

**Untersuchungen zur
Strahlenschädigung von
Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren
durch 1,8 MeV Elektronen**

Experimentelle physikalische Diplomarbeit

Angefertigt am

I. Institut für Experimentalphysik

der

Universität Hamburg

von

Torsten Schulz

Bibliothek der
Physikalischen Institute
Jungferstraße 8, D-2000 Hamburg 36

Hamburg 1991

N4
—
1255

INHALTSVERZEICHNIS

0.	Einleitung	1
1.	Oberflächensperrschichtdetektoren	3
1.1	Prinzip des Oberflächensperrschichtdetektors	3
1.2	Kapazität	8
1.3	Sperrstrom	13
1.4	Ladungssammlungsverlust	17
2.	Die Defekte	20
2.1	Wechselwirkungen der Elektronen im Silizium	20
2.2	Defektarten	22
2.3	Wirkungen der Defekte	23
2.4	Grenzflächendefekte	26
3.	Die Bestrahlungen	28
4.	Meßresultate	32
4.1	effektive Donatorkonzentration	32
4.2	Sperrstrom	41
4.3	Ladungssammlungsverlust	52
4.4	Flachbandspannung	56
5.	Zusammenfassung	61
A	Verzeichnis der Abbildungen	63
B	Verzeichnis der Tabellen	64
C	Literaturverzeichnis	65

0. Einleitung

Für das H1-Experiment am neuen HERA-Beschleunigerring wird im extremen Vorwärtswinkelbereich ein Kalorimeter (PLUG) gebaut, das mit Oberflächensperrschichtdetektoren aus phosphordotiertem Silizium instrumentiert wird. Andere, noch in Planung befindliche Beschleunigeranlagen sollen in großem Umfang mit solchen Detektoren ausgerüstet werden, weil sie eine gute Zeitauflösung und Energielinearität haben, und sich durch kompakte Bauweise auszeichnen. Sie werden großen Strahlenbelastungen ausgesetzt sein. Um Aussagen über die sich durch diese Bestrahlung verändernden Detektoreigenschaften, insbesondere die Stabilität der Energiekalibrierung zu gewinnen, wurden und werden zahlreiche Untersuchungen zur Strahlenschädigung von Silizium und anderen Halbleitermaterialien durchgeführt.

Mit der Bestrahlung durch 1,8 MeV Elektronen soll gezielt der Einfluß von Punktdefekten untersucht werden. Im Gegensatz zu Neutronen, die ganze Defektregionen, sogenannte Cluster, erzeugen, verursachen Elektronen in diesem Energiebereich wegen des geringen Energieübertrages nur Einzeldefekte. Von Interesse ist das zeitliche Verhalten nach der Bestrahlung und die Abhängigkeit von der Fluenz. Die zur Verfügung stehenden Untersuchungsmethoden sind Kapazitäts- und Sperrstrommessungen, sowie Messungen zum Ladungssammlungsverlust. Sie werden im ersten Kapitel vorgestellt und erläutert.

Die Kapazitätsmessungen geben Aufschluß über die effektive Donatorkonzentration, deren Änderung die Bildung und Ausheilung von Defekten widerspiegelt, die Donator- oder Akzeptorcharakter haben. Bei Schädigung mit Neutronen, aber auch mit Protonen, ist bisher immer eine Verringerung der effektiven Donatorkonzentration durch die Bestrahlung beobachtet worden. In der Zeit nach den Bestrahlungen ist sie dann wieder angestiegen. Im Vordergrund steht dabei das Donatoratom Phosphor, das als Defektkomplex zusammen mit einer Leerstelle seinen Donatorcharakter verliert. Im Laufe der Zeit heilen diese Defekte wieder aus. Ein ähnliches Verhalten der effektiven Donatorkonzentrationen war auch nach der Bestrahlung mit Elektronen erwartet worden. Wie in der vorliegenden Arbeit beschrieben, war es aber nicht zu beobachten. Vielmehr ist ein entgegengesetzter Effekt eingetreten, der Anzeichen dafür ist, daß andere, bei Neutronenbestrahlung nicht oder nur verhältnismäßig gering auftretende Defektbildungs- und Umbildungsprozesse eine wesentliche Rolle spielen. Im

zweiten Kapitel werden die wichtigsten Defekte und ihre Wirkung beschrieben. Im dritten Kapitel wird das Bestrahlungsexperiment erklärt. Die Ergebnisse und Resultate der Bestrahlung und der weiteren zeitlichen Entwicklung werden im vierten Kapitel vorgestellt und diskutiert.

1. Oberflächensperrschichtdetektoren

1.1. Prinzip des Oberflächensperrschichtdetektors

Halbleiterdetektoren sind Dioden, die in Sperrichtung betrieben als Festkörperionisationskammer funktionieren. Teilchen, die in das Detektorvolumen gelangen, geben ihre kinetische Energie durch Ionisation von Gitteratomen ab und erzeugen Elektron-Loch-Paare. Die Zahl dieser Paare ist proportional zur abgegebenen Energie des Teilchens, weil die primär erzeugten Elektronen ihrerseits neue Elektron-Loch-Paare erzeugen und für jedes Paar die gleiche Energie von 3,6 eV aufgebracht werden muß [NEU66]. Ein über das Detektorvolumen anliegendes Feld transportiert die Ladungen zu den Elektroden. Die so gesammelte Ladung wird von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker in einen Spannungsimpuls umgewandelt.

Bei Oberflächensperrschichtdetektoren wird die Diode durch einen Schottky - (Metall-Halbleiter)-Kontakt realisiert. Dazu wird eine dünne Goldschicht auf das Silizium gedampft. Da die Austrittsarbeiten für Gold und Silizium verschieden sind, kommt es zu einer Bandkrümmung, weil das Fermi-Niveau überall gleich sein muß, das Vakuum-Niveau aber einen kontinuierlichen Übergang hat. An der Grenzfläche entsteht eine Potentialbarriere (Abb. 1.1.1). Aufgrund der Krümmung des Leitungsbandes nach oben, fließen die freien Ladungsträger von dort ab, und es entsteht ein von freien Ladungsträgern verarmtes Gebiet, die Sperrschicht.

Durch zusätzliche Energiezustände an der Grenzfläche, die in der Bandlücke liegen, wird die Potentialbarriere für n-Material noch erhöht [SZE85]. Insbesondere die

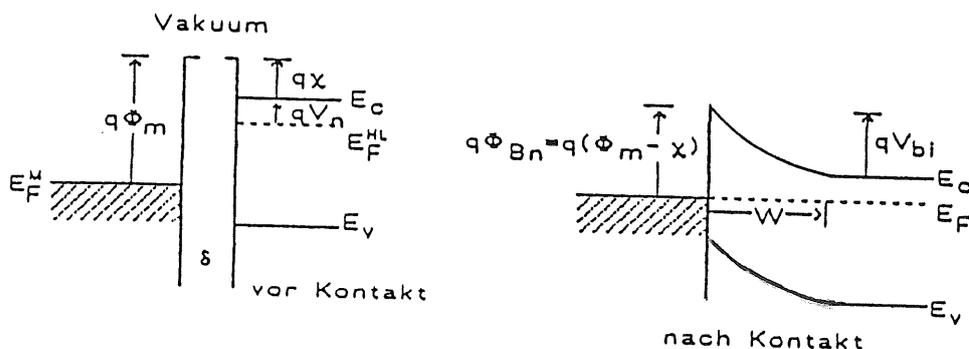


Abb. 1.1.1 Potentialbarriere am Schottky-Kontakt

Adsorption von Sauerstoff-Ionen führt zu einer Schicht negativ geladener Oberflächenzustände [SIF65], die nur wenige Atomlagen dick ist, und dadurch zu einer Erhöhung der Potentialbarriere.

Weil der positiven Raumladung im Halbleiter eine negative Flächenladung an der Grenzfläche gegenübersteht, kann man den Schottky-Übergang wie einen abrupten p^+-n -Übergang behandeln. Mit Hilfe der Poisson-Gleichung

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = - \frac{q_0 \cdot N_d}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \quad [1.1.1]$$

kann der Potentialverlauf in der Verarmungszone berechnet werden. Nach zweifacher Integration ergibt sich:

$$\Phi(x) = \frac{q_0 \cdot N_d}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \left(x_n \cdot x - \frac{1}{2} x^2 \right).$$

Darin ist x_n die Ausdehnung der Verarmungszone und $N_d = N_D - N_A$ die effektive Donatorkonzentration. Für $x = x_n$ gilt:

$$\Phi(x_n) = \frac{q_0 \cdot N_d \cdot x_n}{2 \epsilon \epsilon_0} \quad [1.1.2]$$

Durch Anlegen einer Spannung kann je nach Polung die Potentialdifferenz erhöht bzw. erniedrigt werden. Eine negative Spannung auf dem Metall führt zu einer Erhöhung der Potentialdifferenz und dehnt die Verarmungszone in Richtung der Rückelektrode aus. Der Detektor ist dann in Sperrichtung gepolt. Für die Ausdehnung x_n der Verarmungszone in Abhängigkeit von einer in Sperrichtung angelegten Spannung U ergibt sich aus obigen Gleichungen

$$x_n = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0}{q_0 \cdot N_d} (U_{BI} + U)}. \quad [1.1.3]$$

Die Größe $U_{BI} = \Phi_{Bn} - U_n$ heißt "Built-In Voltage" (eingebaute Spannung). Φ_{Bn} ist die Höhe der Potentialbarriere und U_n die Differenz zwischen dem Leitungsband und dem Fermi-niveau [SZE85].

Erreicht die Verarmungszone die Rückelektrode, spricht man von Spannung für vollständige Verarmung U_{dep} ("Depletion-Spannung"). Wenn diese Spannung und die Detektordicke D bekannt sind, kann man die effektive Donatorkonzentration

ausrechnen:

$$N_D = \frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0}{q_0} \cdot \frac{U_{dep}}{D^2} \quad [1.1.4]$$

Die Spannung U_{BI} ist mit 0,45 Volt [WUN86] klein gegen die üblichen Spannungen für vollständige Verarmung, die bei ca. 100 Volt liegen, und wird deshalb im folgenden vernachlässigt. Um ein möglichst großes empfindliches Volumen und große Feldstärken zu haben, ist es sinnvoll, einen Oberflächensperrschichtdetektor oberhalb der Spannung für vollständige Verarmung zu betreiben. Damit diese schon bei niedrigen Spannungen erreicht werden kann, wird Silizium mit einer extrem niedrigen Phosphordotierung von einigen 10^{12} cm^{-3} verwendet, die den unvermeidbaren Boranteil, der in einer ähnlich hohen Konzentration vorhanden ist [DRE90], gerade überkompensiert, so daß die effektive Donatorkonzentration ca. $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ beträgt. Üblich sind in der Halbleitertechnologie Konzentrationen von $1 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [SZE85].

Für die Bestrahlungsexperimente wurden besondere, oxidpassivierte Detektoren in Planartechnologie [FRE90] hergestellt, die sich nur in der Größe von den für das H1-Experiment gefertigten unterscheiden. Grundmaterial ist phosphordotiertes Silizium mit einem spezifischen Widerstand von $5 \text{ k}\Omega \text{ cm}$. Auf den ca. $400 \mu\text{m}$ dicken, mit SiO_2 beschichteten 3"-Wafers werden mit Fotolithografie und Ätzen [SZE85] sieben kreisrunde Fenster mit einem Durchmesser von 1,6 cm geschaffen. Für den Schottky-Kontakt wird eine Goldschicht von $40 \mu\text{g}$ pro cm^2 aufgedampft. Danach wird der Bedampfungsstand mit Sauerstoff geflutet, um den oben beschriebenen Effekt zu erreichen. Die Goldelektrode hat eine Fläche von $2,164 \text{ cm}^2$. Darin eingeschlossen ist ein $0,3 \text{ mm}$ Überlapp des Goldes über das Oxid, der die Siliziumoberfläche versiegelt und gleichzeitig die Möglichkeit zur Kontaktierung bietet. Die Rückseite des Wafers wird vollständig vom Siliziumdioxid befreit und dann mit einer 370 nm dicken Aluminiumschicht bedampft. Es entsteht ein ohmscher Kontakt. Beim Sägen wird das mittlere Fenster zerstört. Die restlichen sechs Teile werden auf $5 \cdot 5 \text{ cm}^2$ große Keramikplättchen aus Aluminiumoxid (Al_2O_3) montiert und kontaktiert. Der Querschnitt eines Detektors ist in Abb. 1.1.2 zu sehen.

Der Überlapp des Goldes über das Oxid auf dem Silizium bildet eine MOS-Struktur. Ohne Ladungen im Oxid würden die Bänder des Siliziums nach oben gekrümmt. Durch die aber tatsächlich im Oxid vorhandenen positiven Ladungen kommt es auch ohne anliegende Spannung zu einer Bandkrümmung nach unten und zu einer Akkumulation

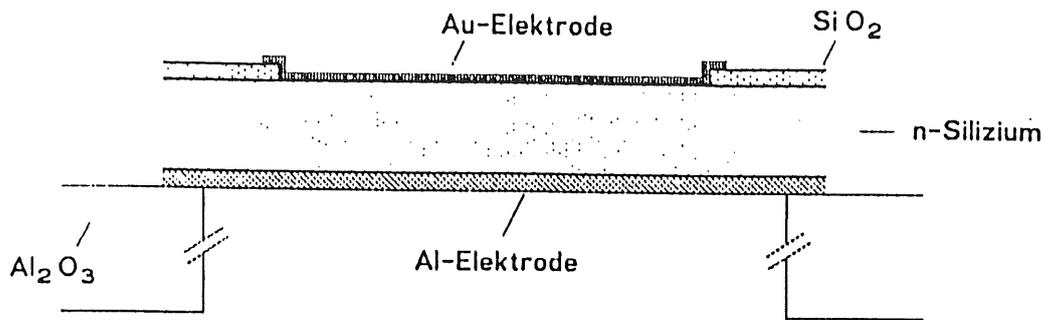
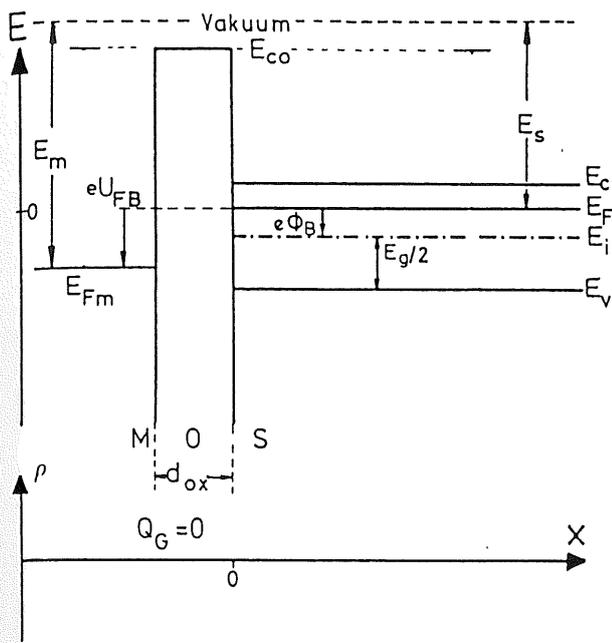
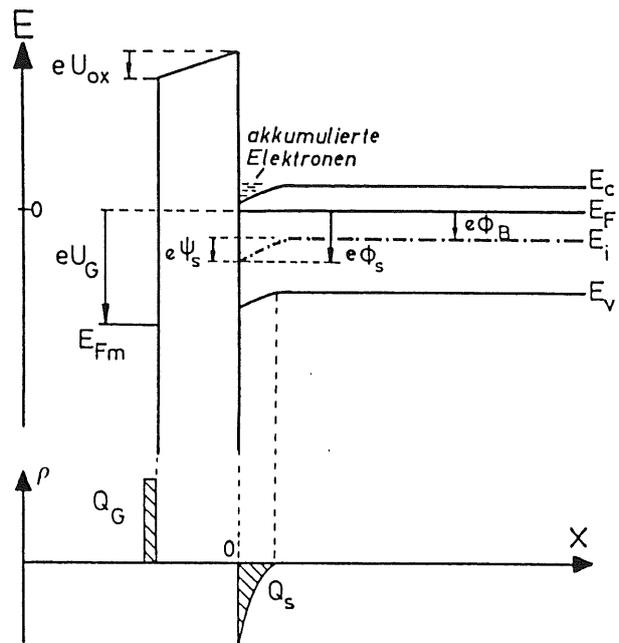


