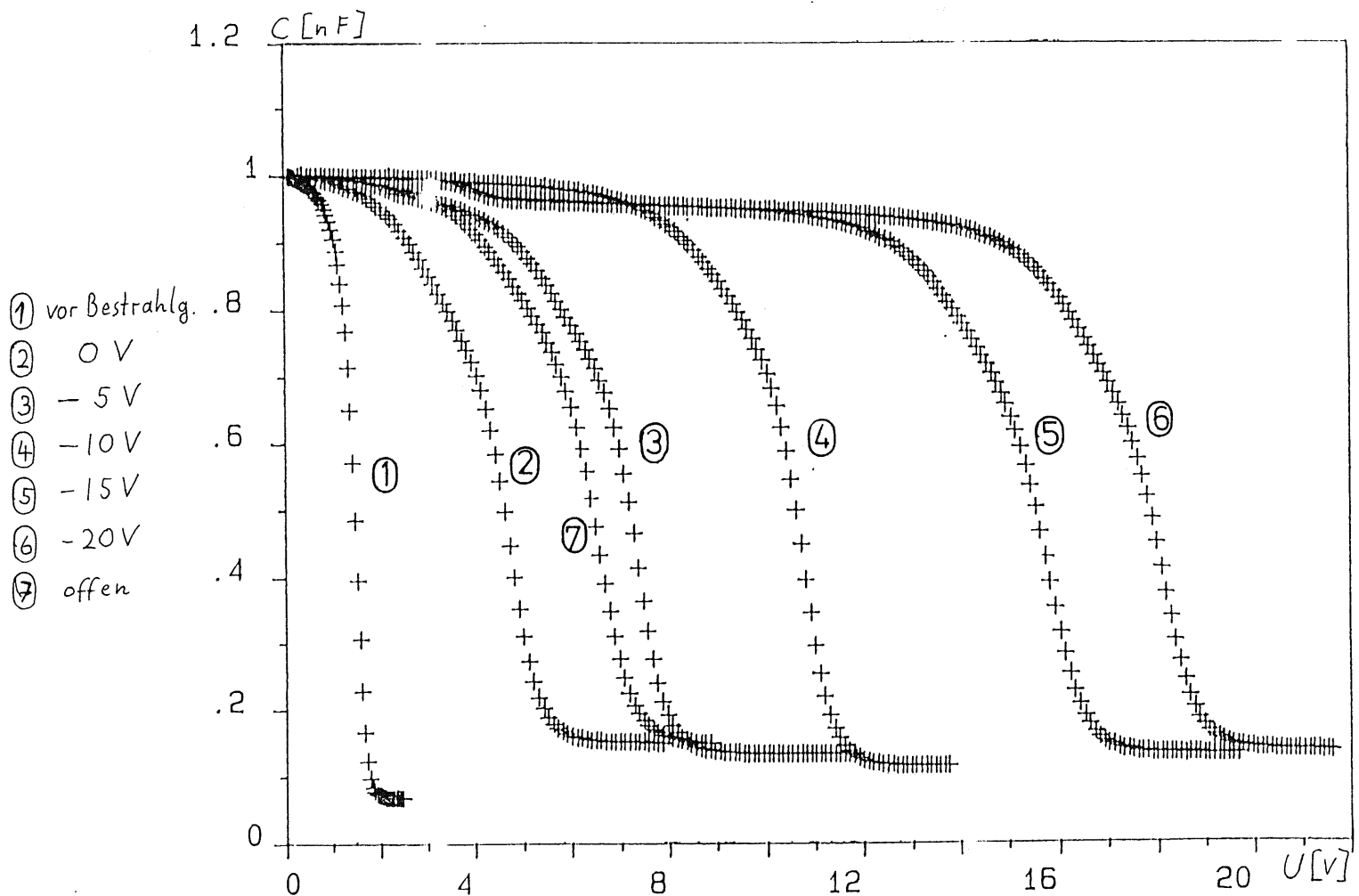


Abb.30 : Protonenschädigung von MOS - Strukturen bei verschiedenem U_G

4.3. Ladungssammlungs - Effekte

Die Auswertung der Ladungssammlungsmessungen konzentriert sich auf die Bestimmung des Ladungssammlungsverlustes und der daraus extrahierten Trapping-Zeitkonstanten τ , die definiert ist durch

$$Q = Q_0 \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] \quad \{ 4.13 \}$$

Je kleiner die Trapping-Zeitkonstante relativ zur Ladungssammelzeit t_c ist, desto geringer ist die noch gesammelte Ladung (Q/Q_0). Das Ladungssammlungsdefizit wird mit $1 - \eta = (Q_0 - Q)/Q_0$ bezeichnet.

Theorie

Im Fall homogener Feldstärke wäre die Ladungssammelzeit einfach $t_c = (x_1 - x_0)/v$ mit x_0 als Ort der Ionisation und x_1 als Ort der Zielelektrode des jeweiligen Ladungsträgers. Wegen des Feldstärkegradienten ist die Geschwindigkeit v jedoch ortsabhängig ($\rightarrow \{2.11\}$). Somit ist das Trapping-Modell für inhomogene Feldstärke anzuwenden ^[11].

Nach M. Graf wird für die Beweglichkeit $\mu(E(x))$ der Elektronen und Löcher eine Parametrisierung der Form

$$\mu(E) = \mu_0 (1 - a \cdot E) \quad \{ 4.14 \}$$

gewählt. Die lineare Abhängigkeit von der Feldstärke ist notwendig, um $\mu(t)$ analytisch lösen zu können. Experimentelle Daten für die $\mu(E)$ - E -Beziehung wurden von Canalli und Ottaviani ermittelt ^[13].

Über die lineare Parametrisierung $\{4.14\}$ erhält man für die Ladungssammelzeit

$$t_c = t_R \ln \left[\frac{E(x_0)}{E(x_1)} \cdot \frac{\mu(x_1)}{\mu(x_0)} \right] \quad \{ 4.15 \}$$

$$\text{mit } t_R = \frac{x_d}{\mu_0 E_0} = \text{dielektrische Relaxationszeit.} \quad \{11\}$$

Bei der Auswertung der experimentellen Daten in [13] für $T = 300 \text{ K}$ und für die Kristallorientierung [111] ergaben sich für $\{4.14\}$ die Parameter

$$\begin{aligned} a_e &= 6.5 \cdot 10^{-5}, & \mu_e &= 1556.3 \text{ cm/Vs} & (\text{Elektronen}) \\ a_h &= 3.14 \cdot 10^{-5}, & \mu_h &= 476.6 \text{ cm/Vs} & (\text{Löcher}) \end{aligned}$$

Mit diesem Modell erhält man für das Ladungssammlungsdefizit

$$1 - \eta = \frac{1}{2} \left[\frac{x_d - x_0}{x_d} \frac{t_c^e}{\tau_e} K_e + \frac{x_0}{x_d} \frac{t_c^h}{\tau_e} K_h \right], \quad \{ 4.16 \}$$

wobei die Faktoren K_e und K_h durch eine komplizierte Formel dargestellt werden. Ihr Wert ist abhängig vom Ort der Ionisation (mithin von der Teilchenenergie) und von der anliegenden Sperrspannung bzw. der Feldstärke. Man kann eine effektive

Ladungssammelzeit einführen, die die K-Faktoren enthält, um die Gleichung übersichtlicher zu gestalten : $t_c^{eff} = t_c \cdot K$

Bei dem Einschub kurzreichweitiger Alphateilchen durch eine der beiden Elektroden liegt der Schwerpunkt der Energieverlust-Verteilung (Bragg-Kurve) bei $2/3$ der maximalen Reichweite, also $20 \mu\text{m}$ hinter der Elektrode [12]. Damit kann je nach Einschubrichtung einer der zwei Summanden in { 4. 16 } vernachlässigt werden, und man kann die Gleichung für Elektronen und Löcher getrennt auswerten :

$$\frac{\Delta Q}{Q_0} = \frac{1}{2} \frac{x_d - x_0}{x_d} \frac{t_c^{eff,e}}{\tau_e} ; \quad \frac{\Delta Q}{Q_0} = \frac{x_0}{x_d} \frac{t_c^{eff,h}}{\tau_e} \quad \{ 4. 17 \}$$

Ergebnisse

Die wesentlichen Effekte der Protonenbestrahlung auf die Ladungssammleigenschaften sind

- a) Ladungssammlungsverlust
- b) Erhöhung des Detektorrauschens .

Qualitativ wird das Ladungssammlungsdefizit in Abbildung 31 für die Elektronenkomponente gezeigt. $(Q/Q_0) \cdot 100$ ist linear über der Spannung aufgetragen, doch