Abb. 1.1.2 Querschnitt eines Detektors [HER89]

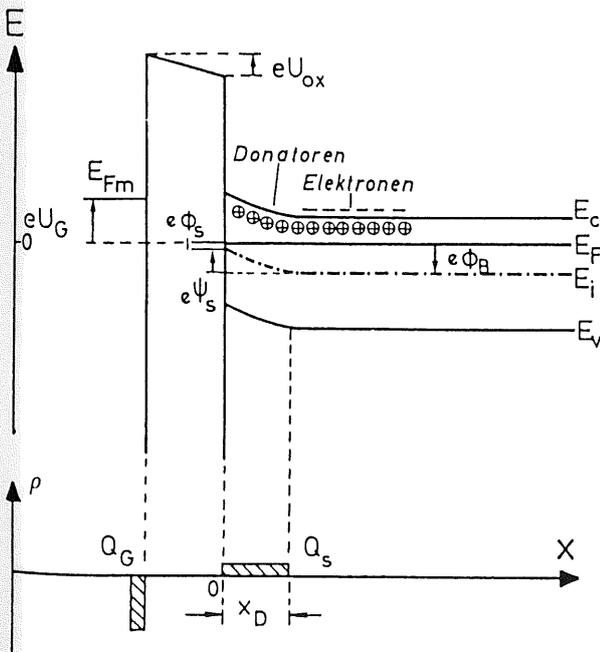
von Elektronen an der Si-SiO₂-Grenzfläche (Abb. 1.1.3). Legt man eine negative Spannung an das Metall wird die Bandkrümmung wieder kleiner. Die Spannung, die anliegt, wenn die Bandkrümmung gleich null ist, die Bänder also flach sind, heißt Flachbandspannung. Erst für Sperrspannungen ($U < 0$) größer als die Flachbandspannung kommt es zu einer Bandkrümmung nach oben, und wie beim Schottky-Kontakt bildet sich eine Verarmungszone. Für große Sperrspannungen kommt es bei einer reinen MOS-Struktur letztlich zu einer Inversion, die in der gegebenen Konfiguration aber ausbleibt, weil die MOS-Elektrode mit der Schottky-Elektrode kurz geschlossen ist [FRE90], bzw ein und dieselbe Goldschicht ist. Besonders deutlich wird die Wirkung des MOS-Randes, wenn man in Abhängigkeit von der Spannung die Kapazität eines Detektors mißt (siehe Abb. 1.2.1).



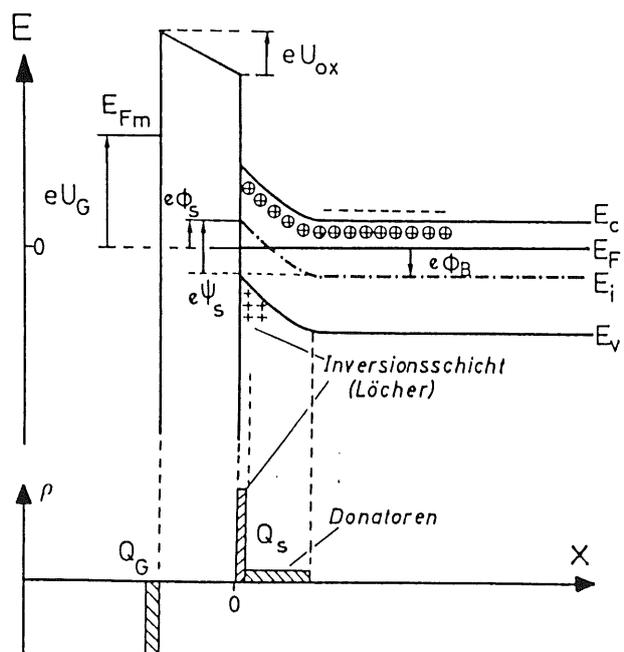
(a) Flachbandfall: $U_G = U_{FB} > 0; \psi_S = 0, \phi_S = \phi_B$



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



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



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

Abb. 1.1.3 Bändermodell einer MOS-Struktur [NAG85]

1.2 Kapazität

Die Kapazität eines p-n-Überganges ist definiert als dynamische Kapazität pro Fläche

$$C_{\text{dyn}} = \frac{dQ}{dU} \quad [1.2.1]$$

[SZE85]. Darin ist dQ die Änderung der Raumladung bei einer Änderung dU der anliegenden Spannung. Die Raumladung Q eines verarmten Gebietes der Tiefe x_n ist

$$Q = \varepsilon_0 \cdot N_d \cdot A \cdot x_n. \quad [1.2.2]$$

Für eine kleine Änderung in dx resultiert eine Änderung

$$dQ = \varepsilon_0 \cdot N_d \cdot A \cdot dx. \quad [1.2.3]$$

Gleichung [1.1.3] beschreibt die Abhängigkeit der Sperrschichttiefe x von der anliegenden Spannung U . Durch einfache Ableitung nach U erhält man dx in Abhängigkeit von der Spannung:

$$dx = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{2 \cdot q_0 \cdot N_d \cdot U}} \cdot dU. \quad [1.2.4]$$

Zusammen mit Gleichung [1.2.3] ergibt sich somit für die dynamische Kapazität:

$$C_{\text{dyn}} = \frac{dQ}{dU} = A \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot q_0 \cdot N_d}{2 \cdot U}}. \quad [1.2.5]$$

C in Abhängigkeit von x ergibt sich, wenn man Gleichung [1.1.3] nach U auflöst:

$$U = \frac{q_0 \cdot N_d}{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} \cdot x^2, \quad [1.2.6]$$

und in Gleichung [1.2.5] einsetzt:

$$C_{\text{dyn}} = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot A}{x}. \quad [1.2.7]$$

Wenn die Sperrschicht die Rückelektrode erreicht, die Spannung also größer als die Depletion-Spannung wird, ist die Kapazität konstant. In Abb. 1.2.1 ist die Kapazität in Abhängigkeit von der Spannung in doppeltlogarithmischer Auftragung dargestellt. Für Spannungen oberhalb der Depletion-Spannung erkennt man, daß die Kapazität nicht der Theorie gemäß konstant ist, sondern noch eine schwache Abhängigkeit von der Spannung besteht, die von einer lateralen Ausweitung der Verarmungsschicht herrührt [FRE87].

MOS-Kapazität [NIC82]

Die MOS-Kapazität kann man als Reihenschaltung von C_{Ox} und C_{Si} auffassen:

$$\frac{1}{C_{MOS}} = \frac{1}{C_{Si}} + \frac{1}{C_{Ox}} \quad [1.2.8]$$

Darin ist

$$C_{Ox} = \epsilon_{Ox} \cdot A_R \cdot \frac{1}{d_{Ox}}$$

mit A_R = Fläche des MOS-Randes, d_{Ox} = Dicke der Oxidschicht, und, im Falle der Akkumulation,

$$C_{Si}(\psi) = - \frac{dQ_s}{d\psi_s}$$

mit Q_s = Elektronenkonzentration an der Si-SiO₂-Grenzschicht und ψ_s = Bandkrümmung. Wegen der hohen Elektronenkonzentration ist C_{Si} zunächst viel größer als C_{Ox} , und C_{MOS} ergibt sich daher aus C_{Ox} . Sowohl in der Akkumulation als auch in der Verarmung - C_{Si} hängt dann wie C_{dyn} nach Gleichung [1.2.7] von U ab - wird C_{Si} bei steigender Sperrspannung kleiner, und auch C_{MOS} nimmt deshalb ab. Dies führt zu dem steilen Abfall in der Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik um die Flachbandspannung herum.

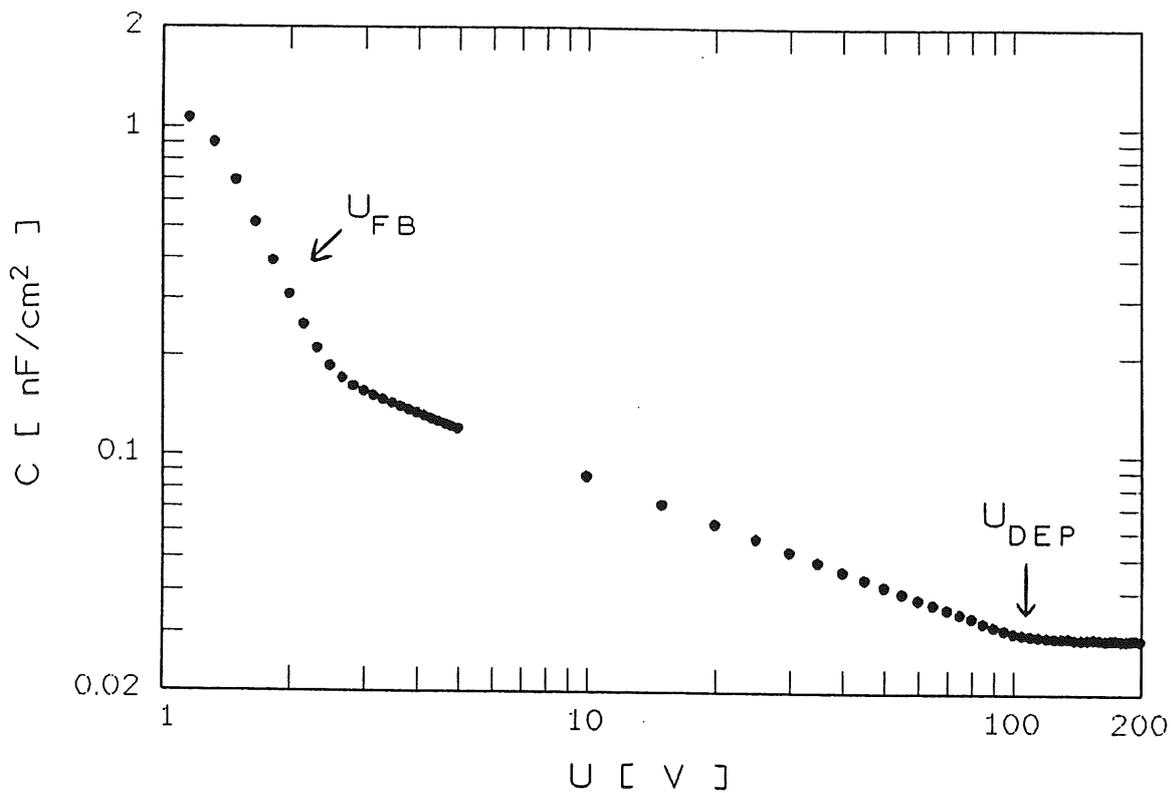


Abb. 1.2.1 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik (ln C vs. ln U)

Bestimmung der effektiven Donatorkonzentration

Die Änderung der Spannungsabhängigkeit bei Erreichen der Spannung für vollständige Verarmung U_{dep} wird zu ihrer Bestimmung benutzt, um dann mit Gleichung [1.2.4] die effektive Donatorkonzentration N_d zu errechnen. Dazu wird C vs. $1/\sqrt{U}$ oder $1/C^2$ vs. U aufgetragen (Abb. 1.2.2 & 1.2.3). In den Bereichen, in denen $C \sim 1/\sqrt{U}$, bzw. $1/C^2 \sim U$ und $C = \text{konstant}$ sind, werden Geraden an die Meßpunkte angepaßt und deren Schnittpunkt als Depletion-Spannung interpretiert. Dieses Verfahren erlaubt in der Regel eine auf ± 2 Volt genaue Bestimmung der Depletion-Spannung.

Eine zweite Möglichkeit, die effektive Donatorkonzentration zu berechnen, besteht darin, die Steigung aus (C_{dyn}^{-2}) vs. U zu bestimmen:

$$\frac{d(C_{dyn}^{-2})}{dU} = \frac{2}{q_0 \epsilon \epsilon_0 A^2 N_d}, \quad [1.2.10]$$

und dieses nach N_d aufzulösen:

$$N_d = \frac{2}{q_0 \epsilon \epsilon_0 A^2} \frac{dU}{d(C_{dyn}^{-2})} \quad [1.2.11]$$

Für dieses Verfahren ist die genaue Kenntnis der Fläche A erforderlich. Wegen unvermeidbarer Randeffekte ist diese Fläche aber unter Umständen nicht bekannt. Außerdem ergeben sich unterschiedliche Ergebnisse in verschiedenen Spannungsbereichen, weil die Steigung, die sich aus den Meßwerten ergibt, geringfügig von der aus der Theorie geforderten Konstanz abweicht. Grundsätzlich wird deshalb für die Berechnung der effektiven Donatorkonzentration die Depletion-Spannung benutzt.

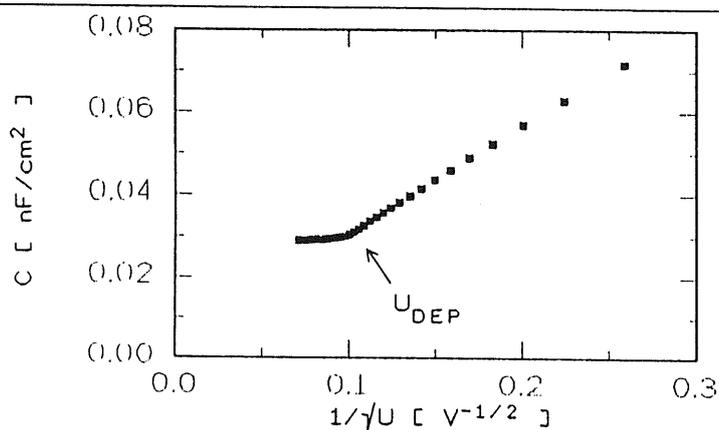


Abb. 1.2.2 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik (C vs. $1/\sqrt{U}$)

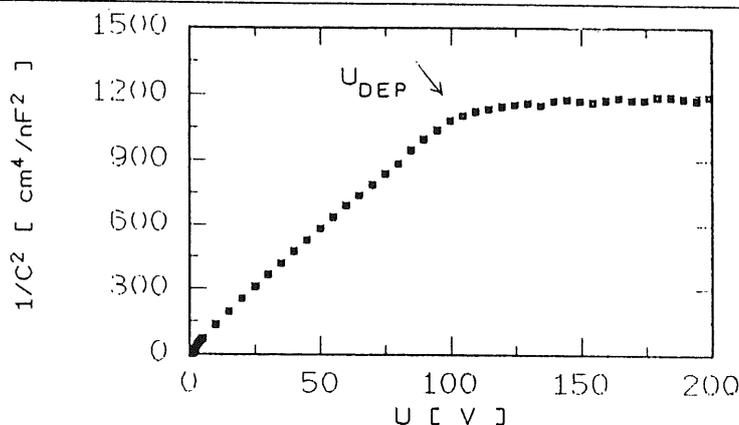


Abb. 1.2.3 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik ($1/C^2$ vs. U)

Meßaufbau

Für die Kapazitätsmessungen und die im folgenden Abschnitt beschriebenen Sperrstrommessungen ist ein PC-gesteuerter Meßplatz eingerichtet worden. Die Meßgeräte und die Spannungsversorgungen werden über einen IEEE-Bus angesteuert bzw. ausgelesen. Der Aufbau der Kapazitätsmessungen ist in Abb. 1.2.4 zu sehen.