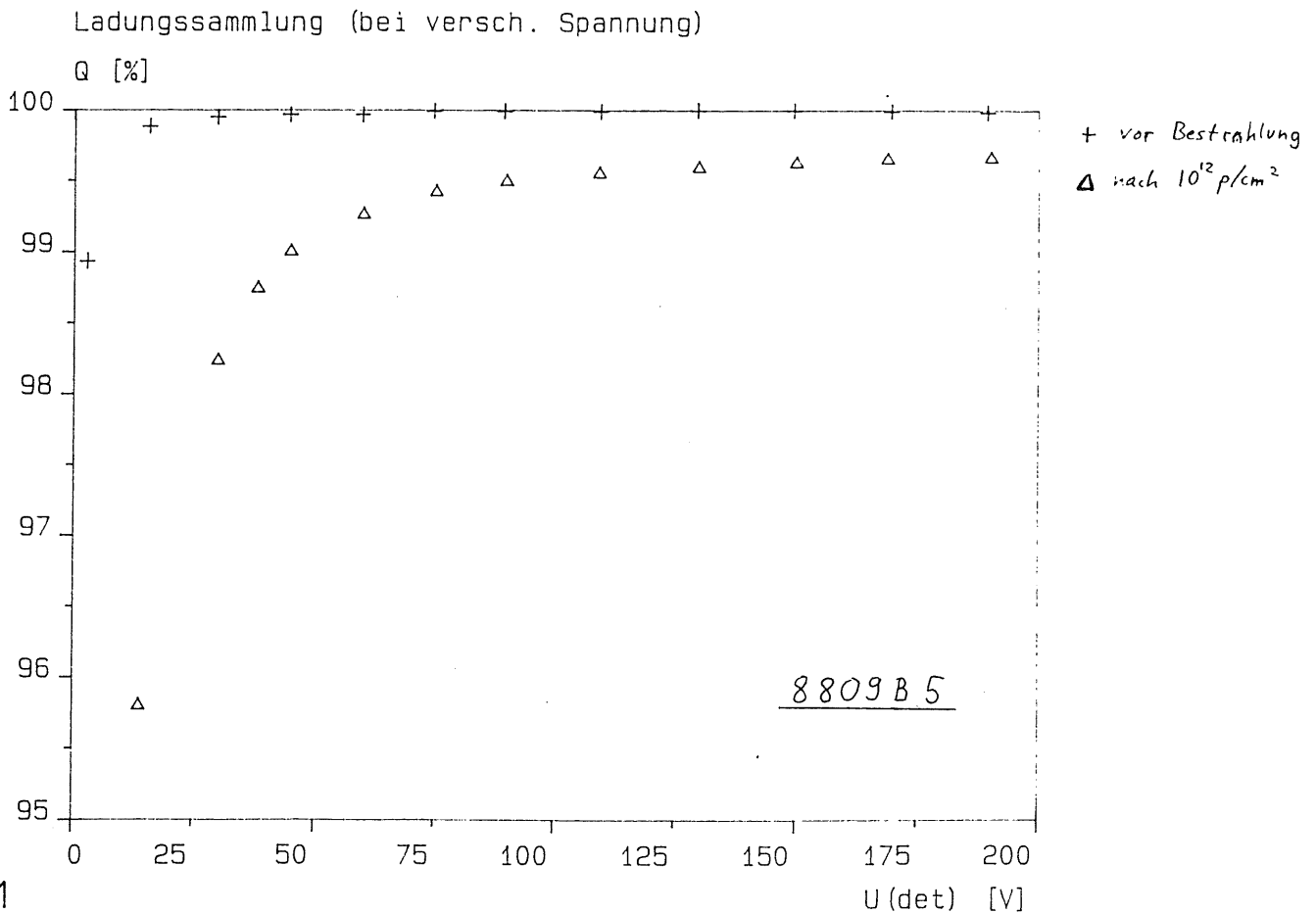


Abb.31

die Feldstärken sind bei gegebener Spannung vor und nach Bestrahlung nicht identisch. Der Detektor ist vor Bestrahlung bei einer Spannung von $U_{\text{dep}} = 104 \text{ V}$ vollständig verarmt, nach der vollen Dosis beträgt $U_{\text{dep}} 68 \text{ Volt}$.

Abbildung 32 gibt das Ladungssammeldefizit des gleichen Detektors (8809B5) in Abhängigkeit von der Ladungssammelzeit t_c^{eff} wieder. Die Elektronenkomponente ist durch α -Beschuß durch die Frontelektrode, die Löcherkomponente durch Rückeinschuß ermittelt worden. Nach { 4.17 } ist die reziproke Trapping - Zeitkonstante bis auf einen konstanten Faktor gerade gleich der Steigung der Kurve im Graphen. Nach Einsetzen der bekannten Werte für x_0 und x_1 resultieren die Elektronen - Trapping - Zeitkonstanten

$$\tau_e \approx 10 \mu\text{s} \quad (\text{ vor Bestrahlung })$$

$$\tau_e = 1.26 = 0.03 \mu\text{s} \quad (\text{ nach } 10^{12} \text{ p/cm}^2)$$

und die Löcher - Trapping - Zeitkonstanten

$$\tau_h = 7.6 = 1.3 \mu\text{s} \quad (\text{ vor Bestrahlung })$$

$$\tau_h = 0.68 \pm 0.02 \mu\text{s} \quad (\text{ nach } 10^{12} \text{ p/cm}^2)$$

Die sehr kleinen $\Delta Q/Q_0$ -Werte ($\approx 1\%$ für Elektronen, $< 1\%$ für Löcher) sind ein bemerkenswertes Ergebnis. Ein Detektor mit solch nahezu vernachlässigbarem Ladungssammlungsdefizit für Fluenzen um 10^{12} p/cm^2 bietet eine große Verlässlichkeit gegenüber einer einmal durchgeführten Kalibrierung.

Der zweite wichtige Strahlenschädigungseffekt ist die Beeinträchtigung der Energieauflösung. Bei Alphabestrahlung setzt sich die Halbwertsbreite eines Impulses im Energiespektrum aus folgenden Anteilen zusammen, die als voneinander unabhängig betrachtet werden können: [11]

$$\Delta E_{\text{tot}}^2 = \Delta E_{e1}^2 + \Delta E_{Ls}^2 + \Delta E_F^2 \quad \{ 4.18 \}$$

Die Komponenten sind erstens das elektronische Rauschen, zweitens die Ladungssammlungsfluktuation im Detektor und drittens die Fano - Statistik der Ladungsträgergeneration. Die Energiebreite der α - Partikel kann vernachlässigt werden. Das elektronische Rauschen wird wesentlich vom Detektor mitbestimmt, einmal durch seinen Sperrstrom, zum anderen ist das Rauschen des Vorverstärkers abhängig von der Detektorkapazität.

Erwartungsgemäß steigt das Gesamtrauschen für zunehmende Fluenz an. Die Werte für das Detektorrauschen, das man durch quadratische Subtraktion aus { 4.18 } erhält, kommen der theoretisch vorhergesagten Abhängigkeit

$$(\Delta E)^2 \sim \sqrt{I} \sim \sqrt{\Phi}$$

nahe. Einige typische Rauschwerte — ausgewertet vom Detektor 8803B5 — seien hier dosisabhängig für eine Sperrspannung von 200 V wiedergegeben:

| | | | | | | |
|------------------------------|------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| FLUENZ [p/cm ²]: | 0 | 1 · 10 ¹⁰ | 4 · 10 ¹⁰ | 1 · 10 ¹¹ | 3 · 10 ¹¹ | 5 · 10 ¹¹ |
| RAUSCHEN [KeV]: | 12.8 | 19.8 | 27.2 | 35.0 | 64.2 | 70.3 |

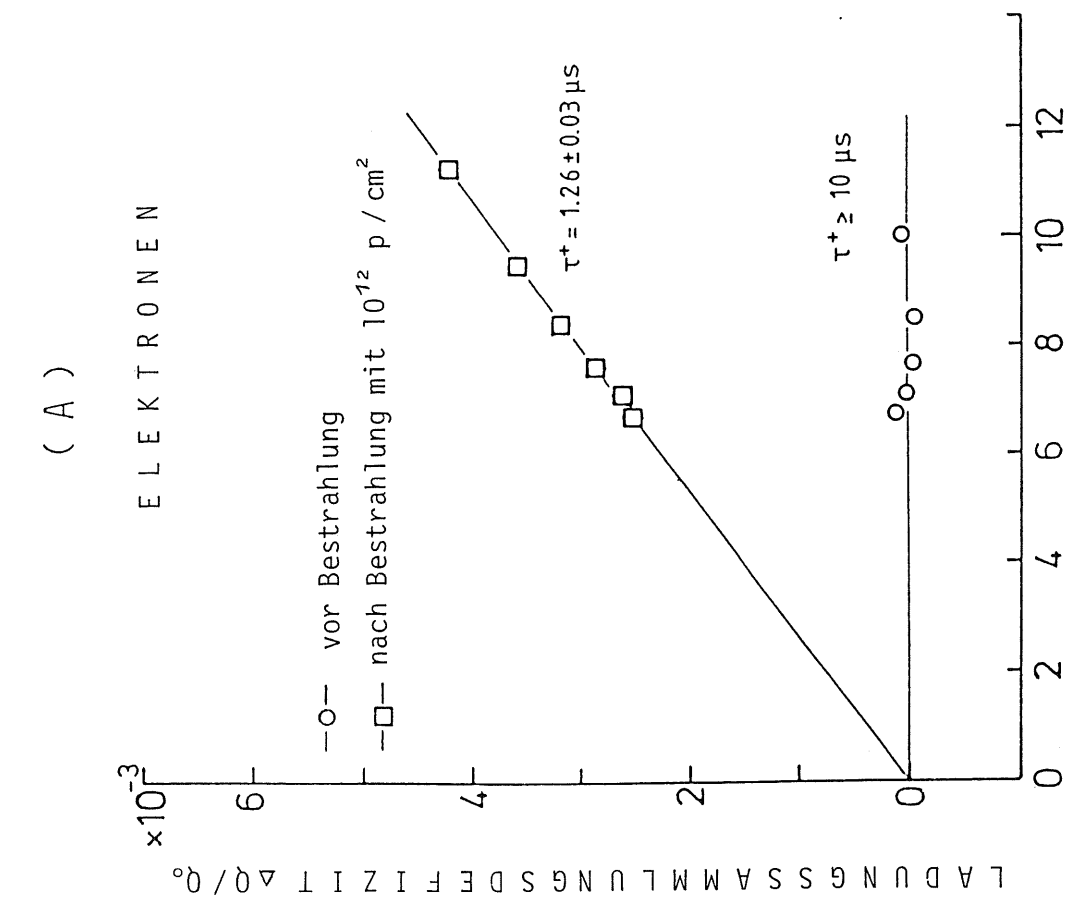
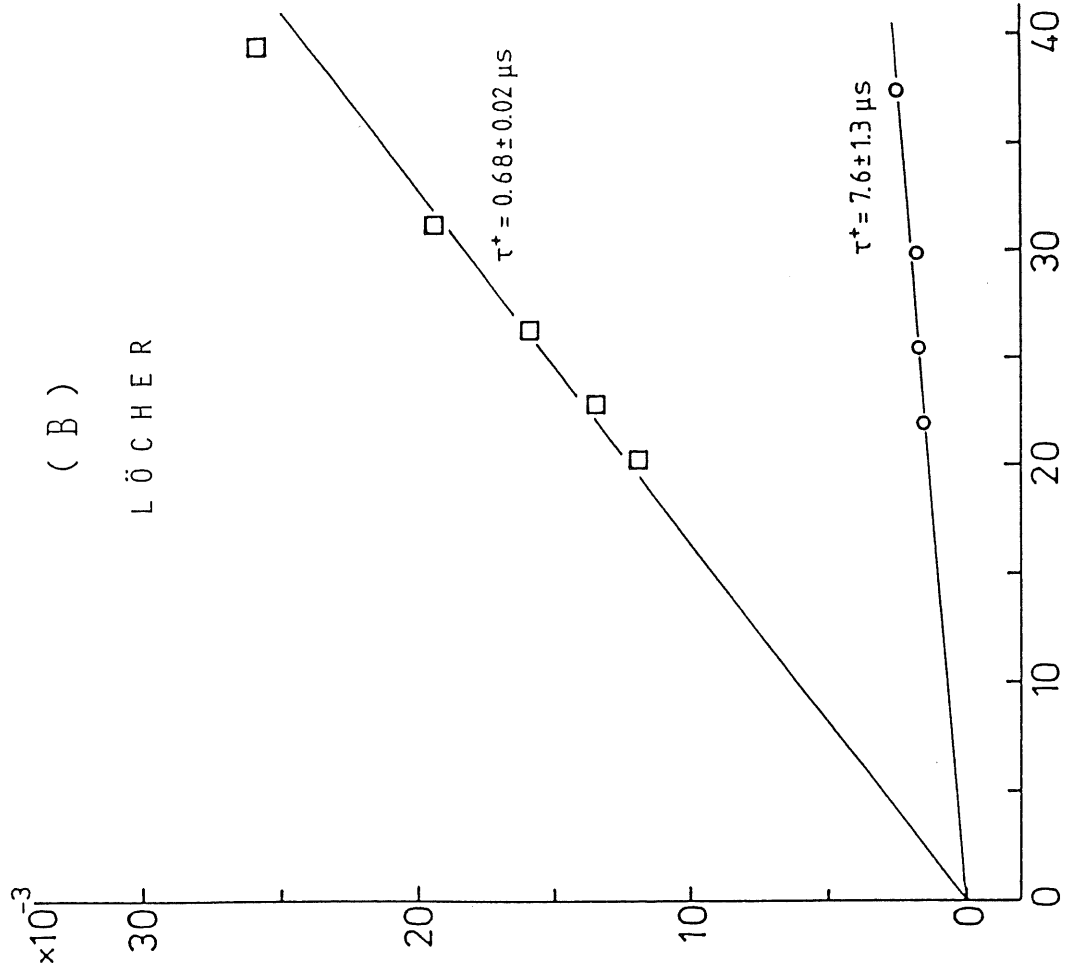