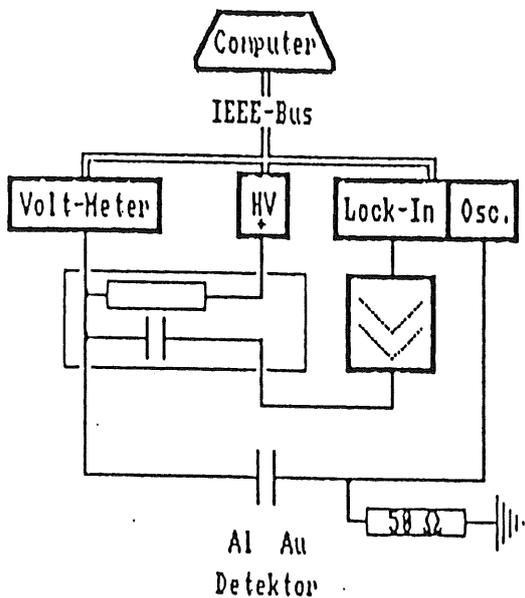


Abb. 1.2.4 Meßaufbau zur Kapazitätsmessung [GRI90]

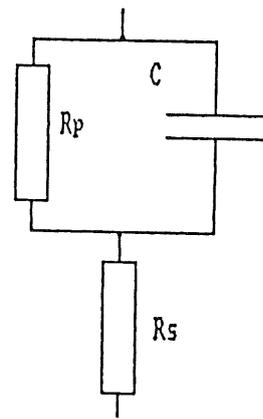


Abb. 1.2.5 Ersatzschaltbild eines Detektors [GRI90]

Ein im Lock-In-Verstärker eingebauter Oszillator liefert eine Wechselspannung (Amplitude: 5 - 40 mV, Frequenz: 0,5 - 120 kHz). Der dadurch im Detektor fließende Wechselstrom wird von einem stromempfindlichen Vorverstärker in ein Spannungssignal verwandelt. Der Lock-In-Verstärker arbeitet mit zwei um 90° verschobenen, phasensensitiven Detektoren. Auf diese Weise kann man den kapazitiven Anteil des Signals vom ohmschen trennen. Die Amplitude des Signals wird verglichen mit Werten einer Eichgeraden, in der bekannten Kapazitäten gemessene Amplituden zugeordnet sind. Man erhält auf diese Weise die Kapazität der Sperrschicht und ihren Leitwert. Abb. 1.2.5 zeigt das Ersatzschaltbild eines Detektors, in dem die Verarmungszone die Rückelektrode noch nicht erreicht hat.

1.3 Sperrstrom

Auch durch einen in Sperrichtung gepolten Detektor fließt ein Strom, der wegen seiner Richtung Sperrstrom heißt. Da er zum Rauschen eines Detektors beiträgt, ist es das Ziel, ihn möglichst klein zu halten. Wesentliche Voraussetzungen dazu werden bereits im Herstellungsprozeß geschaffen. Durch den Einsatz von Planartechnologie ist es gelungen, den Sperrstrom auf ca. 10 nA cm^{-2} zu senken. Im wesentlichen besteht der Sperrstrom aus vier Anteilen:

- a.) Volumenstrom,
- b.) Diffusionsstrom,
- c.) Oxidstrom und
- d.) Barrierenstrom.

a.) Volumenstrom

Der Volumenstrom entsteht durch thermische Generation von Elektron-Loch-Paaren in der Verarmungszone. Störstellen im Siliziumgitter bilden Energieniveaus, die in der Bandlücke liegen. Diese Niveaus wirken für Ladungsträger wie eine Brücke zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband. Sie heißen Generations- bzw. Rekombinationszentren. Durch thermische Anregung gelangen Elektronen zunächst auf das Störstellenniveau in der Bandmitte und von dort aus in das Leitungsband. Dort stehen sie als freie Ladungsträger zur Verfügung, ebenso wie die entstandenen Löcher im Valenzband. Die Umkehrung dieses Prozesses ist die Rekombination. Ein Elektron im Leitungsband wird von dem Störstellenniveau eingefangen und fällt dann ins Valenzband, d.h. es rekombiniert mit einem Loch (siehe Abb. 2.2.3). Entscheidend für die Größe des Volumenstroms ist die Dichte N_t der Störstellenniveaus:

$$I_{\text{Vol}} = \frac{1}{2} \cdot V \cdot q_0 \cdot n_i \cdot v_{\text{th}} \cdot \sigma_p \cdot N_t \quad [1.3.1]$$

mit V : Volumen der Verarmungszone, v_{th} : thermische Geschwindigkeit,
 σ_p : Wirkungsquerschnitt der Störstellenniveaus und
 n_i : intrinsische Ladungsträgerkonzentration.

Da die Verarmungszone nach Gleichung [1.1.3] proportional zur Wurzel aus der Spannung wächst, ist auch der Volumenstrom auf diese Weise von der Spannung

abhängig. Für die intrinsische Ladungsträgerkonzentration gilt nach folgendem, experimentell gefundenen Ausdruck [MOR54] in Abhängigkeit von der Temperatur T:

$$n_i^2 = 1,5 \cdot 10^{33} \cdot T^3 \cdot \exp(-1,21 q_0/kT), \quad [1.3.2]$$

mit T : [K] und n_i : [cm^{-3}]. Für T = 20°C ist $n_i = 6,97 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

Umgekehrt proportional zu N_t ist die Minoritätsladungsträgerlebensdauer:

$$\tau_p = \frac{1}{v_{th} \cdot \sigma_p \cdot N_t} \quad [1.3.3]$$

Je mehr Rekombinationzentren vorhanden sind, desto kürzer ist sie. Der Volumenstrom läßt sich also auch schreiben als:

$$I_{Vol} = \frac{V \cdot q_0 \cdot n_i}{2 \cdot \tau_p}. \quad [1.3.4]$$

b.) Diffusionsstrom

Der Diffusionsstrom entsteht durch Minoritätsladungsträger, die im nicht verarmten, feldfreien Raum entstehen und in die Verarmungszone hineindiffundieren. Nur Ladungsträger, die von der Verarmungszone nicht weiter als eine mittlere Diffusionslänge L_p entfernt sind, tragen zum Diffusionsstrom bei.

$$I_D = \frac{q_0 \cdot n_i^2}{\tau_p \cdot N_D} \cdot L_p \cdot A, \quad [1.3.5]$$

mit $L_p = \sqrt{\frac{k \cdot T \cdot \tau_p \cdot \mu_p}{q_0}}$, $\mu_p = 502 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (300°K),

c.) Oxidstrom

Der Oxidstrom entsteht durch Generations- und Rekombinationszentren an der Si-SiO₂-Grenzschicht. Die dort generierten Ladungsträger tragen zum Strom erst bei, wenn die Flachbandspannung erreicht ist, und die Verarmungszone auch unter dem MOS-Rand entsteht. Es kommt zu einem sprunghaften Anstieg des Sperrstroms (siehe Abb. 1.3.1). Es gilt:

$$I_{Ox} = q_0 \cdot G \cdot A_g, \quad [1.3.6]$$

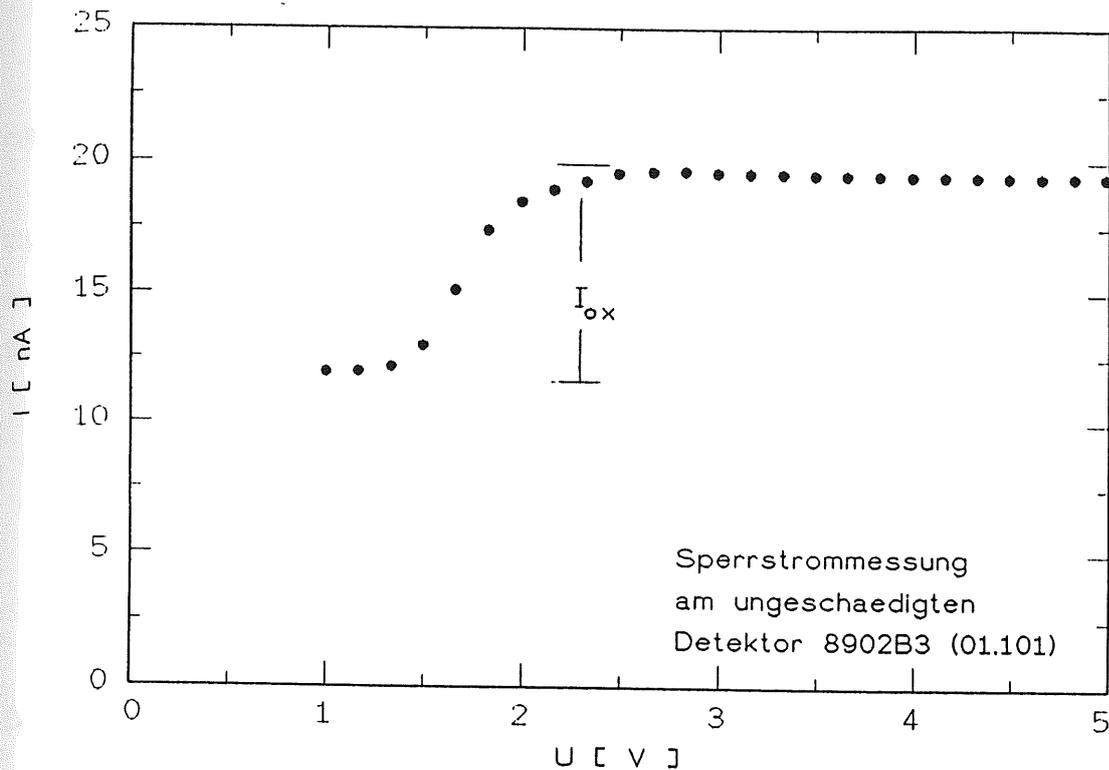


Abb. 1.3.1 Sperrstrom-Charakteristik im vorderen Spannungsbereich

mit G : Generationsrate pro Fläche, A_g : Fläche des Goldüberlapps [NAG85]. I_{ox} hängt nur von der Dichte der Grenzflächenzustände D_i und der Temperatur ab, weil G proportional zu $D_i k T$ ist:

$$G = \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} \pi k T n_i D_i \quad [1.3.7]$$

Der Quotient G/n_i heißt Rekombinationsgeschwindigkeit S_0 . Aus dem Oxidstrom I_{ox} erhält man diese mit:

$$S_0 = \frac{I_{ox}}{q_0 n_i A_g} \quad [1.3.8]$$

[NAG85].

d.) Barrierenstrom

Der Barrierenstrom I_{SB} (Surface Barrier) hängt von der Barrierenhöhe Φ_{Bn} am Übergang vom Metall zum Halbleiter (siehe Abb. 1.1.1) und der anliegenden Spannung U ab:

$$I_{SB} = I_S \cdot \left(\exp\left(q_0 \cdot \frac{U}{k \cdot T} \right) - 1 \right) \quad [1.3.9]$$

mit $I_S = A_R \cdot T^2 \cdot \exp\left(q_0 \cdot \frac{-\Phi_B}{k \cdot T} \right)$, A_R : effektive Richardson-Konstante. [SZE85]

Für große negative Spannungen ($U < -1V$) ist I_{SB} nur noch schwach von U abhängig.

Aus den in Abb. 1.3.1 dargestellten Meßwerten einer Sperrstrommessung vor der Bestrahlung sind folgende Werte für die einzelnen Sperrstromkomponenten errechnet:

$$\begin{aligned} I_{Vol} (25 V) &= 3,1 \text{ nA} \quad (\text{bei } 25 \text{ V ist } x_n \approx 0,5 D; D = \text{Dicke des Detektors}) \\ I_{Ox} &= 5,5 \text{ nA} \\ I_{SB} + I_D &= 11,0 \text{ nA} \\ I_D &< 0,7 \text{ nA} \end{aligned}$$

Die Methode der Auswertung ist in Kapitel 4.2 beschrieben. Der Diffusionsstrom wurde für 300 K mit $N_D = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $\tau_p = 7,58 \text{ ms}$ gerechnet. τ_p wurde mit Gleichung [1.3.4] aus dem Volumenstrom berechnet. Die Donatorkonzentration N_D ist sicher zu klein abgeschätzt und die Temperatur zu hoch. Der Wert 0,7 nA für den Diffusionsstrom ist daher eine obere Abschätzung.

Der Meßaufbau für die Sperrstrommessungen ist in Abb. 1.3.2 zu sehen. Für die Messung des Stromes wurde ein Picoamperemeter Keithley 485 benutzt.

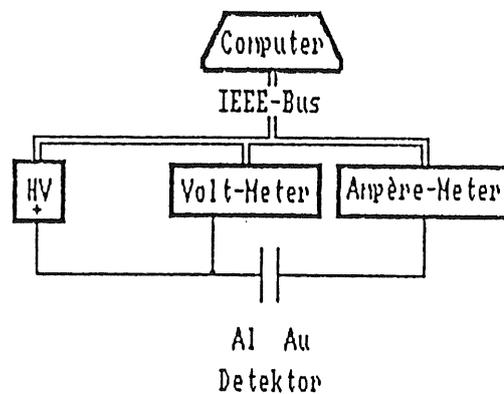


Abb. 1.3.2 Meßaufbau zur Sperrstrommessung [GRI90]

1.4 Ladungssammlungsverlust

Um die Energie eines Teilchen vollständig nachzuweisen, muß erstens das Teilchen im Detektor vollständig gestoppt werden, und zweitens die gesamte erzeugte Ladungsmenge gesammelt werden. Dies wird dadurch verhindert, daß Ladungen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit von Störstellen eingefangen werden. Solche Störstellen heißen Trappingzentren (to trap - fangen)(siehe Abb.2.2.3). Nach dem Modell von Day und Dearnly [DAY67] ist die Wahrscheinlichkeit, daß von einer Gesamtladung Q_0 eine Teilladung dQ im Zeitintervall dt von einer Störstelle eingefangen wird,

$$\frac{dQ(t)}{Q(t)} = - \frac{dt}{\tau}. \quad [1.4.1]$$

τ heißt Trappingzeitkonstante. Um den Ladungssammlungsverlust $\Delta Q/Q_0$ zu erhalten, muß Gleichung [1.4.1] über die Zeit integriert werden, die die Ladungen brauchen, um zur entsprechenden Elektrode zu driften. Diese Transitzeit ist abhängig von dem zurückzulegenden Weg, der Feldstärke und der Beweglichkeit der Ladungsträger, die ihrerseits von der Feldstärke abhängt. Um die Ladungssammlungszeit analytisch integrieren zu können, wird eine lineare Näherung der Beweglichkeit $\mu(E)$ angewandt:

$$\mu(E) = \mu_0(1-aE).$$

Nach den Daten von Canalli [CAN71] ergeben sich für eine maximale Feldstärke $E_{\max} = 10^4$ V/cm und eine Temperatur $T = 300^\circ\text{K}$ folgende Werte:

$$\text{Elektronen: } \mu_{0,e} = 1556,3 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad a_e = 6,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm/V}$$

$$\text{Löcher: } \mu_{0,h} = 476,6 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad a_h = 3,1 \cdot 10^{-5} \text{ cm/V}$$

Für eine linear abnehmende Feldstärke erhält man nach Graf [GRA88] nachstehende Ausdrücke für die effektiven Transitzeiten:

$$t_{c,\text{eff}}^e = k_e t_r \ln \left(\frac{E(x_0)}{E(x_{A1})} \frac{1 - a_e E(x_{A1})}{1 - a_e E(x_0)} \right) \quad [1.4.2]$$

und

$$t_{c,\text{eff}}^h = k_h t_r \ln \left(\frac{1 - a_h (E(x_{A1}) + E_0)}{a_h (E(x_{A1}) + E_0)} \right) \quad [1.4.3]$$

x_0 ist der Entstehungsort der Ladung und x_{Al} der Ort der Aluminiumelektrode. t_r ist die Dielektrische Relaxationszeit ($D/\mu_0 E_0$) und k ein Maß für die Inhomogenität des Feldstärkenverlaufs ($k = 1$ bei homogenem Feld, 0,5 wenn $U = U_{dep}$) [GRA88]. Die Feldstärke an der Stelle x ist

$$E(x) = E(x_{Al}) + E_0(1-x/D),$$

mit $E_0 = 2U_{dep}/D$ und $E(x_{Al}) = (U-U_{dep})/D$. Die Trappingzeitkonstante τ erhält man durch Integration von Gleichung [1.4.1]:

$$\tau = \frac{D-x_0}{2D} \frac{Q_0}{\Delta Q} t_{c,eff}. \quad [1.4.4]$$

Für Elektronen und Löcher ergeben sich verschiedene Trappingzeitkonstanten. Sie lassen sich voneinander getrennt ermitteln, wenn man den Detektor mit Teilchen beschießt, deren Eindringtiefe klein ist gegen die Detektordicke. Dazu wird für die Messung der Zeitkonstanten ein ^{244}Cm -Präparat benutzt, das Alpha-Teilchen mit einer Energie von 5805 keV emittiert. Der Schwerpunkt der erzeugten Ladungswolke liegt bei 20,6 μm . Während die eine Sorte der Ladungsträger nur diesen relativ zur Detektordicke (400 μm) kurzen Weg zur entsprechenden Elektrode zurücklegen muß, ist der Weg für die andere wesentlich länger. Dementsprechend überwiegt das Trapping dieser, den längeren Weg zurücklegenden Ladungsträgersorte. Trägt man den Ladungssammlungsverlust $\Delta Q/Q_0$ einer Ladungsträgersorte gegen $t_{c,eff}$ auf, kann man aus der Steigung der durch die Meßpunkte gelegten Regressionsgeraden mit Gleichung [1.4.4] die Trappingzeitkonstante berechnen.

Der Versuchsaufbau ist in Abb. 1.4.1 skizziert. Der aus dem Detektor kommende Stromimpuls wird im Vorverstärker in ein Spannungssignal verwandelt. Im Spektroskopieverstärker wird das Signal integriert und differenziert, um das Signal/Rausch-Verhältnis zu verbessern und ein Signal zu erhalten, dessen Höhe der registrierten Ladungsmenge entspricht. Um das Spektrum zu spreizen, wird im Bias-Verstärker ein konstanter Wert von diesem Signal abgezogen.

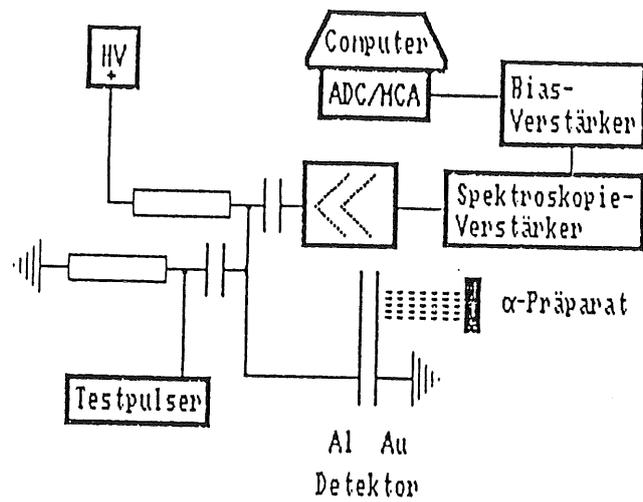


Abb. 1.4.1 Meßaufbau zur Ladungssammlung [GRI90]

2. Die Defekte

2.1 Wechselwirkungen der Elektronen im Silizium

In einem Halbleiterkristall geben Teilchen ihre kinetische Energie hauptsächlich ab durch Anregung von Atomen, Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren (Ionisation), Phononenanregung und der Verlagerung von Gitteratomen. Für die Detektion von Teilchen ist die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren erwünscht, die Verlagerung von Gitteratomen dagegen ist ein unvermeidbares Übel. Die Stoß- und Streumechanismen von Elektronen und Gitteratomen werden durch die Coulombwechselwirkung beschrieben.

Die Energie, die ein Elektron bei einem Stoß auf ein Atom übertragen kann, ist

$$T = \frac{2 p_0^2}{M^2 c^2} \cos^2 \varphi. \quad [2.1.1]$$

p_0 ist der Impuls des Elektrons vor dem Stoß, M die Masse des Atoms und φ der Streuwinkel des Atoms zur Einfallsrichtung des Elektrons im Laborsystem. Für $\varphi = 0$ ergibt sich der maximale Energieübertrag :

$$T_{\max} = \frac{2 p_0^2}{M^2 c^2}. \quad [2.1.2]$$

Nach Seitz und Koehler [SEI56] ist [2.1.2] gleichwertig mit :

$$T_{\max} = 2 \frac{m}{M} \frac{(E + 2mc^2)E}{mc^2}, \quad [2.1.3]$$

T_m [eV], E [MeV]. Für Elektronen der Energie 1,8 MeV und Siliziumatome ($M = 28.931$ MeV) ist $T_{\max} = 390$ eV. Der differentielle Wirkungsquerschnitt nach Rutherford mit der Korrektur für relativistische Elektronen nach Darwin ist

$$d\sigma = \pi \left(\frac{Z q^2}{m c^2} \right)^2 \frac{1}{\beta \gamma^2} T_{\max} \frac{dT}{T^2} \quad [2.1.4]$$

[COR66]. Darin ist $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Gleichung [2.1.4] zeigt, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt umgekehrt proportional zum Quadrat der übertragenen Energie ist. Kleine Energieüberträge werden also bevorzugt (Siehe Abb.2.1.1).

Den mittleren Energieübertrag erhält man mit

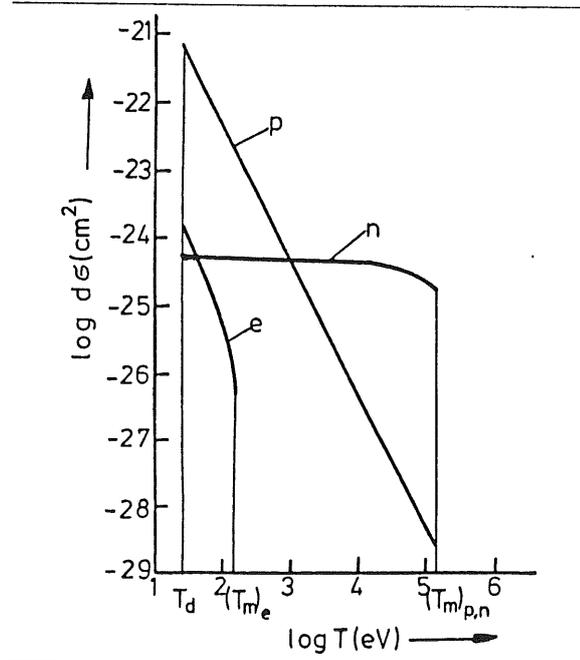
$$T_{\text{ave}} = \frac{\int T\sigma(T)dT}{\int \sigma(T)dT} = T_{\text{max}} T_d \frac{\ln(T_{\text{max}}/T_d)}{T_{\text{max}} - T_d} \quad [2.1.5]$$

Mit den Integrationsgrenzen $T_d = 25$ eV und $T_{\text{max}} = 390$ eV ergibt sich T_{ave} zu 73 eV. Dieser Wert kann aus zwei Gründen nur als Abschätzung dienen. Erstens ist die Mindestenergie T_d , die für eine Verlagerung eines Siliziumatoms erforderlich ist, nicht isotrop, sondern von der Richtung abhängig, in die das Atom gestoßen wird. Für Silizium rechnet man deshalb mit einer mittleren Mindestenergie von 25 eV [VLI80]. Zweitens ist in Gleichung [2.1.5] die quantenmechanische Korrektur von Mott [MOT29] nicht berücksichtigt. Dennoch macht das Verhältnis von mittlerer, übertragener Energie T_{ave} zur Mindestenergie T_d , die in der selben Größenordnung liegen, deutlich, daß Elektronen mit einer Energie von 1,8 MeV in Silizium nur Punktdefekte erzeugen können, im Gegensatz zu Neutronen, die in der Lage sind, ausgedehnte Defektregionen, sogenannte Cluster, zu erzeugen, weil der differentielle Wirkungsquerschnitt für Neutronen nur wenig mit der übertragenen Energie variiert, (siehe Abb. 2.1.1) und der mittlere Energieübertrag $T_{\text{ave}} = 1/2 T_{\text{max}}$ ist. Die in Tabelle 2.1.1 und Abbildung 2.1.1 angegebenen Werte für Elektronen sind mit der quantenmechanischen Korrektur in der Näherung nach McKinley und Feshbach [MCK48] gerechnet, die für die Neutronen sind experimentelle Daten für 0.9 MeV Neutronen [LOV62].

	Elektronen	Neutronen
T_{max}	155 eV	133 keV
T_{ave}	38 eV	51,6 keV
σ [barn]	44	3,7

Tab. 2.1.1 T_{max} , T_{ave} und σ für Elektronen und Neutronen für 1 MeV [COR70]

Abb. 2.1.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt für Energieübertrag auf ein Siliziumgitteratom durch 1 MeV Teilchen [COR70]



2.2 Defektarten

Punktdefekte heißen solche, die gleichförmig über den Kristall verteilt und voneinander isoliert sind. Man unterscheidet Primärdefekte und Defektkomplexe:

Atome auf Zwischengitterplätzen	(interstitial)	
Gitterleerstellen	(vacancy)	<u>Primärdefekte</u>
Frenkelpaare	(close pair)	
Doppelgitterleerstellen	(divacancy)	
Sauerstoff-Leerstellenkomplex	(A-center)	<u>Defektkomplexe</u>
Phosphor-Leerstellenkomplex	(E-center)	

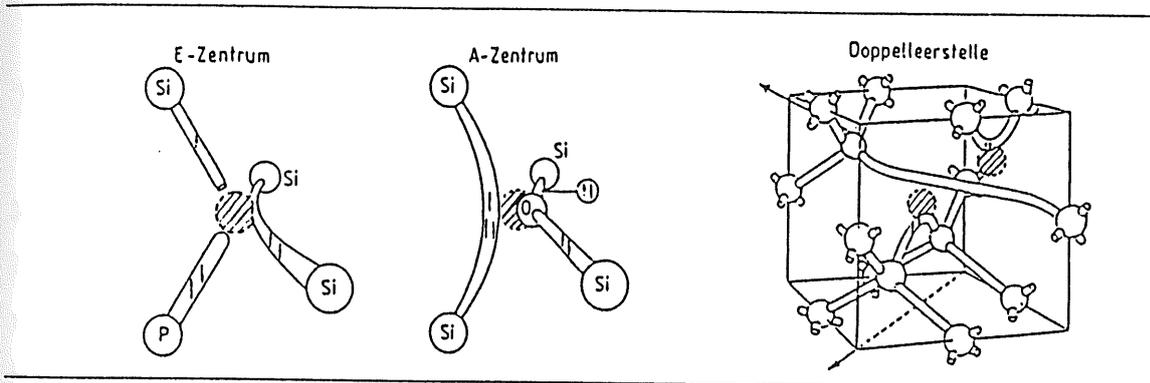


Abb. 2.2.1 Konfiguration der Defektkomplexe [WAT65]

Primärdefekte entstehen direkt durch die Versetzung eines Gitteratoms. Liegen eine Gitterleerstelle und ein Zwischengitteratom dicht zusammen, bilden sie ein Frenkelpaar. Oberhalb bestimmter Temperaturen sind Primärdefekte beweglich. Die Beweglichkeit ist u.a. abhängig von der Temperatur und vom Ladungszustand. Sie wandern an die Oberfläche, rekombinieren oder lagern sich an andere Defekte oder Fremdatome an und bilden Defektkomplexe. Mit ihrer Ausheilung geht also das Entstehen neuer Defekte einher. Ein Defekt heißt A-Zentrum, wenn eine Fehlstelle räumlich durch ein Sauerstoffatom ausgefüllt wird, und E-Zentrum, wenn eine Fehlstelle und ein Phosphoratom ein Paar bilden (siehe Abb. 2.2.1). Die Defektkomplexe ihrerseits sind nur bis zu bestimmten Temperaturen stabil. In Tabelle 2.2.1 sind die Ausheiltemperaturen verschiedener Defektarten angegeben.

	Defekttyp	Ausheiltemperatur T [K]
Primärdefekte	Leerstelle, neutral	150
	Leerstelle, negativ	60-80
	Zwischengitteratom	< 4
	Frenkelpaar	> 76
Defektkomplexe	A-Zentrum	620
	E-Zentrum	400-420
	Doppelleerstelle	500-560

Tab. 2.2 : Ausheiltemperaturen von Defekten in Silizium [GRE70]

2.3 Wirkungen der Defekte

Jede Defektart bildet spezifische Energieniveaus in der Bandlücke (Abb. 2.2.3). Zusätzlich zu den schon im ungeschädigten Kristall vorhandenen Defekten wirken sie nun je nach Lage des Fermi-niveaus und Ladungszustand als Generations-, Rekombinations- oder Trappingzentren (Abb.2.2.2). Das führt zu einem Anstieg des Volumenstroms und zu einer Verkürzung der Ladungsträgerlebensdauer. In Gleichung [1.3.3] ist der Zusammenhang zwischen der Störstellendichte und der Ladungsträgerlebensdauer τ beschrieben. Die Größe τ kann mit Hilfe der

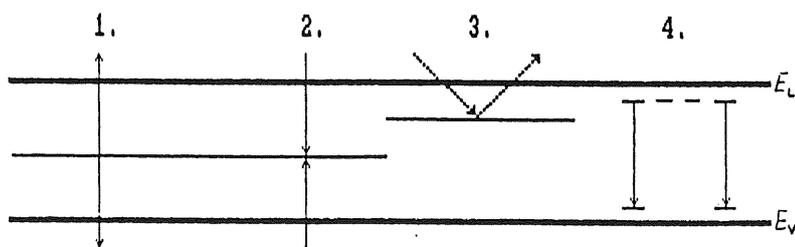


Abb. 2.2.2 Wirkung von Defekten in der Bandlücke : 1. Generation, 2.Rekombination
3. Trapping, 4. Carrier-Removal [GRI90]

Ladungsträgerlebensdauer τ beschrieben und mit Hilfe der Leitfähigkeitsänderung infolge Ladungsträgerinjektion durch Lichteinstrahlung gemessen werden. Nach Beendigung der Einstrahlung sinkt die Leitfähigkeit. Das zeitliche Verhalten dieses Vorganges ist korreliert zur Lebensdauer der Ladungsträger [SZE85]. Wegen der zusätzlichen Trappingzentren steigt die Trappingzeitkonstante. Zudem werden die durch Dotierung entstandenen Donatorniveaus vernichtet, bzw durch Defektniveaus, die als Akzeptoren wirken, kompensiert. Dadurch verringert sich die Konzentration der Majoritätsladungsträger im Gleichgewicht. Diese Reduktion heißt Carrier-Removal. Die im n-Typ mit der Majoritätsladungsträgerdichte gleichzusetzende Elektronendichte n kann man mit einer Hallmessung bestimmen. Die Hallkonstante ist umgekehrt proportional zur Elektronendichte. Die leitenden Oberflächen der Detektoren machen eine Bestimmung der Elektronendichte auf diesem Wege allerdings unmöglich. Wenn die Lage des Ferminiveaus nahezu unverändert bleibt, kann man die Elektronendichte mit der effektiven Donatorkonzentration

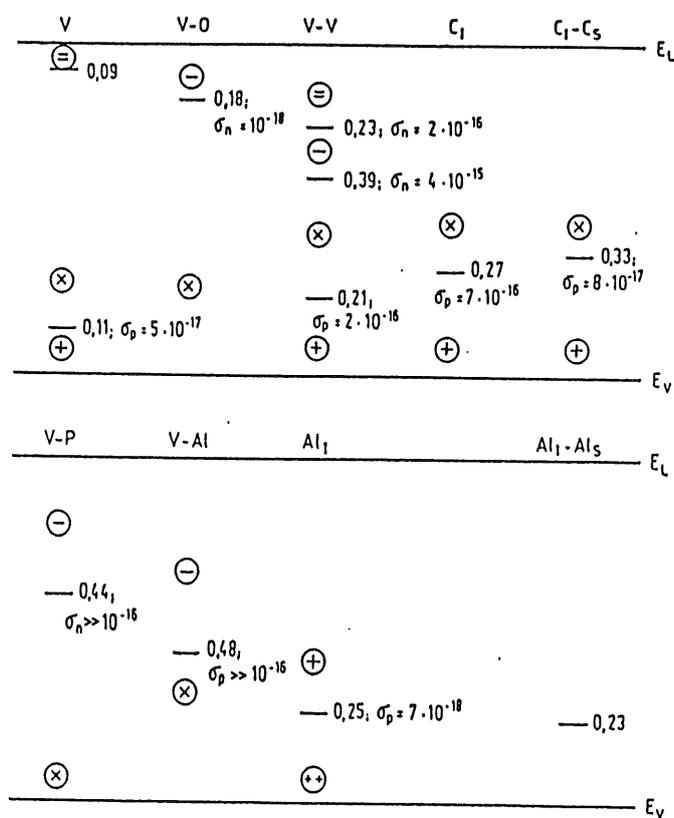


Abb. 2.2.3 Energetische Lage von Defekten in der Bandlücke des Siliziums (in eV)
[MIL77]

gleichsetzen. Die genaue Untersuchung der einzelnen Defektarten erfolgt im wesentlichen durch Elektronen-Spin-Resonanz, Infrarot-Absorption und DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy). Insbesondere letzteres Verfahren kann detaillierte Informationen über die energetische Lage der Defekte, ihren Wirkungsquerschnitt und ihre Konzentration liefern. Die in Abbildung 2.2.3 dargestellten Ergebnisse sind mit DLTS gewonnen [MIL77].