Abb. 32 LADUNGSSAMMLUNGSGZEIT t_c (ns)

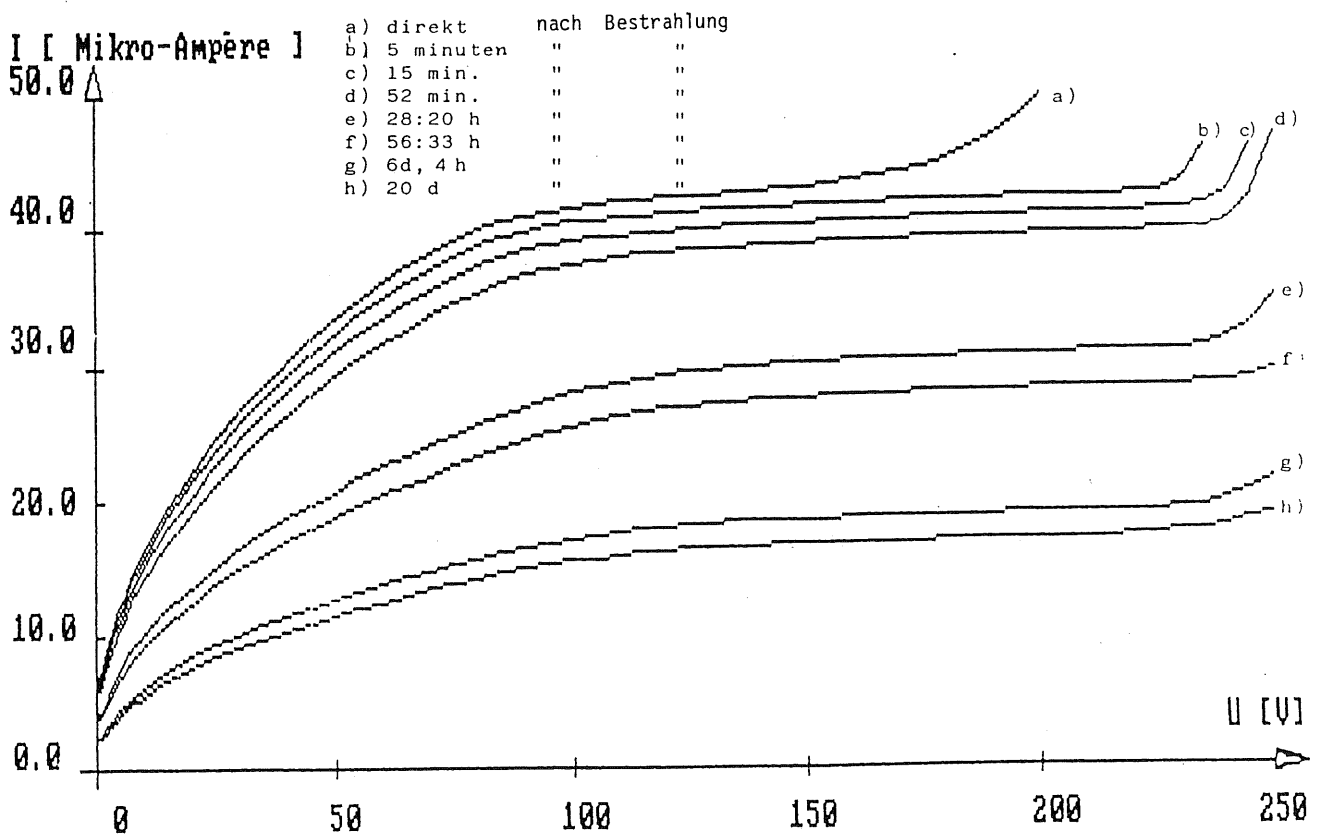
4.4. Ausheilung von Strahlenschäden

Es ist bekannt, daß Strahlenschädigungseffekte bei Lagerung der Detektoren, insbesondere bei Wärmezufuhr, zurückgehen [6,17].

Diese Arbeit soll weitere Erkenntnisse über Ausheileffekte (engl.: annealing effects) liefern. Dazu wurde das Langzeitverhalten des Sperrstroms und der Kapazität beobachtet und anschließend eine Ausheilprozedur bei höheren Temperaturen (Temperung) vorgenommen, um die Temperaturabhängigkeit der Ausheileffekte zu bestimmen.

Langzeitverhalten bei Raumtemperatur

Sperrstrommessungen wurden nach Bestrahlung mit der maximalen Fluenz in zunächst kurzen und dann zunehmenden Zeitabständen durchgeführt. Dabei zeigte sich ein deutliches Abklingen des Stromes für den gesamten Spannungsbereich. Die Entwicklung der I-V-Charakteristik innerhalb des ersten Tages nach Bestrahlungsende ist exemplarisch in Abbildung 33 dargestellt. Außer dem Absinken des Sperrstromes ist auch die Verlagerung der für vollständige Verarmung nötigen Spannung zu höheren Werten erkennbar. Dadurch verschwindet allmählich der Effekt der Ladungsträgerinjektion durch die Rückelektrode, der bei diesem und wenigen anderen Detektoren auftrat.



Um für alle Detektoren untereinander vergleichbare Ergebnisse zu erzielen, wurden die Sperrströme bei $U = U_{dep}$ ausgewertet. So konnte am genauesten die zeitliche Entwicklung des Volumenstroms evaluiert werden.

Abbildung 34 zeigt halblogarithmisch das Abklingen des Sperrstromes über einen großen Zeitbereich bis 173 Tage. Die zuletzt gemessenen Werte liegen bei 30 % des Stromwertes, der direkt nach Bestrahlung mit $2.2 \cdot 10^{12}$ p/cm² gemessen wurde. Um die Sperrstromabnahme zu quantifizieren, sind die Stromwerte bei einer festen Spannung zunächst auf eine Temperatur von 22° Celsius normiert worden, denn nach (2.5) ist $I = \text{Fkt.}(n_1(\tau))$.

Der Ausheilvorgang erfolgt nach mehreren sich überlagernden Exponentialfunktionen, was sich darstellen läßt als

$$\frac{\Delta I}{\Delta I_0} = a_1 \exp \frac{-t}{\tau_1} + a_2 \exp \frac{-t}{\tau_2} + \dots + a_n \exp \frac{-t}{\tau_n} \quad \{ 4.19 \}$$

Die Stromdifferenzen beziehen sich auf den Meßwert vor und nach Bestrahlung, I_0 ist der auf das Bestrahlungsende extrapolierte Stromwert. τ ist die Ausheilzeitkonstante. Die physikalische Bedeutung der Gleichung ist, daß verschiedene in unterschiedlicher Menge entstandene Defektarten mit einer jeweils für sie typischen Zeitkonstante exponentiell ausheilen. Um die Parameter a_i und τ_i zu bestimmen wurden die Stromwerte zunächst für große t halblogarithmisch aufgetragen, die dabei resultierende Geradensteigung beträgt $m = -1/\tau$. Durch sukzessive Subtraktion der Exponentialfunktionen mit größeren Zeitkonstanten ließen sich insgesamt fünf Wertepaare (a, τ) finden, die in Tabelle 3 zusammengefaßt sind.

| | ZEITKONSTANTE τ [min] | REL. AMPLITUDE A |
|-----|----------------------------|------------------|
| (1) | 8 ± 5 | 0.04 ± 0.03 |
| (2) | 124 ± 25 | 0.21 ± 0.02 |
| (3) | $(3.7 \pm 0.3) \cdot 10^3$ | 0.23 ± 0.02 |
| (4) | $(4.1 \pm 0.6) \cdot 10^4$ | 0.10 ± 0.01 |
| (5) | $(1.2 \pm 0.2) \cdot 10^5$ | 0.42 ± 0.01 |

Tab.3: Bei Langzeitausheilung ermittelte Zeitkonstanten und Gewichtungsfaktoren

Die einzelnen Exponentialfunktionen mit obigen Parametern sind in Abb. 33 gestrichelt aufgetragen.

Beachtenswert ist die Länge der Ausheilzeit, denn die größte Zeitkonstante $\tau_5 = 2.3$ Jahre hat auch den größten Gewichtungsfaktor. Dies ist eine Ursache dafür, daß die Detektoren der zweiten Meßzeit, die nur 2½ Monate ausheilen konnten, keine eindeutige Bestimmung der Zeitkonstanten zuließen. Dennoch ist bei dem Vergleich der temperatur- und fluenznormierten Ausheilungskurven bis 70 Tage nach Bestrahlung eine gute Übereinstimmung verschiedener Detektoren zu verzeichnen,