2.4 Grenzflächendefekte

Sowohl an der Metall-Silizium-Grenzfläche als auch am MOS-Rand entstehen durch die Bestrahlung Defekte, die Auswirkungen auf den Sperrstrom und die Kapazität haben. Durch zusätzliche, kontinuierlich über die Bandlücke verteilte Energiezustände an der Barriere kommt es zu einer Erhöhung des Barrierenstroms. Im Siliziumdioxid und an der Grenzschicht zwischen Silizium und Oxid gibt es schon im ungeschädigten Zustand Ladungen. Man unterscheidet vier Typen von Ladungen [NAG2].

1.) Grenzschichtladung in Trappingzentren

In einer ca. 50 nm dünnen Zone unmittelbar an der Grenze zum Silizium stehen Ladungen beiderlei Vorzeichen in elektrischer Verbindung zum Substrat. Die dort befindlichen Grenzflächenzustände mit der Zustandsdichte D_{it} können in Abhängigkeit vom jeweiligen Oberflächenpotential ihre Besetzung ändern, d.h. Ladung aufnehmen bzw. abgeben.

2.) Ortsfeste Oxidladung

Zwischen der SiO_2 -Schicht und dem Silizium gibt es eine ca. 300 nm breite Übergangszone, in der das Verhältnis zwischen Sauerstoff und Silizium nicht exakt zwei zu eins ist. Aufgrund dieser Strukturdefekte sind in dieser Zone vorwiegend positive Ladungen lokalisiert. Die Flächenladung Q_f dieser Ladungen hängt von den Bedingungen beim Oxidationsprozeß und der Kristallorientierung des Siliziums ab.

3.) Bewegliche Ionenladung

Verunreinigungen des Oxids durch Alkaliionen stellen bewegliche, positive Ladungen im Oxid dar. Sie werden bei Spannungsänderungen verschoben.

4.) Gefangene Oxidladung

Durch Ladungsträgerinjektion oder ionisierende Strahlung kann im Oxid Trapping positiver und negativer Ladungen verursacht werden. Diese Ladungen lassen sich im Gegensatz zu ortsfesten Ladungen in einem Niedertemperaturschritt ausheilen.

Durch die Bestrahlung werden im Oxid Elektron-Loch-Paare erzeugt. Während die Elektronen beweglich genug sind, das Oxid zu verlassen, wenn sie nicht rekombinieren,

verbleiben die Löcher dort als ortsfeste Oxidladungen. Diese bestrahlungsbedingten Defekte und die unter 2 - 4 genannten Ladungszustände führen zu einer Verschiebung des Flachbandfalles hin zu höheren negativen Gate-Spannungen [SZE85]. Durch die strahlungsinduzierten Ladungen an der Grenzschicht wird der den Flachbandfall kennzeichnende steile Abfall in der CV-Kurve flacher [ZAI66]. Man spricht von Streckung des Kurvenverlaufs.

Wenn diese in der Bandmitte liegen, wirken sie als zusätzliche Generations- und Rekombinationszentren an der Si-SiO₂- Grenzfläche. Dadurch steigt der Oxidstrom an.

3. Die Bestrahlungen

Für die Bestrahlungsexperimente stellte die Firma TST (Telefunken System Technik), Wedel, freundlicherweise ihr Dynamitron zur Verfügung. Mit dieser Anlage können Elektronen auf eine Energie von 1,8 MeV beschleunigt werden. Der Elektronenstrahl durchläuft ein magnetisches Wechselfeld und wird so mit einer Frequenz von bis zu 200 Hz hin und her gelenkt. (Das Dynamitron ist zur Bestrahlung großer Flächen gebaut. Das zu bestrahlende Material wird unter dem Austrittsfenster durchgezogen und quer dazu wird der Strahl bewegt. [HOF00]) Der evakuierte Beschleunigungsbereich ist durch eine 40 μm dicke Titanfolie von der Atmosphäre getrennt (siehe Abb. 3.1.1). Der Strahlstrom kann bis zu 25 mA betragen. Um Fluenzen zwischen 10^{12} und 10^{16} Elektronen pro cm^2 zu erreichen, wurde der Strahlstrom möglichst klein gehalten. Ein 40 μA starker Strahlstrom von 4 s Dauer führte zu einer Fluenz von $2,653 \cdot 10^{12}$ Elektronen pro cm^2 .

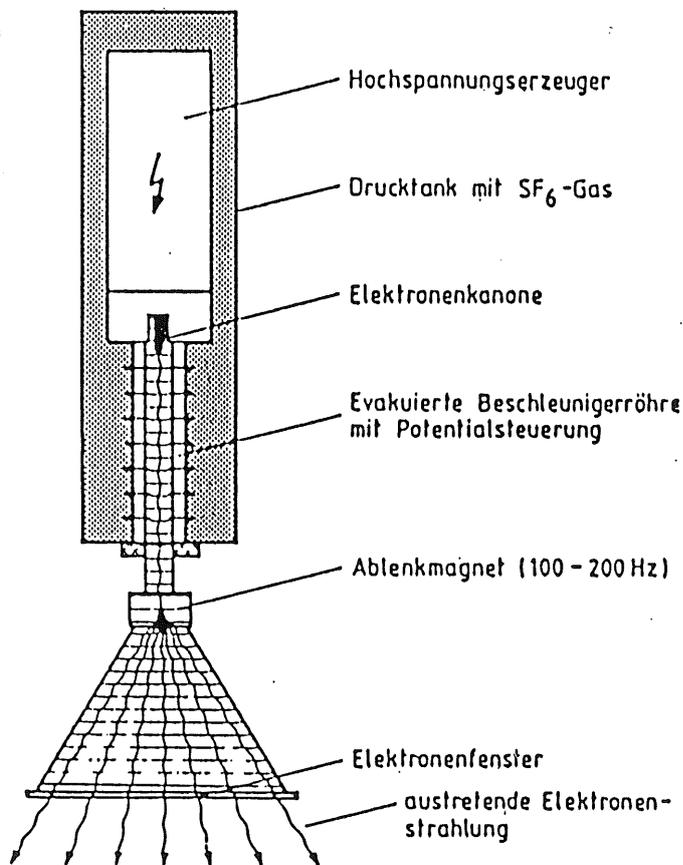


Abb. 3.1.1 Elektronenbeschleuniger (Dynamitron)

Die Strahldauer ließ sich am Dynamitron einstellen. Nach Ablauf der vorgegebenen Zeit schließt der Shutter automatisch, das heißt zwischen die Titanfolie und das zu bestrahlende Material wird ein wassergefüllter Metallriegel geschoben. Gleichzeitig wird der Strahlstrom auf Null reduziert. Um die Fluenz, mit der ein Detektor bestrahlt wurde, zu bestimmen, wurde ein Faraday - Cup benutzt, der so aufgebaut war, daß der zu bestrahlende Detektor und der Faraday - Cup der gleichen Strahlleistung ausgesetzt waren (Abb. 3.1.2).

Die vom Faraday - Cup abfließenden Ladungen wurden mit einem Beam Current Integrator gemessen. Dieses Gerät gibt Impulse mit einer Frequenz, die proportional zum gemessenen Strom ist, an einen Scaler weiter, der die ankommenden Impulse zählt. Die Proportionalitätskonstante und damit der Empfindlichkeitsbereich ist wählbar. Einem Vollausschlag entspricht immer eine Frequenz von 100 Hz.

Die Gesamtzahl N der vom Scaler gezählten Impulse ist proportional zur Gesamtladung Q , die vom Faraday - Cup aufgenommen wurde :

$$Q = N \cdot \text{»Bereich«} / 100.$$

Die Zahl der Elektronen ergibt sich dann als Quotient aus der Gesamtladung Q und einer Elementarladung q_0 . Weil die aktive Fläche des Faraday - Cups 1 cm^2 ist, ist in diesem Fall der Wert von Q/q_0 auch der Wert für die Fluenz.

Die Energie der Elektronen konnte nicht gemessen werden. Die Betreiber geben eine Genauigkeit von $\pm 3\%$ an.

Der Detektorhalter wurde aus 2 cm dicken Aluminiumplatten gebaut und auf einen breiten Sockel gestellt, um eine möglichst gute Wärmeleitung auf die wassergekühlte Grundplatte zu ermöglichen. Um bei einigen Detektoren die Bestrahlung des MOS-Randes zu unterbinden, wurde eine Messingblende über die Detektoren montiert, deren Öffnung einen Durchmesser von 11 mm hat. Damit sollte verhindert werden, daß auch die unter dem ungünstigsten Winkel einfallenden Elektronen den MOS-Rand treffen. Insgesamt wurden acht Detektoren bestrahlt, zwei davon mit Messingblende, die anderen ohne. In Tabelle 3.1.1 sind die Detektoren und die Bestrahlungsparameter zusammengefaßt.

Die Temperatur wurde mit einem Temperaturfühler gemessen, der im Detektorhalter so dicht wie möglich (1 cm) am Detektor befestigt war. Wegen der unterschiedlichen Wärmeaufnahme von Detektor und Detektorhalter sind Temperaturunterschiede insbesondere kurz nach den Bestrahlungen dennoch unvermeidbar.

Vor und nach den Bestrahlungen wurden sowohl Kapazitäts - als auch Sperrstrommessungen durchgeführt. Für diese Messungen wurde der Meßstand aus dem Labor in der Bestrahlungshalle aufgebaut.

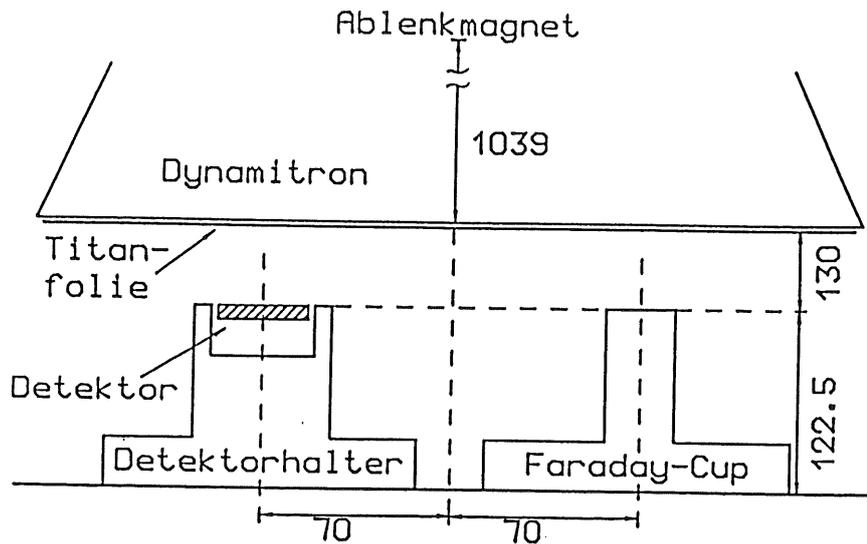


Abb. 3.1.2 Detektorhalter und Faraday-Cup unter dem Austrittsfenster

Fluenz oder Dosis ?

Die Größe Dosis gibt an, wieviel Energie im bestrahlten Material pro Masse abgegeben wird. Die Einheiten, in denen Dosis gemessen wird, heißen Gray [Gy] oder [rad]. Es gilt :

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rad} = 6,247 \cdot 10^9 \text{ MeV/g.}$$

Der Energieverlust in Silizium geschieht hauptsächlich durch Ionisation, Phononenanregung und auch durch die Versetzung von Gitteratomen. Für die Schädigung ist nur die letztgenannte Komponente interessant. Die Zahl der versetzten Gitteratome ist von der Zahl und Energie der Teilchen abhängig. Deshalb ist es sinnvoll, die Schädigungsauswirkungen in Abhängigkeit von der Fluenz und der Energie zu betrachten. Weil dennoch in der Literatur oft Angaben über die Dosis gemacht werden, sei hier Umrechnungsfaktor S für Silizium und Siliziumdioxid angegeben : $D = S \cdot \Phi$ (D in J/kg und Φ in cm^2).

	Silizium	Siliziumdioxid	
Dicke [μm]	400	21	
Fläche [cm^2]	2,01	0,154	
Energieverlust [$\text{MeV cm}^2/\text{g}$]	1,551	1,575	[BER82]
für 1,75 MeV Elektronen			
S [Gy cm^2]	$2,500 \cdot 10^{-10}$	$0,252 \cdot 10^{-10}$	

Bestrahlung	Detektor	Fluenz [e ⁻ / cm ²]	Fluenz gesamt	Bestrahlungsdauer [s]
I.	8902B2	8.738 10 ¹²	8.738 10 ¹²	30
II.		7.802 10 ¹³	8.676 10 ¹³	30
III.		3.895 10 ¹⁴	4.763 10 ¹⁴	50
IV.		2.718 10 ¹²	3.915 10 ¹⁵	600
I.	8903B1	2.653 10 ¹²	2.653 10 ¹²	4
II.		8.484 10 ¹²	1.114 10 ¹³	10
III.		2.840 10 ¹²	3.954 10 ¹³	30
IV.		8.145 10 ¹³	1.210 10 ¹⁴	30
V.		2.736 10 ¹⁴	3.946 10 ¹⁴	120
VI.		8.296 10 ¹⁴	1.224 10 ¹⁵	300
VII.		1.755 10 ¹⁵	2.979 10 ¹⁵	600
VIII.		3.445 10 ¹⁵	6.424 10 ¹⁵	1200
I.	8903B2	1.762 10 ¹⁵		600
I	8906B3	5.066 10 ¹⁴		180
I.	8902B3	5.016 10 ¹⁴		175
Mit Messingblende bestrahlt :				
I.	8901B1	6.24 10 ¹¹	6.24 10 ¹¹	4
II.		5.93 10 ¹²	6.55 10 ¹²	30
III.		5.93 10 ¹²	1.248 10 ¹³	30
IV.		4.57 10 ¹³	5.823 10 ¹³	30
V.		4.58 10 ¹³	1.041 10 ¹⁴	30
VI.		2.22 10 ¹⁴	3.264 10 ¹⁴	120
VII.		1.72 10 ¹⁴	4.987 10 ¹⁴	60
I.	8902B5	5.04 10 ¹⁴		175

Tab. 3.1.1 Bestrahlungsparameter aller Detektoren

4. Meßresultate

4.1 effektive Donatorkonzentration

Abhängigkeit von der Fluenz

In Abb. 4.1.1 sind die Kapazitätsmessungen dargestellt, die an dem fraktioniert bestrahlten Detektor 8903B1 nach verschiedenen Bestrahlungen gemacht worden sind. Zwischen dem Ende der Bestrahlung und den Messungen ist jeweils eine Zeit von 10 - 20 Minuten vergangen. Die Auftragung von $1/C^2$ vs. U wurde gewählt, weil folgende Effekte so besonders deutlich zu erkennen sind:

- 1.) Mit zunehmender Fluenz wird die Steigung im Bereich unterhalb der Depletion-Spannung größer.
- 2.) Die Depletion-Spannung verändert sich nicht, bzw. nur unwesentlich.
- 3.) Die Endkapazität ändert sich.

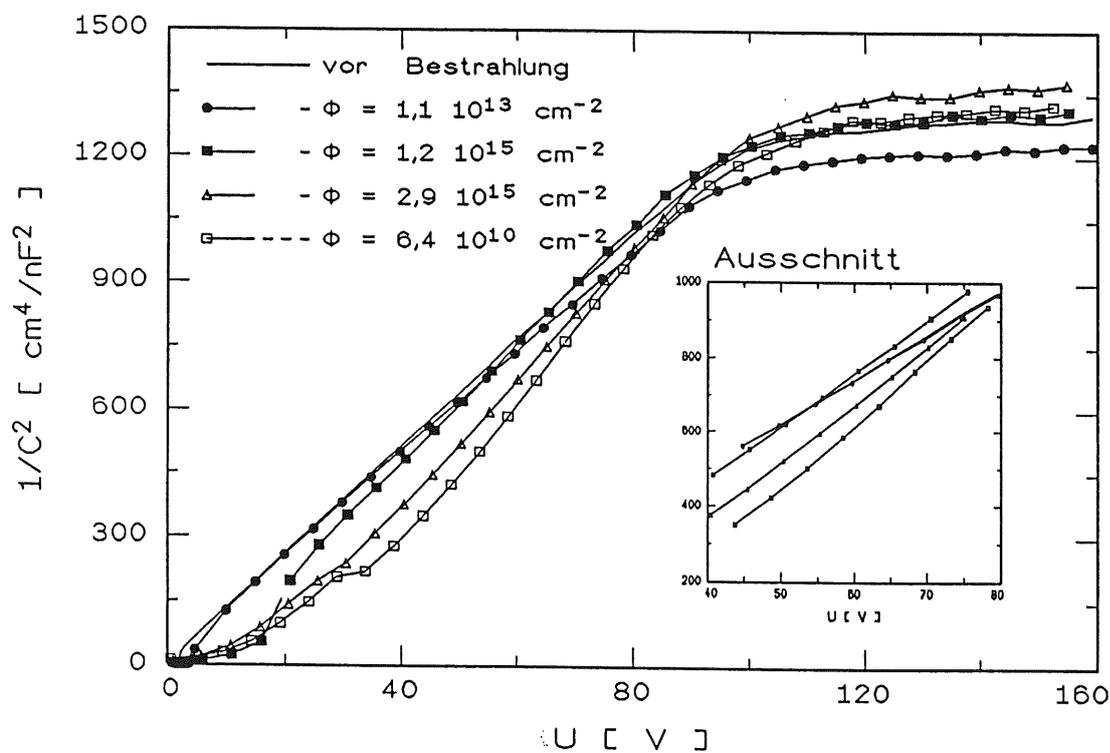


Abb. 4.1.1 Kapazitätsmessungen nach Teilbestrahlungen am Detektor 8903B1

Der steilere Anstieg von $1/C^2$ vs. U bedeutet, daß die effektive Donatorkonzentration abnimmt (Gleichung [1.1.4]). Dies stimmt mit der Erwartung überein, daß die Elektronen Defekte im Kristall erzeugen, die zu einer Reduktion der effektiven Donatorkonzentration führen. Es steht aber im Widerspruch zu der Beobachtung, daß sich die Spannung für vollständige Verarmung nicht oder nur unwesentlich ändert. In Abb. 4.1.2 sind beide Beobachtungen quantitativ dargestellt.

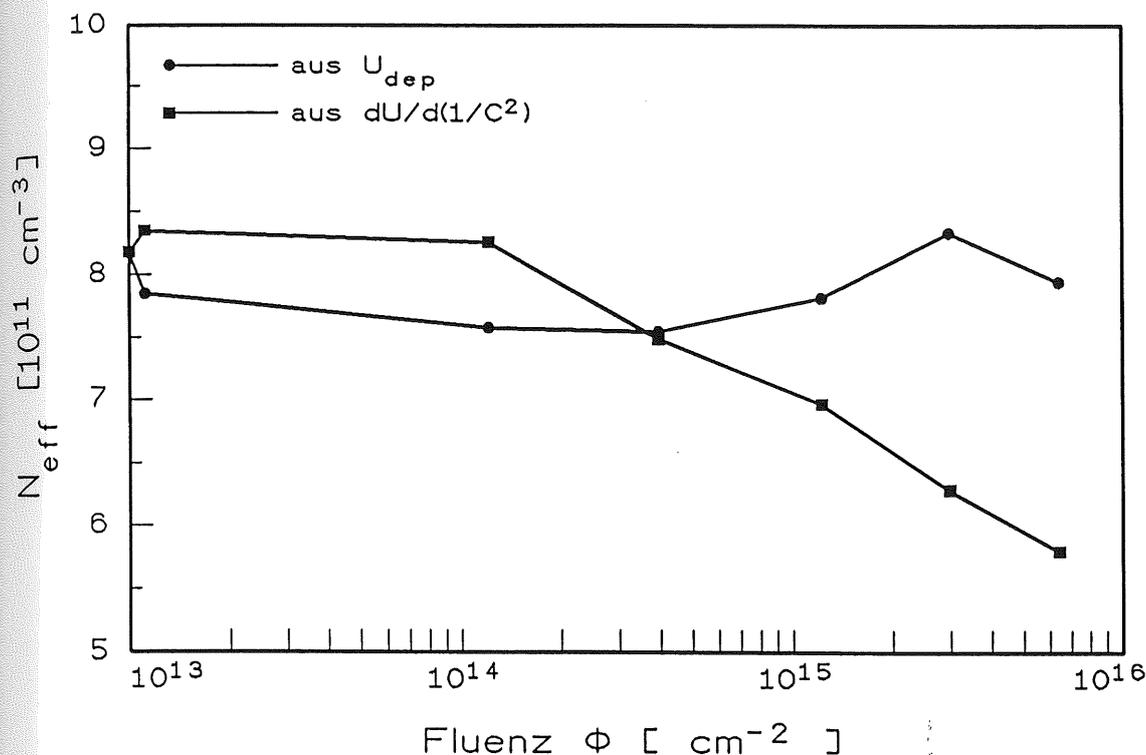


Abb. 4.1.2 verschieden berechnete effektive Donatorkonzentrationen (siehe Text)

Zum einen sind dort die zu den Depletion-Spannungen proportionalen, mit Gleichung [1.1.4] berechneten Werte für die effektive Donatorkonzentration N_d aufgetragen. Sie liegen zwischen $7,5 \cdot 10^{11}$ und $8,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ und zeigen keine deutliche Abhängigkeit von der Fluenz. Zum anderen sind die mit Gleichung [1.2.11] aus der Steigung $1/C^2$ vs. U errechneten Werte für N_d dargestellt, die zu höheren Fluenzen deutlich kleiner werden. Die Steigung wurde für alle Messungen aus den Werten zwischen 40 und 80 Volt ermittelt, weil sich in diesem Bereich gut Geraden erkennen ließen. Die aus der Steigung für den ungeschädigten Detektor errechnete effektive Donatorkonzentration weicht von der aus der Depletion-Spannung bestimmten ab. Die Ursache dafür ist in

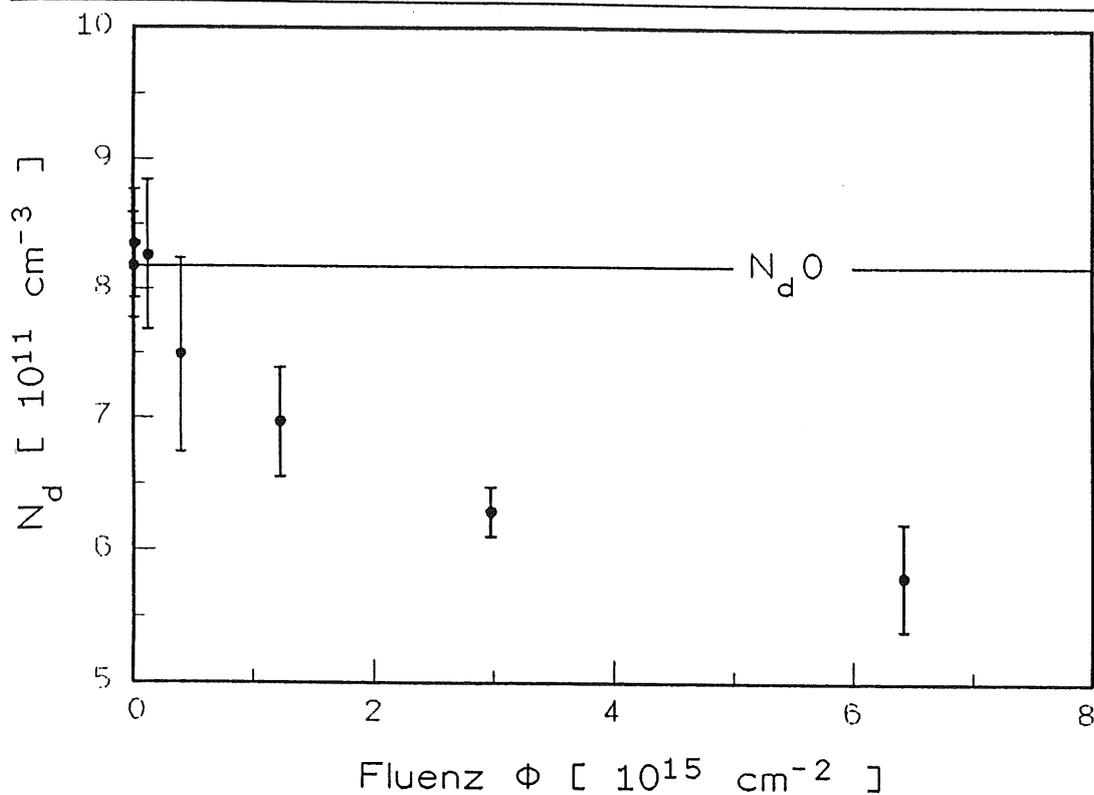


Abb. 4.1.3 effektive Donatorkonzentration in Abhängigkeit von der Fluenz
berechnet aus $N_d \sim dU/d(C^2)$

Kapitel 1.2 im Abschnitt über die Bestimmung der effektiven Donatorkonzentration erklärt. Weil, wenn möglich, N_d aus der Depletion-Spannung berechnet wird, sind die aus der Steigung berechneten Werte für N_d auf die aus der Depletion-Spannung des ungeschädigten Detektors normiert.

Die aus der Steigung berechneten Werte für N_d nach der Bestrahlung sind eine untere Abschätzung. Dies wird weiter unten im Abschnitt über den Einfluß der Flachbandspannung erklärt.

Aus Abb. 4.1.3 ist zu erkennen, daß die Schädigungsrate:

$$\beta = \frac{N_d(0) - N_d(\Phi)}{\Phi}$$

nicht konstant ist, sondern von der Fluenz Φ abhängt. Dafür können verschiedene Gründe angeführt werden. Erstens ist effektive Donatorkonzentration die Differenz aus der Konzentration der Donatoren und der der Akzeptoren, die sich jeweils beide verschieden durch die Bestrahlung ändern, und zweitens verändern sich die

Defektkonzentrationen während und nach der Bestrahlung durch Ausheilung und Umlagerung. Weil mit den wenigen Meßpunkten so viele konkurrierende Prozesse nicht zu beschreiben sind und die Berechnung der effektiven Donatorkonzentration durch die Steigung nicht genügend zuverlässig ist, sei hier nur der Mittelwert der Schädigungsrate $\beta_e = (8.82 \pm 6.42) \cdot 10^{-5}$ cm angegeben.

Dieser Wert, den man für 1,8 MeV-Elektronen erhält, ist sehr klein gegen den Wert $\beta_n = 0,3$ cm [LIN90], den man aus Bestrahlungsexperimenten mit 6,2 MeV-Neutronen [BEN91] bestimmt hat. Der Vergleich der Schädigungskonstanten für den Sperrstrom ($\alpha_e = 4,51 \cdot 10^{-20}$ A/cm [siehe nächstes Kapitel], $\alpha_n = 8 \cdot 10^{-17}$ A/cm [LIN90]) ergibt eine ähnliche Größenordnung.

$$\beta_e(1,8 \text{ MeV}) / \beta_n(6,2 \text{ MeV}) = 2,94 \cdot 10^{-4}$$

$$\alpha_e(1,8 \text{ MeV}) / \alpha_n(1 \text{ MeV}) = 5,64 \cdot 10^{-4}$$

Die schädigende Wirkung von Elektronen ist also ca. 3000 mal kleiner als die von Neutronen. Der nichtionisierende Energieverlust von Elektronen ($0,045 \text{ keV cm}^2/\text{g}$) ist aber nur um einen Faktor 100 kleiner als der für Neutronen ($4,1 \text{ keV cm}^2/\text{g}$) [GIN89]. Durch den kleineren Energieübertrag (siehe Kapitel 2.1) werden durch die Elektronen viele Defekte erzeugt, die sehr schnell wieder rekombinieren, während durch die Neutronen die Gitteratome so weit von ihrem ursprünglichen Gitterplatz entfernt werden, daß eine Rekombination unwahrscheinlich wird.

Warum die Spannung für vollständige Verarmung sich durch die Bestrahlung nicht verändert hat, ist eine offene Frage. Die einfachste Antwort wäre, daß sich auch die effektive Donatorkonzentration nicht geändert hat. Dies wäre dann der Fall, wenn entweder keine Defekte erzeugt oder gleich viele Donatoren und Akzeptoren neutralisiert worden wären, so daß die Differenz $N_D - N_A$ konstant geblieben wäre. Gegen die Annahme, daß keine Defekte erzeugt wurden, spricht die eindeutige zeitliche Verringerung der Depletion-Spannung, die im Laufe der Zeit zu beobachten war (siehe Abschnitt über das zeitliche Verhalten der effektiven Donatorkonzentration). Da diese zweifellos auf eine Reduzierung der effektiven Donatorkonzentration zurückzuführen ist, müssen durch die Bestrahlung Defekte entstanden sein, die durch Umlagerung erst mit erheblicher Verzögerung zur Veränderung der effektiven Donatorkonzentration beitragen. Die zweite Annahme, daß Donatoren und Akzeptoren gleichermaßen neutralisiert werden, steht sogar im

Einklang mit der Dotierung. Sowohl Phosphor als auch Bor sind in Konzentrationen gleicher Größenordnung (einige 10^{12} cm^{-3}) im verwendeten Silizium vorhanden. Die für die Reduzierung der Akzeptorkonzentration in Frage kommenden Bor-Leerstellen-Komplexe heilen jedoch schon bei Raumtemperatur merklich aus [COR77], die Phosphor-Leerstellen-Komplexe dagegen erst bei 120°C .

Eine andere Möglichkeit zu erklären, warum die Depletion-Spannung sich nicht ändert, besteht darin anzunehmen, daß der Kurvenverlauf durch Randeffekte so verändert wird, daß ihre Bestimmung mit den oben beschriebenen Methoden (siehe Kapitel 1.2) nicht mehr möglich ist. Dies wäre der Fall, wenn die Spannung, bei der die Kapazität konstant wird, durch Randeffekte wesentlich zu höherer Spannung hin verschoben würde, die dann fälschlicherweise als Spannung für vollständige Verarmung interpretiert würde. Die Vermutung, daß dies z.B. durch die hohen Flachbandspannungen verursacht werden könnte, wird im nächsten Abschnitt widerlegt. Die Veränderung der Endkapazität ist in der gleichen Größenordnung ($< 2\text{pF}$) wie die Schwankungen, die sich auch an unbestrahlten Detektoren ergeben haben.