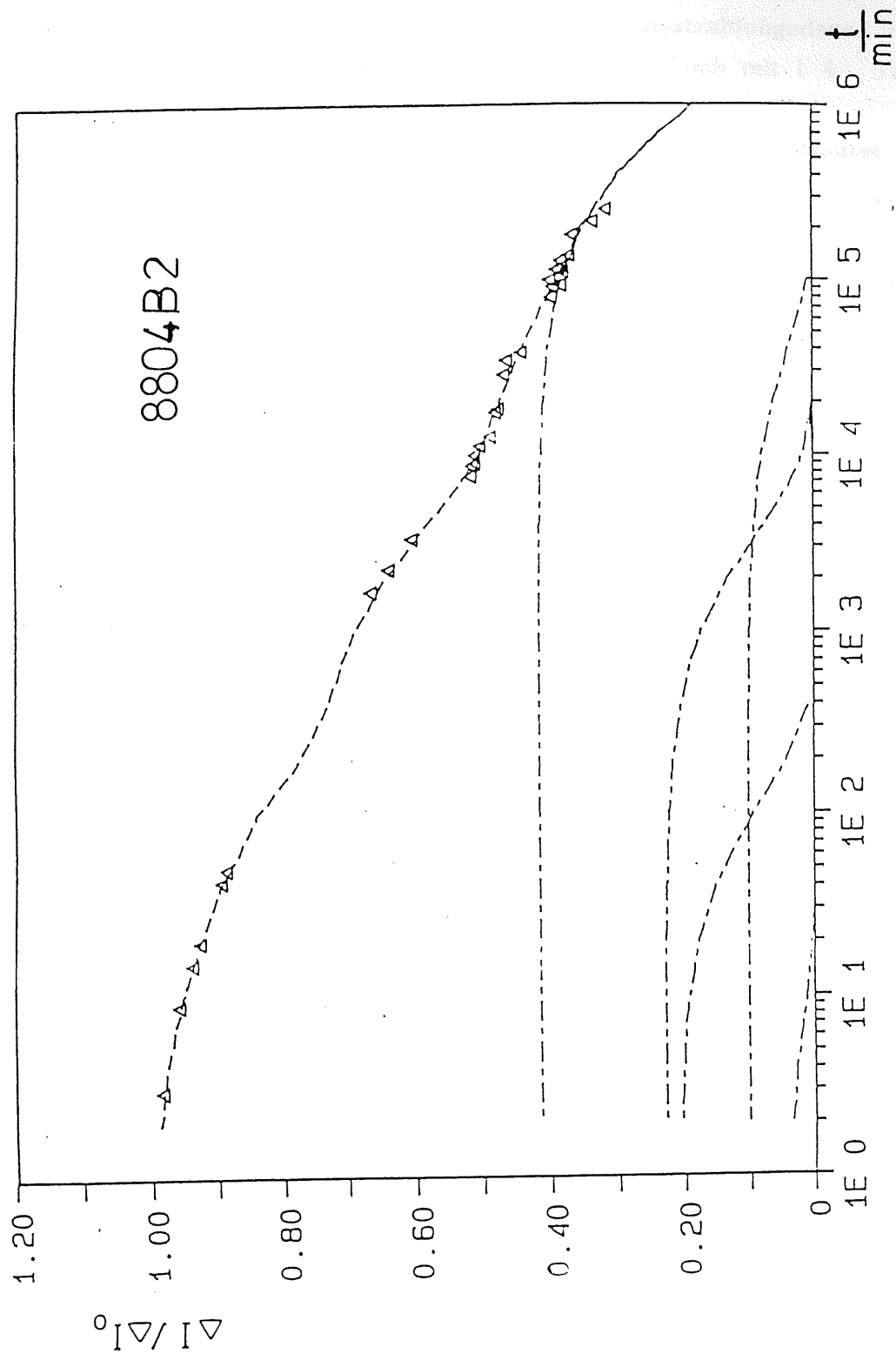


Abb. 34: Durch Überlagerung von 5 Exponentialfunktionen genäherte Ausheilfunktion
Die Exponentialfunktionen sind gestrichelt aufgetragen

Durch Einsetzen des extrapolierten I_{exp} - Wertes, der Bestrahlungsdauer und der Zeitkonstanten und durch anschließenden Koeffizientenvergleich mit { 4 . 19 } für $t=0$ ergeben sich die Koeffizienten a_1 . Aus { 4 . 20 } folgt I_{brutto} .

Die letzte Teilbestrahlung des Detektors 8804B2 dauerte $T=40$ Minuten. Relevant sind also die zwei kürzesten Zeitkonstanten aus Tab. 3 und die entsprechenden Amplituden, während die längeren Zeitkonstanten im Koeffizienten a_0 ($\hat{=}$ keine Ausheilung) zusammengefaßt sind. Es ergibt sich ein I_{brutto} - Wert von $40.7 \mu\text{A}$, das sind 21 Prozent über dem extrapolierten I_0 - Wert.

Auch wenn dieser Wert etwas überschätzt ist, zeigt sich doch die Notwendigkeit, die bestrahlungssynchrone Selbstaushilung in die Auswertung einzubeziehen, um experimentübergreifend (andere Forschungseinrichtungen) vergleichbare Resultate zu haben.

Die Auswertung der Kapazitätsmessungen nach Bestrahlung offenbarte einen - anfangs raschen - stetigen Wiederanstieg der effektiven Donatorkonzentration und der für vollständige Verarmung benötigten Spannung. Die nicht ausreichende Genauigkeit des Meß- und Auswerteverfahrens und die geringe Anzahl von C-V-Messungen über den gesamten Ausheilungszeitraum lassen keine Formulierung einer $N_{\text{eff}}^{\text{D}} - t$ - Beziehung zu.

Die Messungen zeigen aber einen signifikanten Unterschied zwischen unter Spannung bestrahlten Detektoren und jenen mit $U_{\text{D}} = 0$. Die letzteren Detektoren, deren $N_{\text{eff}}^{\text{D}}$ - Abnahme nach Bestrahlung mit 10^{12} p/cm^2 weniger drastisch ausgefallen war, verzeichneten innerhalb einer Woche nach Bestrahlung einen Zuwachs der effektiven Donatorkonzentration von ca. 5% - bei großer Schwankung. Die Detektoren mit $U_{\text{D}} = 10 \text{ V}$ bzw. 150 V hatten im selben Zeitraum, teils schon nach 2-3 Tagen, einen $N_{\text{eff}}^{\text{D}}$ - Anstieg von bis zu 50%, erreichten aber nicht den gleichen $N(\Phi=10^{12})/N(\Phi=0)$ - Wert wie die ohne Spannung bestrahlten Detektoren, sondern es trat bei 0.7 - 0.8 eine Sättigung ein. Auch über lange Zeiträume veränderte sich die Donatorkonzentration nicht mehr.

Ausheilung bei höheren Temperaturen

Um den Langzeiteinsatz der Siliziumdetektoren in Strahlenfeldern zu gewährleisten, müßte eine effektivere Ausheilung als die bei Raumtemperatur erfolgen. In artverwandten Arbeiten wurde gezeigt, daß in geschädigtem Silizium eine drastische Reduzierung von Strahlungsdefekten durch hohe Temperaturen bewirkt werden kann [15,16]. Das Aussetzen einer Temperatur nennenswert über Raumtemperatur wird mit 'Temperung' bezeichnet. In einem hochreinen Quarzofen wurden für einige protonengeschädigte Detektoren folgende Temperungsprozeduren vorgenommen:

also keine meßbare Abhängigkeit der Ausheilung von den Bestrahlungsparametern.

In die Bestimmung der langen Zeitkonstante gingen die Meßwerte der Detektoren 8804 B2 und 8803 B6 ein, die sich für diesen t-Bereich nicht unterschieden. Für kürzere Ausheilperioden waren die Werte aber schlechter zur Deckung zu bringen. So wurden die Zeitkonstanten τ_1 bis τ_4 mittels der Werte von 8804 B2 errechnet. Der wahrscheinliche Grund für das divergierende Verhalten der beiden Detektoren ist die Ausheilung von Schäden, die schon während der Bestrahlung erfolgt. Da die Protonendichte und ihr Wirkungsquerschnitt klein sind gegen die Dichte der Atome im Detektor, heilen die erzeugten Effekte quasi unabhängig von der weiteren Bestrahlung aus. Gerade im Bereich hoher Dosen unterschieden sich die genannten Detektoren bezüglich des Protonenflusses, d.h. vergleichbare Fluenzen trafen die Detektoren in verschiedenen Zeitintervallen. Insbesondere die Schäden mit kleinen Ausheilzeitkonstanten sind daher zum Zeitpunkt 'Ende der Bestrahlung' verschieden stark ausgeheilt und für den Anteil der nicht ausgeheilten Schäden ergeben sich Zeitkonstanten verschiedener Gewichtung oder sogar verschiedenen Betrags.

Wenn bei der Bestrahlung nicht exakt gleiche Protonenflüsse gewährleistet sind, sind die Sperrstromcharakteristiken ergo nicht exakt vergleichbar. Erst wenn die Selbstaushilung während Bestrahlung quantifiziert werden kann, kann man die Schädigung sozusagen auf den Fall ohne Selbstaushilung normieren und erhält vergleichbare Stromzunahmen.

Bei hinreichend genauer Kenntnis der kurzen Ausheilzeitkonstanten ist diese Möglichkeit rechnerisch – durch Integralfaltung – gegeben. Der Rechenweg sei kurz erläutert und Detektor 8804 B2 als Beispiel genommen.

Sei I_{brutto} der bei Bestrahlungsende meßbare Strom, wenn zuvor keine Selbstaushilung erfolgen würde und T die Bestrahlungsdauer. Es muß gelten

$$I_{\text{brutto}} = \sum_1 a_1 T \quad \{ 4 . 20 \}$$

wobei die Koeffizienten a_1 für eine Strommessung nach Bestrahlungsende der Beziehung genügen:

$$I_{\text{exp}} = a_0 T + \sum_1 a_1 T \exp\left(-\frac{t-T}{\tau_1}\right) \quad \{ 4 . 21 \}$$

Für jeden Zeitpunkt t' während der Bestrahlung gilt bezüglich der nachfolgenden Ausheilung analog :

$$d I_{\text{exp}} = \left[a_0 + \sum_1 a_1 \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_1}\right) \right] dt' \quad \{ 4 . 22 \}$$

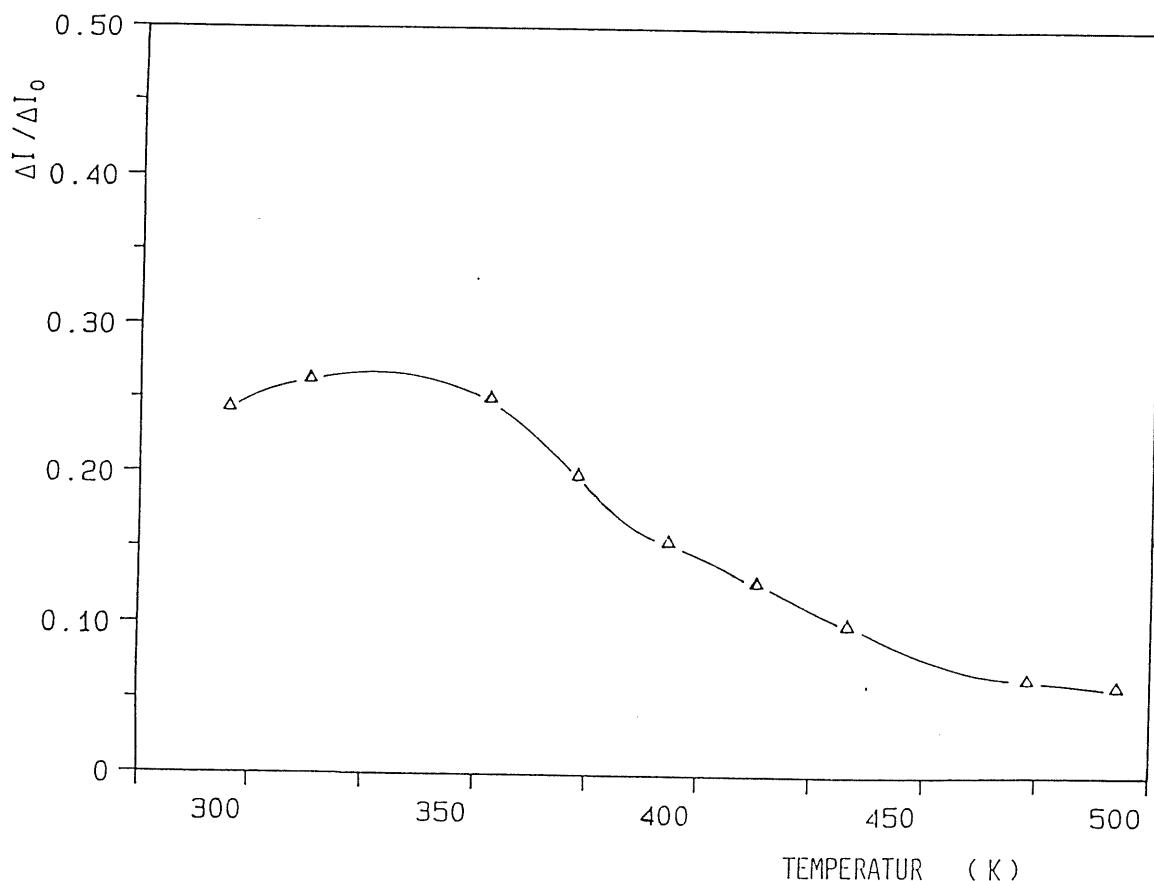
Dies ergibt integriert über den gesamten Zeitbereich 0... T

$$I_{\text{exp}}(t=T) = a_0 T + \sum_1 a_1 \tau_1 \left(1 - \exp\frac{-T}{\tau_1}\right) \quad \{ 4 . 23 \}$$

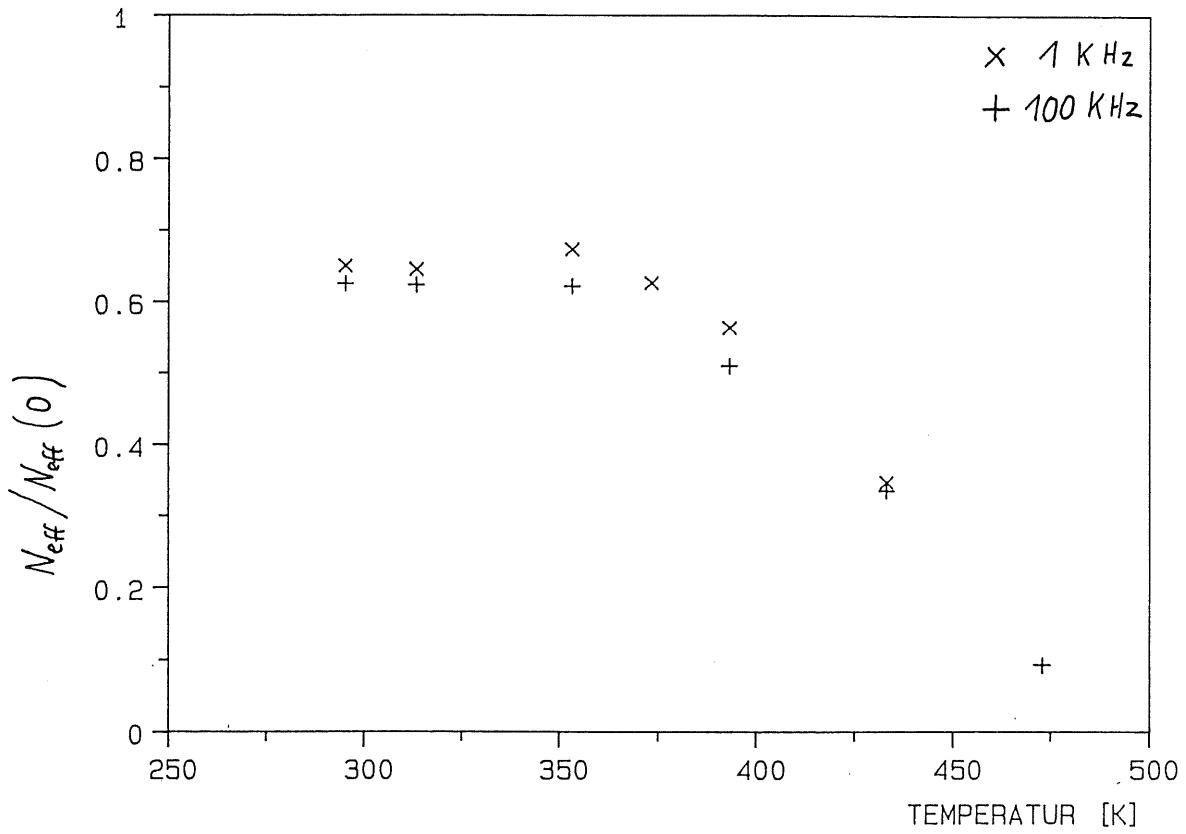
- 1) Isochronales annealing ; die Detektoren 8804B2 und 8809B1 sowie zwei MOS-Strukturen wurden jeweils 60 Minuten einer in 20°C-Schritten von 40°C auf 220°C erhöhten Temperatur ausgesetzt. Nach jedem Schritt kühlten sie auf Raumtemperatur ab, danach wurde ihre I-V-Charakteristik und C-V-Charakteristik bei 1KHz und 100 KHz (0.5 KHz für MOS-Strukturen aufgenommen).
- 2) Isothermales annealing: Bei einer festen Temperatur von 200° C wurden die Detektoren für zunehmende Zeitperioden in den Quarzöfen eingebracht. Die kürzeste Zeit betrug 7.5 Minuten, dann verdoppelte sich die Zeit jeweils, bis zur maximalen Heizperiode von 8 Stunden. Die Wahl der Temperatur gründete sich auf Ergebnisse der isochronalen Ausheilung. Nach dem Abkühlen folgten I-V-Messungen und C-V-Messungen bei 100 KHz.

Isochronale Ausheilung

Sowohl auf die Sperrstromcharakteristik als auf die effektive Dotierungskonzentration hatte die Temperatur eine starke Auswirkung. Abbildung 35 zeigt den nicht ausgeheilten Anteil des Sperrstromes nach Bestrahlung, wobei ΔI wiederum die Stromdifferenz zwischen bestrahltem und unbestrahltem Fall bezeichnet. Nach einem leichten Stromanstieg für Temperaturen bis 60°C, der auf die allmähliche Veränderung von Defektarten zurückgeführt werden kann, fällt der Strom nach jedem Heizschritt stetig ab. Die Werte gelten für die Spannung für vollständige Verarmung. U_{dep} sank während der Ausheizprozedur und wurde jeweils aus der C-V-Charakteristik bei 100 KHz neu berechnet.



8804B2



8809B1

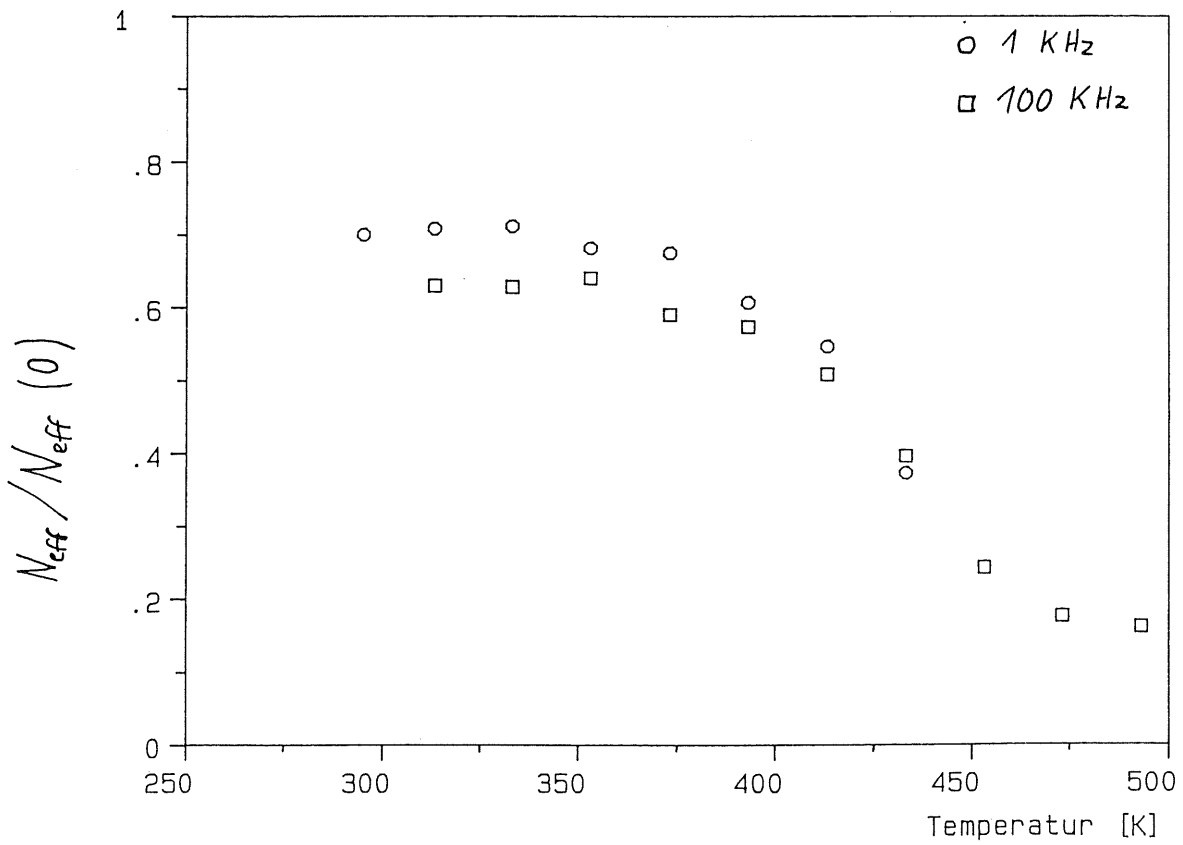


Abb. 36 a+b

Ein anderes Ergebnis der Kapazitätsmessungen war ein unerwartetes Absinken der effektiven Donatorkonzentration mit zunehmender Temperatur. In Abbildung 36 a+b ist jeweils der Anteil an der ursprünglichen Dotierungskonzentration vor Bestrahlung in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Die Werte bei $T = 300\text{ K}$ geben den Zustand nach mehrmonatiger Ausheilung unter Raumtemperatur wieder. Wie die Bilder zeigen, setzt erst oberhalb von etwa 100°C die Reduzierung von $N_{\text{eff}}^{\text{D}}$ merklich ein. Die Werte nach Temperung bei 220°C entsprechen spezifischen Widerständen von ca. $23\text{ K}\Omega\text{cm}$ für den Detektor 8804B2 und ca. $30\text{ K}\Omega\text{cm}$ für 8809B1.

Das generelle Absinken ist zu erklären mit einer vermehrten Bildung von Phosphor-Leerstellen-Komplexen, da die Migration von Leerstellen mit der Temperatur zunimmt. Die Phosphoratome können nicht mehr als Donatoren wirken. Die anfängliche Zunahme bedeutet, daß der Konkurrenzprozess, nämlich das Aufbrechen strahleninduzierter Komplexdefekte, eher überwiegt. Bei etwa 350 K erzeugt das Aufbrechen der V-P-Center neue Akzeptorzustände, wodurch $N_{\text{eff}}^{\text{D}}$ konstant bleibt. Bei höheren Temperaturen brechen andere Komplexdefekte auf, z.B. Doppelleerstellen bei etwa 425 K . Da sehr viele Defekte je nach Lage des Fermi-Niveaus die Defekte verschiedene Ladungszustände haben können, sind die ablaufenden Prozesse komplex und noch nicht genau analysiert. Grundlegende Aussagen über Temperatureffekte auf die Ausheilung finden sich in [16].