Einfluß der Flachbandspannung auf die Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik

Um den Einfluß der Flachbandspannung auf die Abhängigkeit der Kapazität von der Spannung zu untersuchen, sei angenommen, daß man die Verarmungszone in einen Bereich unter dem Gold-Silizium-Kontakt und einen unter dem MOS-Rand teilen kann. Beide Verarmungszonen dehnen sich mit wachsender Spannung gemäß Gleichung [1.1.3] aus, wobei sich die Ausdehnung der Verarmungszone unter dem MOS-Rand um die Flachbandspannung verzögert. Oberhalb der Flachbandspannung gilt (siehe Gleichung [1.2.5])

$$C_{\text{Gold}} \sim A_{\text{Gold}} / \sqrt{U} \quad \text{und} \quad C_{\text{MOS}} \sim A_{\text{MOS}} / \sqrt{U - U_{\text{FB}}}.$$

Die Gesamtkapazität $C_{\text{ges}} = C_{\text{Gold}} + C_{\text{MOS}}$ ist also nicht streng proportional zu $1/\sqrt{U}$. Da aber die Fläche des MOS-Randes A_{MOS} klein gegen die des Gold-Silizium-Kontaktes A_{Gold} ist ($A_{\text{MOS}}/A_{\text{Gold}} = 0,077$), kann für kleine Flachbandspannungen C_{ges} als proportional zu $1/\sqrt{U}$ betrachtet werden. Erst bei größeren Flachbandspannungen wird der Einfluß der andersartigen Spannungsabhängigkeit im Kurvenverlauf deutlich. Abbildung 4.1.4 zeigt drei Kurven,

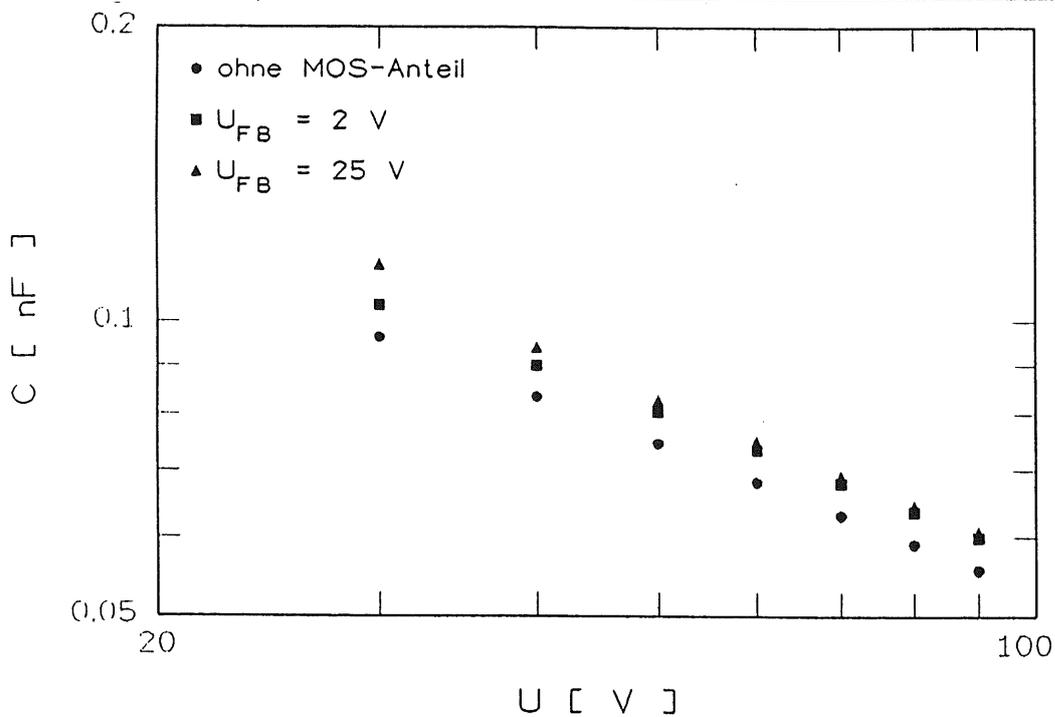


Abb. 4.1.4 Kapazität in Abhängigkeit von der Spannung, gerechnet für verschiedene Flachbandspannungen

von denen zwei mit verschiedenen Flachbandspannungen ($U_{FB} = 2 \text{ V}$ bzw. $U_{FB} = 25 \text{ V}$) gerechnet wurden:

$$C_{ges} = A_{Gold} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 q_0 N_d}{2 \cdot U}} + A_{MOS} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 q_0 N_d}{2 \cdot (U - U_{FB})}}, \quad [4.1.1]$$

mit $A_{Gold} = 2,01 \text{ cm}^2$, $A_{MOS} = 0,154 \text{ cm}^2$, $N_d = 8,33 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Die dritte Kurve zeigt nur den Anteil von C_{Gold} . In der doppeltlogarithmischen Auftragung ist zu erkennen, daß die mit $U_{FB} = 2 \text{ V}$ gerechnete Kurve parallel zu der verläuft, die ohne MOS-Anteil gerechnet wurde. Beide haben entsprechend ihrer Proportionalität zu $1/\sqrt{U}$ die Steigung $-0,5$. Die mit der hohen Flachbandspannung berechneten Werte sind zunächst größer als die mit der kleinen Flachbandspannung berechneten. Mit größer werdender Differenz $U - U_{FB}$ wird auch Abweichung kleiner. Dies führt aber bei der Berechnung der effektiven Donatorkonzentration N_d aus der Steigung zu einem Fehler. Weil die mittlere Steigung größer wird, ist der Wert für N_d kleiner. Bei Erreichen der Depletion-Spannung ($N_d = 8,33 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} \hat{=} U_{dep} \approx 100 \text{ V}$) spielt die Flachbandspannung keine Rolle mehr ($C_{ges}(U_{FB} = 0 \text{ V}) / C_{ges}(U_{FB} \geq 2 \text{ V}) \geq 0,97$).

wenn sie kleiner ist als 59 V. Für die gegebenen Flächen gilt dies allgemein, wenn $U_{FB} < 0,59 U_{dep}$ ist. Für die zu untersuchenden Detektoren, deren Endkapazitäten ca. 30 pF/cm^2 sind, und die auftretenden Flachbandspannungen nach Bestrahlung ($U_{FB} \leq 30 \text{ V}$), bedeutet das, daß bei Erreichen der Depletion-Spannung die Kapazität nur um 1 pF/cm^2 von der Endkapazität abweicht. Dies würde auch noch bei einer Reduzierung der Depletion-Spannung auf 51 V gelten und liegt in der gleichen Größenordnung wie andere Effekte, die die Endkapazität verändern. Eine Verschiebung der Spannung, bei der die Kapazität konstant wird, und die deshalb als Spannung für vollständige Verarmung interpretiert werden könnte, zu höheren Spannungen hin, kann mit den hier angestellten Betrachtungen nicht erklärt werden.

zeitliche Entwicklung der effektiven Donatorkonzentration

Abb 4.1.5 zeigt einige der Kapazitätsmessungen, die im Laufe der Zeit nach der Bestrahlung am Detektor 8903B1 gemacht worden sind. Sie zeigen einen deutlichen Rückgang der Spannung für vollständige Verarmung. Im Spannungsbereich unterhalb der Depletion-Spannung werden die Kurven steiler. Beides weist auf eine

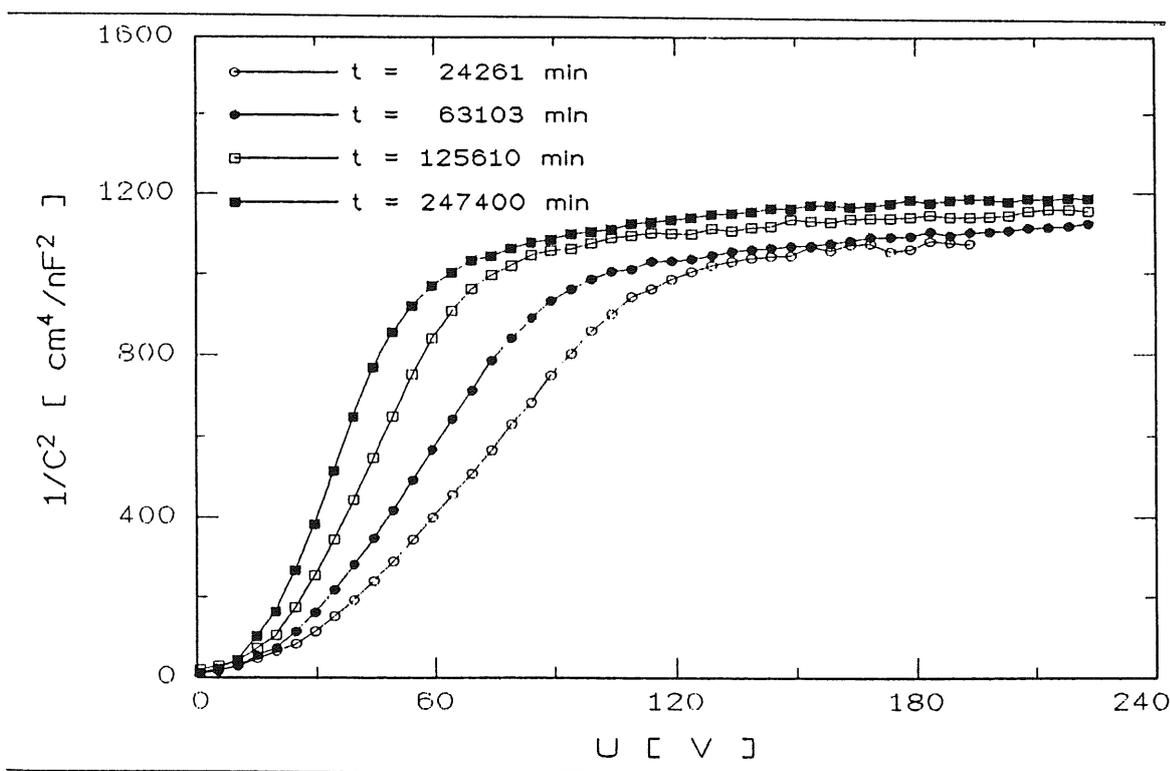


Abb. 4.1.5 Kapazitätsmessungen am Detektor 8903B1 (10 kHz)

Verringerung der effektiven Donatorkonzentration N_d hin. In Abb 4.1.6 ist für verschieden stark bestrahlte Detektoren das Verhältnis von $N_d(t)$ zu N_{d0} , der effektiven Donatorkonzentration vor der Bestrahlung, gegen die Zeit t aufgetragen ($t = 0$ bei Ende der Bestrahlung). Die Werte für N_d sind aus den Depletion-Spannungen berechnet. In Tab. 4.1.1 sind einige Werte mit solchen verglichen, die aus der Steigung bestimmt worden sind. Je stärker ein Detektor bestrahlt wurde, desto deutlicher ist die Abnahme der effektiven Donatorkonzentration. Bemerkenswert ist, daß die effektive Donatorkonzentration in den stärker bestrahlten Detektoren nach der Bestrahlung zunächst größer wird als sie vor der Bestrahlung war ($N_d(t)/N_{d0} > 1$). Insgesamt läßt dieses zeitliche Verhalten vermuten, daß nicht allein die Donatorkonzentration durch die Bestrahlung verändert worden ist, sondern auch die Akzeptorkonzentration.

t [min]	$N_d (U_{dep}) [10^{11} \text{cm}^{-3}]$	$N_d (dU/d(C^2)) [10^{11} \text{cm}^{-3}]$
24261	9,45	10,1
63103	7,54	7,95
125610	5,58	5,68
247400	4,67	4,54

Tab. 4.1.1 verschieden berechnete effektive Donatorkonzentrationen

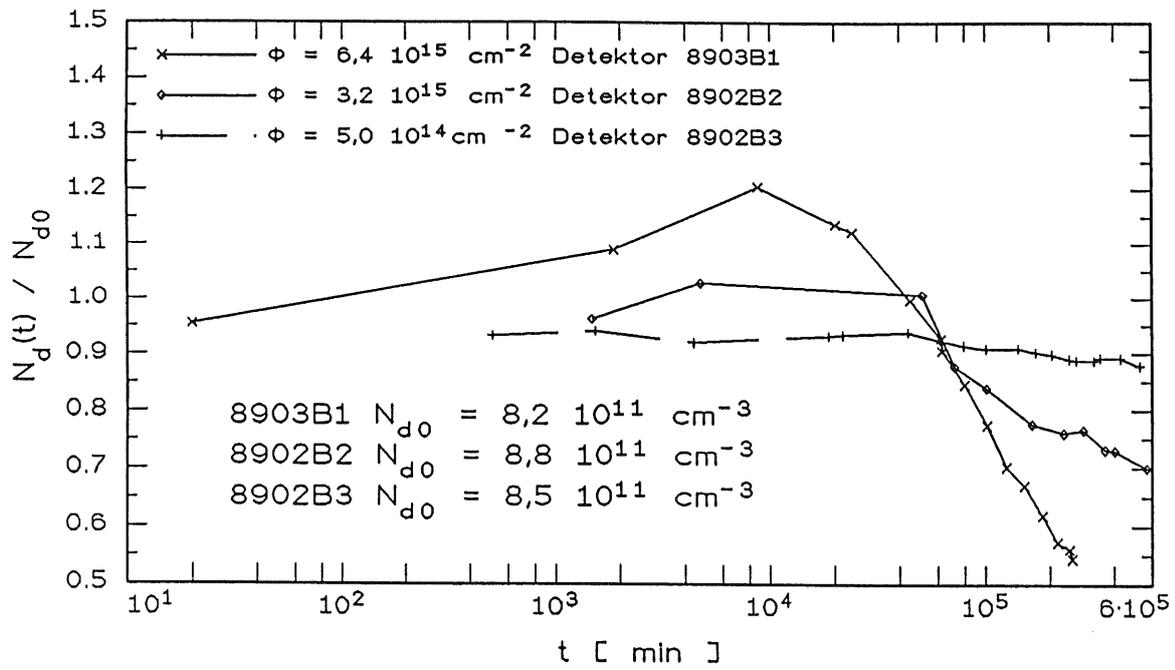


Abb. 4.1.6 zeitliches Verhalten der effektiven Donatorkonzentration (für den Detektor 8903B1 gibt für $t > 2,5 \cdot 10^5$ min keine weiteren Meßwerte)

4.2 Sperrstrom

Abhängigkeit von der Fluenz

a.) Volumenstromdichte

Für die Bestimmung der Volumenstromdichte aus den Sperrstrommessungen wurden die anderen Sperrstromanteile für Spannungen oberhalb der Flachbandspannung als nicht oder nur schwach spannungsabhängig angenommen. Aus einem Bereich der Meßkurve, in dem der Strom proportional zur Wurzel aus der Spannung ist, wurden zwei Spannungen U_1 und U_2 so ausgewählt, daß U_1 größer als die Flachbandspannung und U_2 kleiner als die Spannung für vollständige Verarmung ist. Mit Hilfe von Gl. [1.1.3] kann dann die Volumenstromdichte

$$J = \frac{I(U_2) - I(U_1)}{A (x(U_2) - x(U_1))} \quad [4.2.1]$$

bestimmt werden. A ist die Fläche der Goldelektrode und $I(U)$ der bei der Spannung U gemessene Sperrstrom. Die nicht spannungsabhängigen Anteile fallen durch die

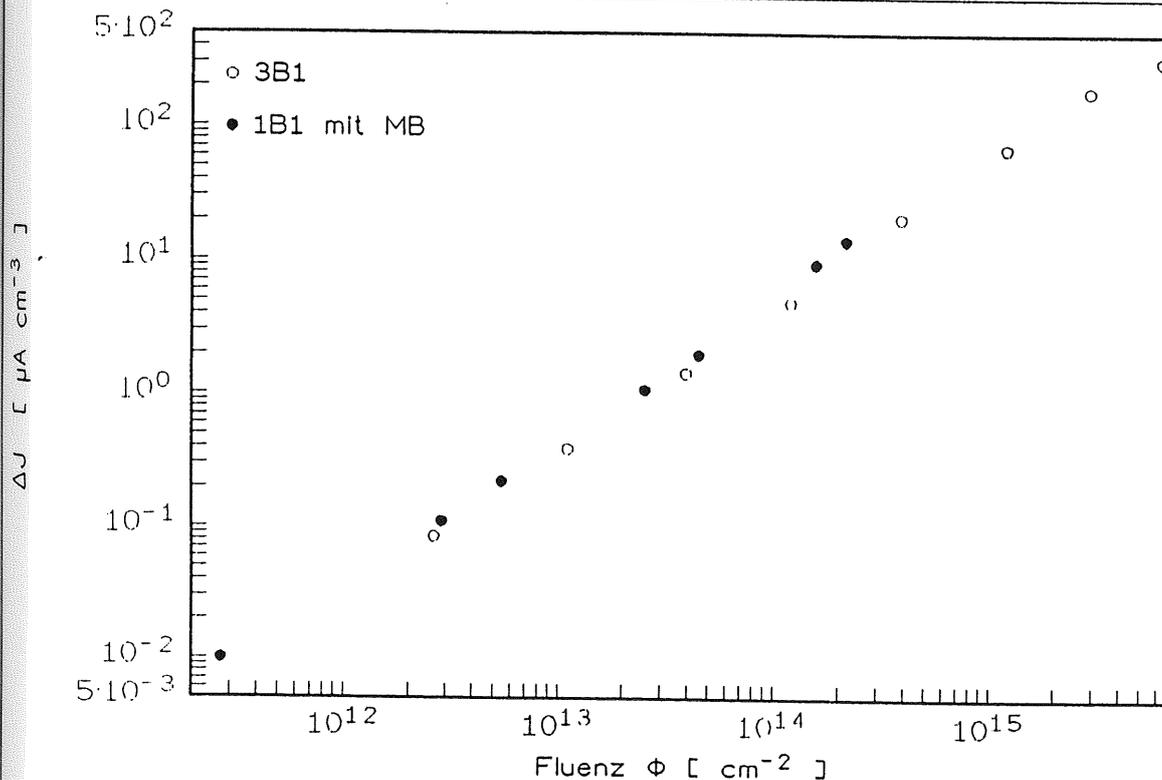


Abb. 4.4.1 Differenz der Volumenstromdichte in Abhängigkeit von der Fluenz

Differenzbildung heraus. Mit den Gleichungen [1.3.1] und [1.3.2] wurden die Volumenströme auf 20°C normiert.