Eine bemerkenswerte Aussage der Abbildung 36 ist der systematische Unterschied der Werte für 1 KHz und 100 KHz . Dies ist aber unverständlich, zumal bezüglich der bei Raumtemperatur erfolgten Protonenschädigung keine Frequenzabhängigkeit festzustellen war.

Die Temperung der MOS-Strukturen ergab eine Ausheilung, bei der fast der Zustand vor Bestrahlung erreicht wurde. In Abbildung 37 sind die nach verschiedenen Temperatureschritten aufgenommenen C-V-Kennlinien dargestellt. Die Verschiebung der Flachbandspannung zu niedrigeren Werten ist erst oberhalb von 80°C nennenswert. Auf welche Weise die positiven Raumladungen mobil werden oder kompensiert werden, ist nicht geklärt worden.

Isothermale Ausheilung

Für das Ausheilverfahren bei fester Temperatur von 200°C sind weniger auswertbare Ergebnisse erzielt worden.

Die I-V-Charakteristik des Detektors 8810B2 zeigt mit zunehmender Heizdauer zunächst ein erwartetes Sinken des Sperrstroms (Abb. 38). Bei weiterer Zunahme der Heizdauer wird erst ein Sättigungswert von etwa 850 nA/cm^2 erreicht, dann steigt der Strom wieder an. Aus der Kurvenkrümmung läßt sich ersehen, daß U_{dep} nach der kritischen Heizdauer von einer Stunde auf einem niedrigen Wert bleibt.

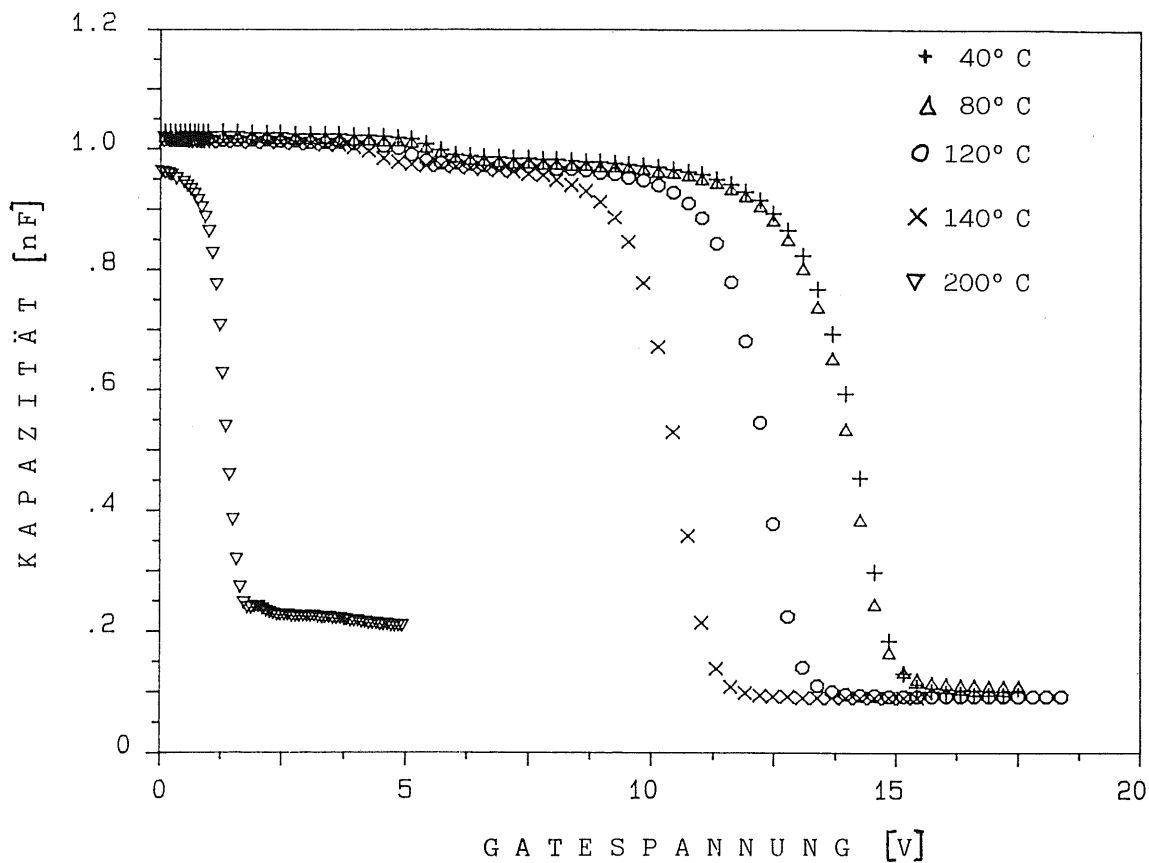


Abb. 37

8810B2 1 kHz

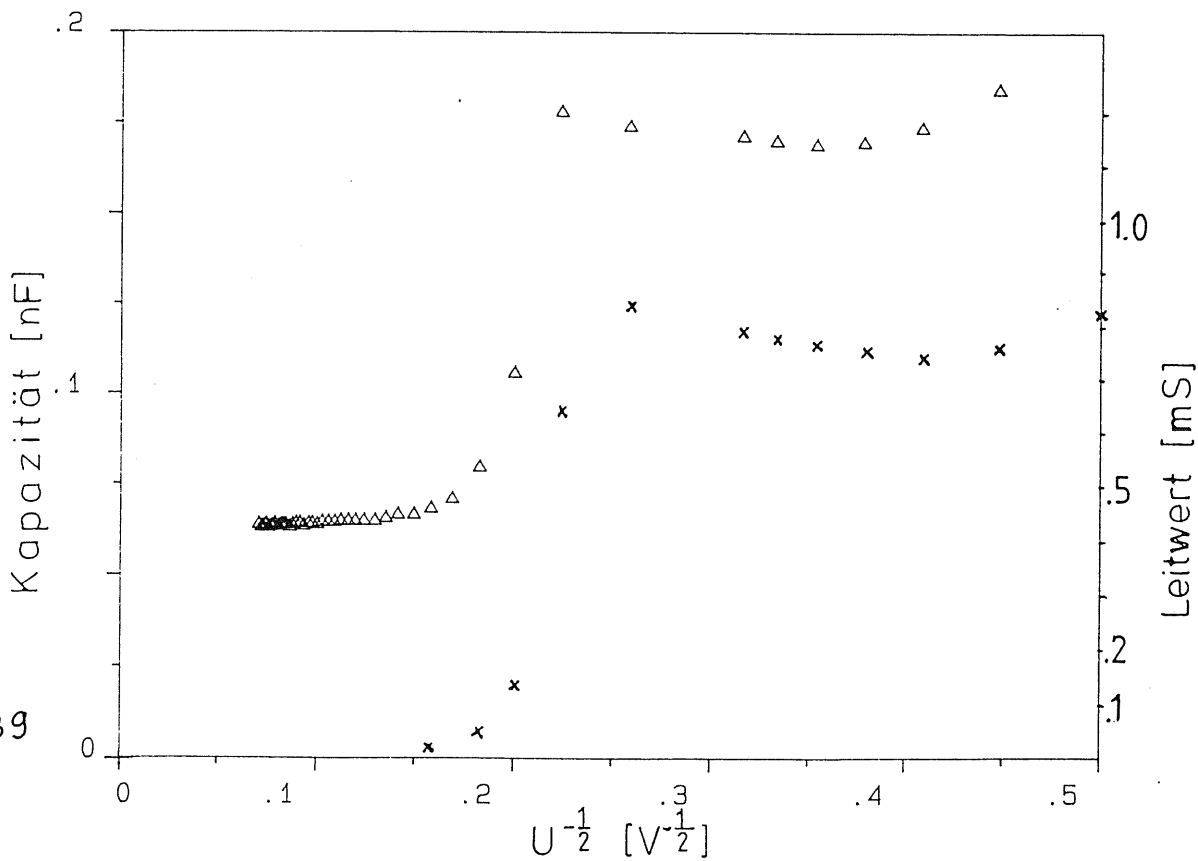
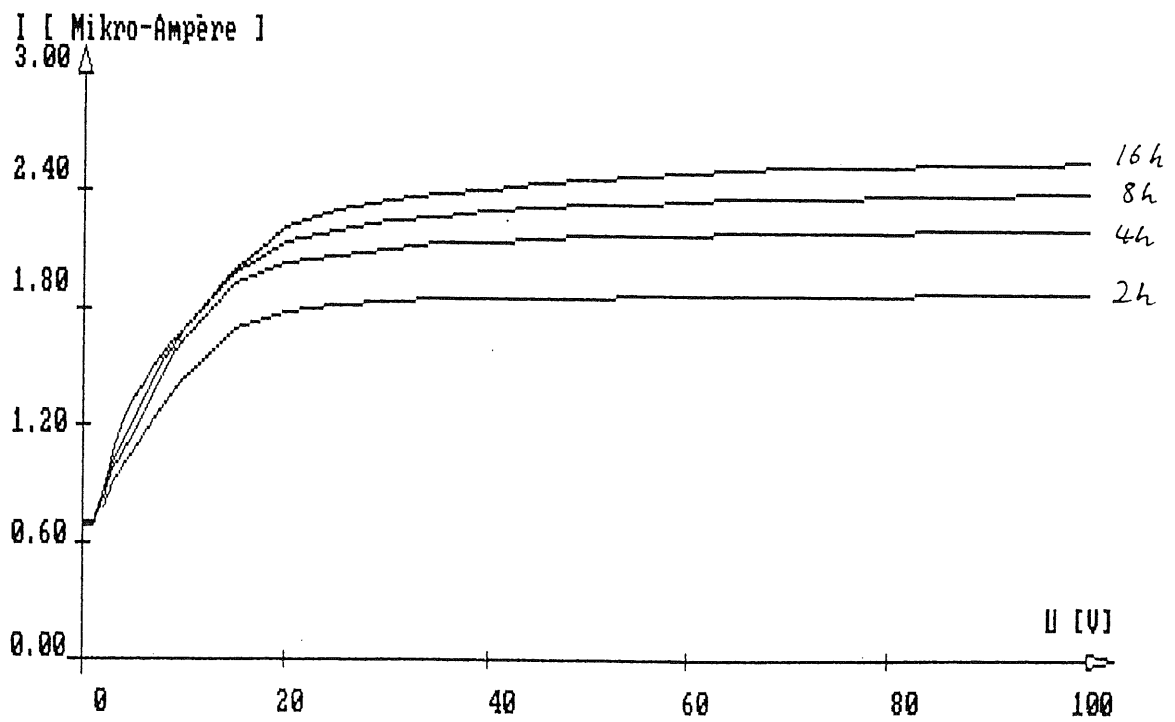
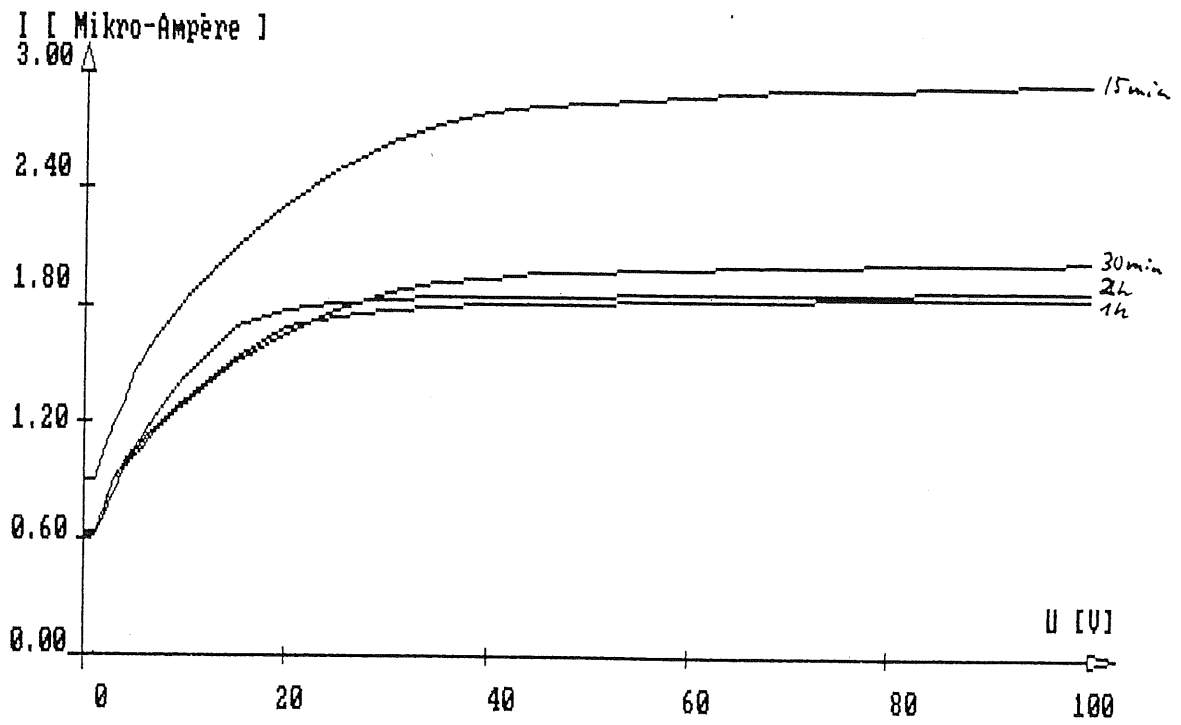
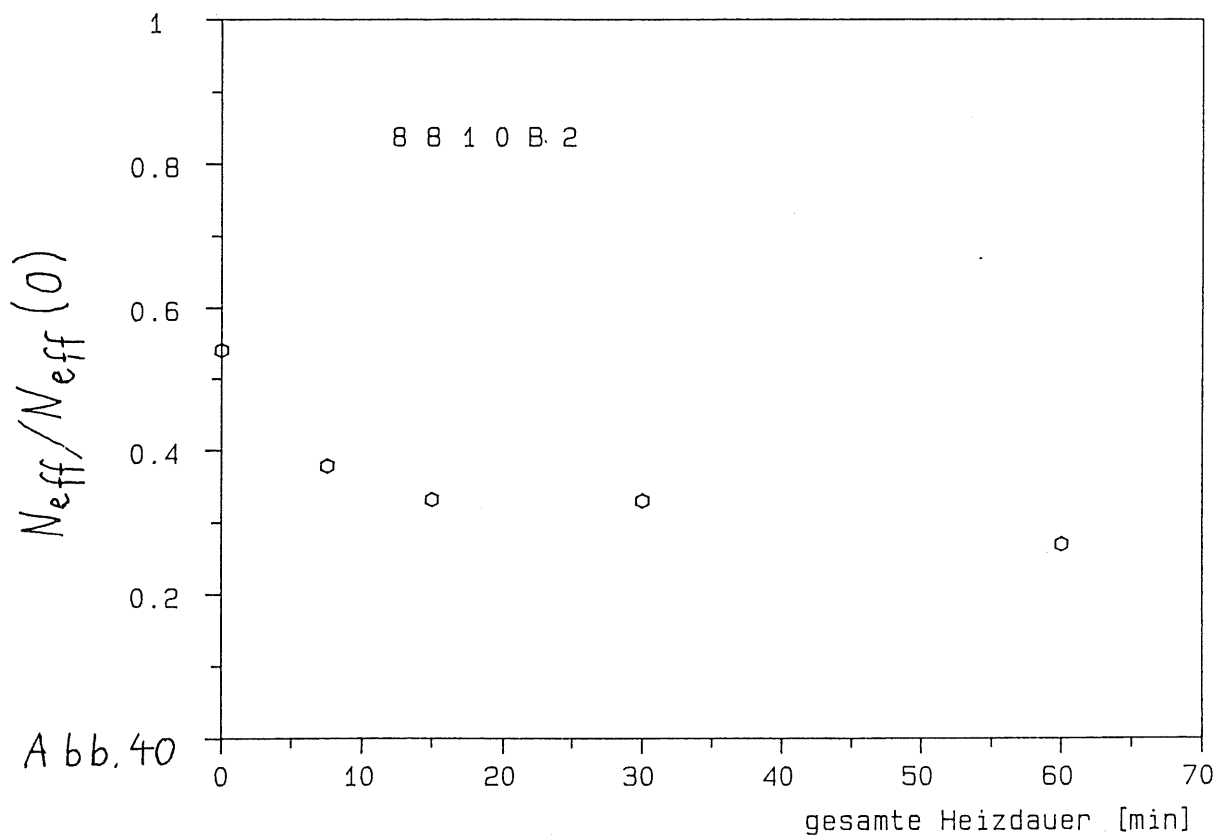


Abb. 39



Die quantitative Auswertung der C-V-Charakteristik ist nur für Heizperioden bis zu einer Stunde möglich, da für längere Perioden der Kapazitätsverlauf ein bisher unbekanntes Zwischenplateau hat, das die Auswertungsmethode in diesem Fall nicht zur Anwendung kommen läßt. Abbildung 39 zeigt die $C - U^{-\frac{1}{2}}$ -Kennlinie des Detektors nach einer Temperung von insgesamt 8 Stunden. Ein lokales Kapazitätsmaximum liegt bei 30 Volt. Für die gleiche Spannung ist auch ein kurzzeitiger Anstieg des Leitwertes zu verzeichnen. Die Vermutung, daß das Phänomen über den seriellen Widerstand des Detektors zu erklären ist, konnte durch Rechnungen nicht bestätigt werden.

Bis zu einer Heizdauer von 1 Stunde ist der Anteil der effektiven Donatorkonzentration vor Bestrahlung in Abbildung 40 wiedergegeben. Die wesentliche Reduzierung erfolgt bereits in den ersten Minuten und nähert sich dann einem Sättigungswert. Der spezifische Widerstand des Detektors 8810B2 erreicht nach der Temperung $20 \text{ K}\Omega\text{cm}$.



5. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Um die Haltbarkeit der im Plug-Kalorimeter verwendeten Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren im Voraus zu ermitteln, wurden verschiedene Detektoren einer Schädigung mit 21 MeV-Protonen unterzogen. Dabei wurden Detektoren unterschiedlichen spezifischen Widerstands unter verschiedenen Bedingungen mit Protonenfluenzen von $5 \cdot 10^9$ bis $2.5 \cdot 10^{12}$ p/cm² bestrahlt. Der Schwerpunkt der anschließenden Messungen lag auf der Sperrstromcharakteristik, der Entwicklung der effektiven Dotierungskonzentration und der Ladungssammlung.

Der Volumengenerationsstrom stieg linear mit der Protonenfluenz. Die ermittelten Schädigungsraten liegen – fast unabhängig vom spezifischen Widerstand und anderen Parametern – bei $K = (2.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-16}$ (A/cm³)/(p/cm²). Entsprechend beträgt die Schädigungskonstante für alle Detektoren relativ einheitlich $k_T = (2.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-7}$ cm²/s.

Die Detektoren wurden nach der Bestrahlung bei Raumtemperatur gelagert. Bei weiteren regelmäßigen Messungen zeigte sich ein Abklingen des Sperrstroms mit fünf Zeitkonstanten von 8 Minuten bis 850 Tagen. Eine Selbstaushilung der Detektoren in der Bestrahlungsphase wurde postuliert und an einem Beispiel durchgerechnet, was zu konsistenten Ergebnissen führte.

Eine weitere deutliche Senkung des Sperrstroms wurde durch isothermische und isochronale Ausheilung bei Temperaturen von bis zu 220°C erreicht. Die gesamte Ausheilung betrug über 90%.

Aus Kapazitätsmessungen nach der Bestrahlung mit verschiedenen Fluenzen ergab sich eine stetige und deutliche Reduzierung der effektiven Donatorkonzentration N auf bis zu 50% des Ausgangswertes. Die Verringerung pro Dosisintervall zeigte sich proportional zur bestehenden Konzentration. So konnte eine einfache Beziehung zwischen der Fluenz und der Reduzierung aufgestellt werden: $\ln(N/N_0) = -c \cdot N$, mit $c = 1.6 \cdot 10^{-13}$ cm² für nicht unter Spannung bestrahlte Detektoren und $c =$ für unter Sperrspannung bestrahlte Detektoren.

Während die Donatorkonzentration in den ersten Tagen nach Bestrahlung bei Raumtemperatur wieder rapide zunahm und Werte zwischen 70% und 80% der Konzentration vor Bestrahlung annahm, bewirkte eine mehrwöchige Lagerung bei Raumtemperatur keine weitere Veränderung. Bei der isochronalen Ausheilung durch einstündige Temperung bei Temperaturen von 40° bis 220° Celsius war eine weitere drastische Reduzierung der Donatorkonzentration zu verzeichnen. Der spezifische Widerstand war schließlich um einen Faktor 6-8 größer als im Ausgangsmaterial vor Bestrahlung.

Die Ladungssammlungseigenschaften der Detektoren wurden in keinem Fall merklich beeinträchtigt. Die Trapping-Zeitkonstanten betragen nach Bestrahlung mit 10^{12} p/cm² für Elektronen $\tau_e = (1.26 \pm 0.03) \mu\text{s}$ (gegenüber ca. $10 \mu\text{s}$ im ungeschädigten Fall) sowie für Löcher $\tau_h = (0.68 \pm 0.02) \mu\text{s}$ (gegenüber $7.6 \mu\text{s}$). Bei Ladungssammelzeiten zwischen 5 und 40 ns resultierte daraus ein Ladungssammlungsverlust von unter 1% ; das Defizit der elektronischen Komponente lag im Promillebereich. Hieraus ergibt sich für das spätere Experiment eine hohe Stabilität und Zuverlässigkeit der Energiekalibration.

Zusammenfassend kann man sagen, daß auch bei Protonenfluenzen, die weit über denen im H1-Experiment liegen, die Detektoren nicht ihre Einsatzfähigkeit verlieren. Die unerwünschte Steigerung des Sperrstroms auf ein Vielfaches des Ausgangswertes ist akzeptabel, wenn die Ausheilung unter Raumtemperatur und durch Temperung mit in Betracht gezogen wird. Im Bereich thermischer Ausheilung mit Temperaturen über 150°C ist eine weitere Forschungsarbeit daher sicherlich gewinnbringend. Der vernachlässigbare Ladungssammlungsverlust und die daraus folgende Verlässlichkeit der Energiekalibration im Experiment über einen langen Zeitraum waren die bemerkenswertesten Erkenntnisse der Arbeit über Strahlenschädigung von Siliziumdetektoren.

Q u e l l e n v e r z e i c h n i s

- [1] WACKER CHEMITRONICS , Datenblatt
- [2] Chr. Weißmantel (Hrsg.): Struktur der Materie, VEB Bibliograph. Inst. Leipzig, 1982
H. Neuert : Kernphysikalische Meßverfahren, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1966
- [3] S.M. Sze: Physics Of Semiconductor Devices, J. Wiley & Sons, 1981
- [4] E.H. Nicollian, J.R. Brews: Metal Oxide Semiconductor – Physics and Technology,
J. Wiley & Sons, 1982
- [5] V.A.J. van Lint *et al.*: Mechanisms of Radiation Effects In Electronic Materials,
J. Wiley & Sons, 1980
- [6] R. Grube: Strahlenschädigung von Silizium-Detektoren durch Protonen im Energiebereich von 9 bis 21 MeV, Dissertation am FB Physik, Univ. Hamburg, 1978
- [7] G. Dearnaley: Semiconductor Counters For Nuclear Radiation, E. & F.N. Spon Ltd., 1963
- [8] A.R. Sattler: Ionisation Produced by Energetic Si- Atoms Within A Silicon Lattice,
Physical Review 138, A1815, 1965
- [9] H. Herdan: Strahlenschädigung von Si-Oberflächensperrschichtdetektoren durch
14 MeV - Neutronen, Diplomarbeit am FB Physik, Univ. Hamburg, 1989
- [10] H.U. Schmidt: Meßelektronik in der Kernphysik, B.G. Teubner, Stuttgart, 1986
- [11] M. Graf: Untersuchungen zum intrinsischen Energieauflösungs-Vermögen und
Ladungssammlungs-Defizit in Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren,
Diplomarbeit am FB Physik, Univ. Hamburg, 1988
- [12] C. Williamson, J.P. Boujot: Tables Of Range and Rate Of Energy Loss Of Charged
Particles, Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, 1962
- [13] C. Canalli, G. Ottaviani: Drift Velocity Of Electrons and Holes and Associated
Effects in Silicon, Journ. Phys. Chem. Solids 32, 1707, 1971
- [14] J.A. van Vechten: Asymmetry In The Displacement Energy For Frenkel - Pair
Production ..., Inst. Physics Conference Series No 31, 441, 1977
- [15] R.F. Peart, R.C. Newman: The Role Of Defects In Diffusion, Institute Of Physics
Conference Series No 16, 170, 1972
- [16] J.W. Corbett, J.C. Bourgoin, *et al.*: The Status Of Defect Studies In Silicon,
Inst. Phys. Conf. Ser. No 31, 1, 1977
- [17] T. Ohsugi *et al.*: paper at the Int. Conf. on Advance in Exp. Methods for Coll. Beam
Physics, Stanford - Ca., 1987

ANHANG A

Eigenschaften von Silizium und SiO₂

| Property | Silicon Si | Silicon dioxide SiO ₂ |
|--|--|---|
| Density | 2.33g/cm ³ | 2.27g/cm ³ |
| Hardness | 7 Moh 1000 Vickers | 7 Moh |
| Melting point | 1410°C | 1700°C |
| Boiling point | 2787°C | |
| Specific heat | 0.18cal/g.degC 0.75J/g.degC | 0.24cal/g.degC 1.0J/g.degC |
| Linear coefficient of expansion | 2.4 × 10 ⁻⁶ /degC | 0.5 × 10 ⁻⁶ /degC |
| Thermal conductivity | 0.3cal/s.cm.degC 1.26W/cm.degC | 3.34 × 10 ⁻³ cal/s.cm.degC 0.014W/cm.degC |
| Atomic (molecular) weight | 28.09 | 60.08 |
| Atoms (molecules) per cm ³ | 5.0 × 10 ²² /cm ³ | 2.3 × 10 ²² /cm ³ |
| Lattice constant | 5.43 angstrom | |
| Energy gap | 1.11eV | ~8eV |
| Intrinsic carrier concentration | 1.45 × 10 ¹⁰ /cm ³ | |
| Intrinsic resistivity | 2.3 × 10 ⁵ Ωcm | > 10 ¹⁸ Ωcm |
| Lattice (intrinsic) mobilities | | |
| electrons | 1350 cm ² /V.s | |
| holes | 480 cm ² /V.s | |
| Dielectric constant | 11.7 | 3.9 |
| Breakdown field | ~30V/μm | ~600V/μm |
| Vapour pressure at | | |
| 1050°C | 10 ⁻⁷ torr | |
| 1250°C | 2.5 × 10 ⁻⁴ torr | |
| 1450°C | | 10 ⁻³ torr |
| 1700°C | | 10 ⁻¹ torr |
| Effective mass of electrons at bottom of conduction band | 1.1m | |
| Effective mass of holes at top of valence band | 0.57m | |
| Density of states (within 1kT of band edges) | | |
| N _c (electrons) | 2.9 × 10 ¹⁹ /cm ³ | |
| N _v (holes) | 1.15 × 10 ¹⁹ /cm ³ | |

| PERIODENS SYSTEM | | | | | | | | | | | | | | | | 1 H 1.00797 | 2 He 4.0026 | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|----------------------|--------------------|-----------------------|--------------------|--------------------|-------------------|--------------------|--------------------|---------------------|-------------------|---------------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|--------------------|---------------------|--------------------|---------------------|--------------------|----------------------|--------------------|---------------------|-------------------|--------------------|-------------------|-------------------|--------------------|---------------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| IA | IIA | | | | | | | | | | | | IIIA | IVA | VA | VIA | VIIA | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 3 Li 6.939 | 4 Be 9.0112 | | | | | | | | | | | 5 B 10.811 | 6 C 12.01115 | 7 N 14.0067 | 8 O 15.9994 | 9 F 18.9984 | 10 Ne 20.183 | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 11 Na 22.98983 | 12 Mg 24.312 | 13 Al 26.9815 | 14 Si 28.086 | 15 P 30.9738 | 16 S 32.064 | 17 Cl 35.453 | 18 Ar 39.948 | 19 K 39.102 | 20 Ca 40.08 | 21 Sc 44.956 | 22 Ti 47.90 | 23 V 50.942 | 24 Cr 51.996 | 25 Mn 54.9380 | 26 Fe 55.847 | 27 Co 58.9332 | 28 Ni 58.71 | 29 Cu 63.54 | 30 Zn 65.37 | 31 Ga 69.72 | 32 Ge 72.59 | 33 As 74.9216 | 34 Se 78.96 | 35 Br 79.909 | 36 Kr 83.80 | | | | | | | | | | |
| 37 Rb 85.47 | 38 Sr 87.62 | 39 Y 88.905 | 40 Zr 91.22 | 41 Nb 92.906 | 42 Mo 95.94 | 43 Tc (99) | 44 Ru 101.07 | 45 Rh 102.905 | 46 Pd 106.4 | 47 Ag 107.870 | 48 Cd 112.40 | 49 In 114.82 | 50 Sn 118.69 | 51 Sb 121.75 | 52 Te 127.60 | 53 I 126.9044 | 54 Xe 131.30 | 55 Cs 132.905 | 56 Ba 137.34 | 57-71 Rare Earths | 72 Hf 178.49 | 73 Ta 180.948 | 74 W 183.85 | 75 Re 186.2 | 76 Os 190.2 | 77 Ir 192.2 | 78 Pt 195.09 | 79 Au 196.967 | 80 Hg 200.59 | 81 Tl 204.37 | 82 Pb 207.19 | 83 Bi 208.980 | 84 Po (210) | 85 At (210) | 86 Rn (222) |
| 87 Fr (223) | 88 Ra (226) | 89- Acti- nides | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |

| | | | | | | | | | | | | | | |
|--------------------|--------------------|---------------------|--------------------|-------------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|--------------------|---------------------|--------------------|---------------------|--------------------|--------------------|
| 57 La 138.91 | 58 Ce 140.12 | 59 Pr 140.907 | 60 Nd 144.24 | 61 Pm (147) | 62 Sm 150.35 | 63 Eu 151.96 | 64 Gd 157.25 | 65 Tb 158.924 | 66 Dy 162.50 | 67 Ho 164.930 | 68 Er 167.26 | 69 Tm 168.934 | 70 Yb 173.04 | 71 Lu 174.97 |
|--------------------|--------------------|---------------------|--------------------|-------------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|--------------------|---------------------|--------------------|---------------------|--------------------|--------------------|

Rare earths (Lanthanide series)

| | | | | | | | | | | | | | | |
|-------------------|---------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| 89 Ac (227) | 90 Th 232.038 | 91 Pa (231) | 92 U 238.03 | 93 Np (237) | 94 Pu (242) | 95 Am (243) | 96 Cm (247) | 97 Bk (247) | 98 Cf (249) | 99 Es (254) | 100 Fm (253) | 101 Md (256) | 102 No (253) | 103 Lw (257) |
|-------------------|---------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|

Actinide series

D a n k s a g u n g

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Mitgliedern der Forschungsgruppe bedanken.

Herrn Prof. Gunnar Andersson bin ich für die anspruchsvolle Aufgabenstellung und seine klärenden Ratschläge in schwierigen Situationen verpflichtet.

Dr. Eckhart Fretwurst und Renate Wunstorf gebührt mein Dank für ihre ständige Hilfsbereitschaft in puncto Diskussion und Evaluierung meiner Untersuchungsergebnisse.

Dipl.Phys. in spe Heinz Herdan war für mich ein wichtiger Gesprächspartner in allen Sachfragen und eine ständige Motivationsquelle.

Danke auch an Michael Bormann und Peter Thomsen für ihre nicht~endenvollenden Hilfestellungen in Fragen der Softwarebeherrschung. Allen anderen Mitgliedern danke ich für die gute Kooperation und Arbeitsatmosphäre.

Special thanks to Ralf Herzberg für seine außerordentlich aufmunternden Wortbeiträge.

Ich versichere hiermit, diese Arbeit selbständig verfaßt zu haben und mich keiner anderen als den angegebenen Hilfsmitteln bedient zu haben.

Hamburg, den 30.4.1989

Ich erhebe auf diese Arbeit keinerlei Urheberrecht.