In Abb. 4.2.1 sind die Differenzen der Volumenstromdichten ΔJ vor der Schädigung und nach einer Bestrahlung gegen die Gesamtfluenz Φ der jeweiligen Bestrahlung aufgetragen. Die Schädigungsrate

$$\alpha = \frac{\Delta J}{\Phi} \quad [4.2.2]$$

ist $(4.51 \pm 1,11) 10^{-20}$ A/cm. Sie ergibt sich aus den Messungen, die an dem fraktioniert bestrahlten Detektor 8903B1 gemacht wurden (siehe Tab. 5.A.1 im Anhang).

Das Ansteigen der Schädigungsrate α zu höheren Fluenzen kann qualitativ auf die Unkenntnis über die effektive Donatorkonzentration zurückgeführt werden, die in Kapitel 4.1 beschrieben ist. Wenn man davon ausgeht, daß die effektiven Donatorkonzentrationen nach den Bestrahlungen wieder anstiegen, waren sie während der Sperrstrommessungen kleiner, als während der Kapazitätsmessungen, die später gemacht wurden. Bei der Berechnung der Volumina mit

$$\Delta V \sim \frac{\sqrt{U_2} - \sqrt{U_1}}{\sqrt{N_{\text{eff}}}}$$

würde das zu kleineren Volumina als den wirklich verarmten Volumina und damit zu größeren Volumenströmen $\Delta I/\Delta \text{Vol}$ führen.

Eine weitere Fehlerquelle für die Bestimmung der Volumenstromdichte ist die Temperaturmessung. Die direkt nach den Bestrahlungen durchgeführten Sperrstrommessungen zeigen bei niedrigen Spannungen einen starken Abfall des Stroms, der auf eine rasche Abkühlung des durch die Bestrahlung erwärmten Detektors zurückzuführen ist. Die Messungen, die jeweils ca. 5 Minuten nach Bestrahlungsende durchgeführt wurden, zeigen nicht mehr diese starke Temperaturabhängigkeit. Sie wurden deshalb für die Auswertung herangezogen. Die Temperatur änderte sich nur noch langsam während dieser Messungen, weshalb angenommen werden kann, daß die gemessenen Temperaturen von den wahren Temperaturen nicht mehr stark abweichen. Als obere Grenze der Abweichung wurde 1°C angenommen. Dies führt zu einem Fehler von $\pm 10\%$ in den Stromwerten.

Bei der fraktionierten Bestrahlung des Detektors 8901B1 wurde der MOS-Rand durch

eine Blende vor der Bestrahlung geschützt, deren Durchmesser 11 mm betrug. Deshalb wurde nicht die gesamte Fläche bestrahlt. Das Flächenverhältnis von bestrahlter zu gesamter Fläche beträgt $0,95/2,164 = 0,439$. Mit diesem Flächenverhältnis sind die Fluenzen korrigiert, gegen die in Abb. 4.2.1 die Volumenstromdichten des Detektors 8901B1 aufgetragen sind. Für α ergibt sich $(4,67 \pm 1,15) \cdot 10^{-20}$ A/cm. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem α , das aus den Meßwerten des Detektors 8903B1 ermittelt wurde.

b.) Oxidstrom

Wie in Kapitel 1.3 beschrieben, setzt sich der Sperrstrom aus vier Anteilen zusammen:

$$I_{\text{Sperr}} = I_{\text{Vol}} + I_{\text{D}} + I_{\text{SB}} + I_{\text{Ox}}. \quad [4.2.3]$$

Wenn man die gleiche Annahme über ihre Spannungsabhängigkeit wie bei der Bestimmung der Volumenstromdichte macht und diese bestimmt hat, kann man den Oxidstrom, der erst oberhalb der Flachbandspannung einsetzt, rechnerisch ermitteln. Man rechnet für zwei Spannungen $U_1 < U_{\text{FB}}$ und $U_2 > U_{\text{FB}}$ die Volumenströme $I_{\text{Vol}}(U_1)$ und $I_{\text{Vol}}(U_2)$ aus. Aus Gl. 4.2.3 folgt dann

$$I_{\text{Vol}}(U_1) = I_{\text{Sperr}}(U_1) - I_{\text{D}} - I_{\text{SB}} \quad [4.2.4]$$

und

$$I_{\text{Vol}}(U_2) = I_{\text{Sperr}}(U_2) - I_{\text{D}} - I_{\text{SB}} - I_{\text{Ox}}. \quad [4.2.5]$$

Darin ist I_{Sperr} der gemessene Strom. Zieht man Gl. [4.2.4] von Gl.[4.2.5] ab und löst nach I_{Ox} auf erhält man

$$I_{\text{Ox}} = I_{\text{Sperr}}(U_2) - I_{\text{Sperr}}(U_1) - I_{\text{Vol}}(U_2) + I_{\text{Vol}}(U_1). \quad [4.2.6]$$

Diese Auswertemethode ist in Abb. 4.2.2 graphisch dargestellt.

Ausgewertet wurden die gleichen Sperrstrommessungen, die auch zur Bestimmung der

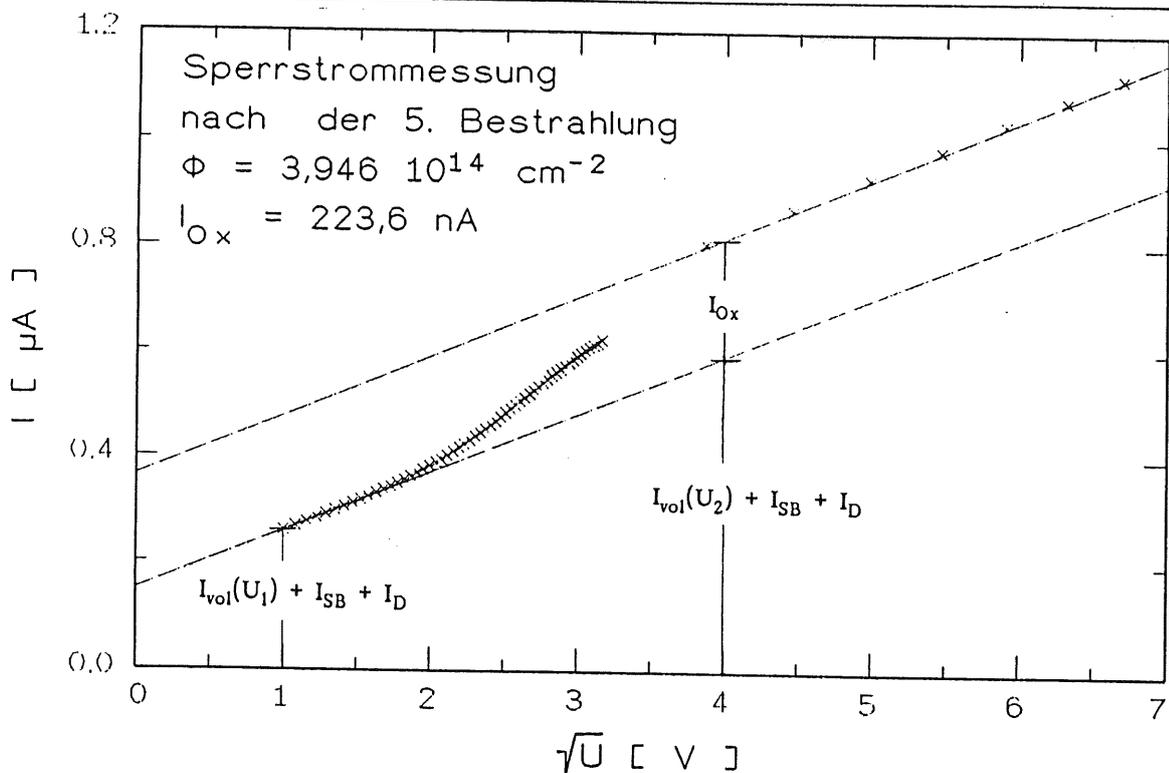


Abb 4.2.2 Auswertemethode

Volumenstromdichte herangezogen wurden (s.o.). Die Messungen nach den Bestrahlungen, die zu höheren Gesamtfluenzen als $\Phi = 1,22 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ führten, ließen eine solche Auswertung nicht zu, denn unterhalb der Flachbandspannung war kein Bereich zu erkennen, in dem der Strom proportional zur Wurzel aus der Spannung ist. Das Ergebnis wäre dann abhängig von der Wahl von U_1 geworden. Unter der Annahme, daß die Generations- und Rekombinationszentren in der Bandmitte liegen, wurden die so bestimmten Oxidströme wie die Volumenströme auf $T = 20^\circ\text{C}$ normiert. In Abb. 4.2.3 sind die Differenzen zwischen dem Oxidstrom vor der Bestrahlung und denen nach den jeweiligen Bestrahlungen gegen die zugehörigen Gesamtfluenzen aufgetragen. Der Mittelwert des Quotienten aus ΔI_{Ox} und Φ ist $(7,96 \pm 1,76) \cdot 10^{-22} \text{ Acm}^2$.

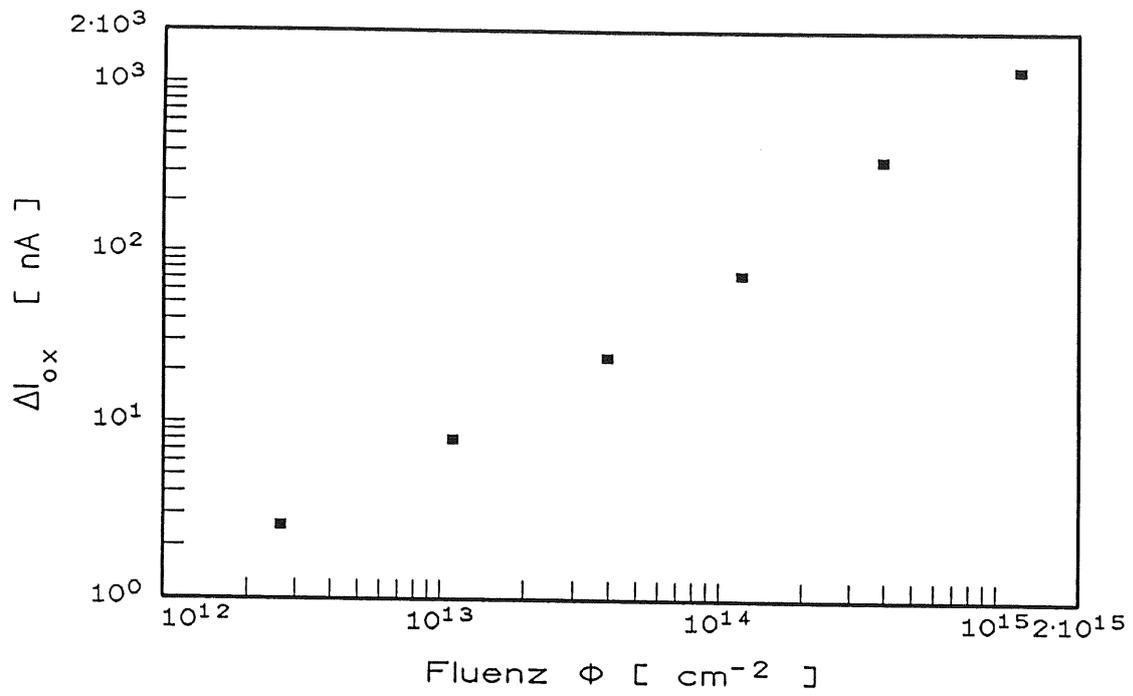


Abb. 4.2.4 Oxidstrom aufgetragen gegen die Fluenz

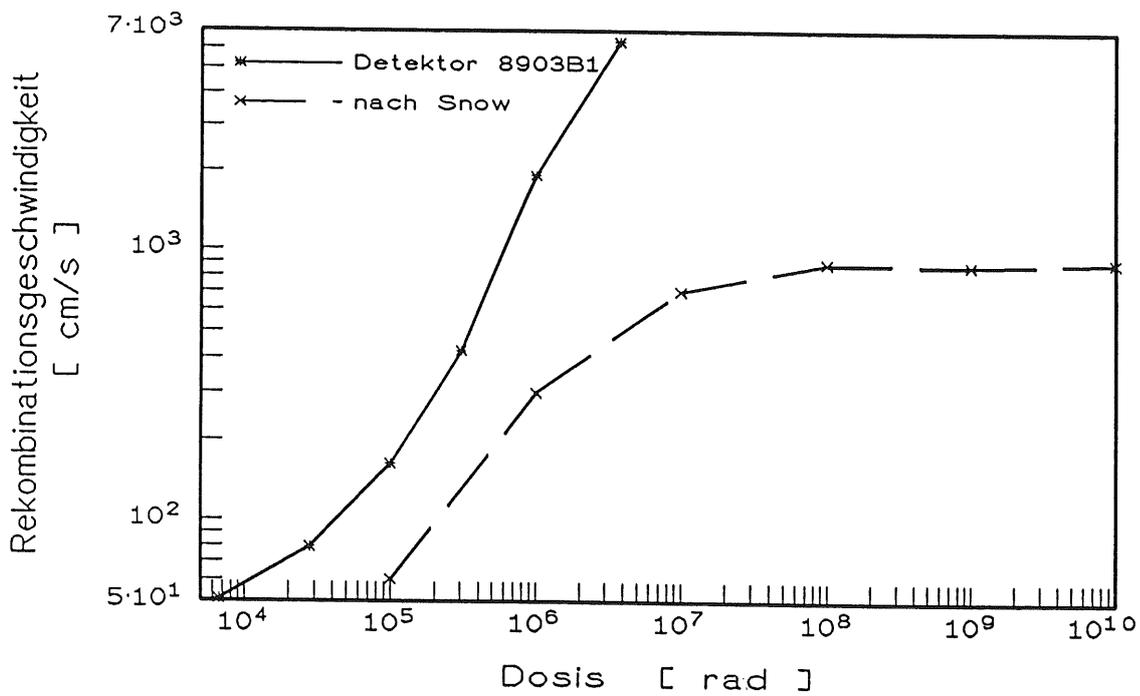


Abb. 4.2.5 Rekombinationsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Dosis (siehe Text)

Aus Gl. [1.3.8] kann man eine sogenannte Generations- bzw. Rekombinationsgeschwindigkeit berechnen. In Abb. 4.2.5 sind diese aus den Oxidströmen errechneten Geschwindigkeiten gegen die Dosis aufgetragen (Umrechnung von Fluenz auf Dosis für SiO_2 siehe Kap. 3 (Fluenz oder Dosis ?)). Im Gegensatz zu den ebenfalls dort eingetragenen Werten nach Snow et al. [SNO67] zeigen sie keine Sättigung und sind deutlich größer. Snow et al. haben eine Diode mit Steuerelektrode mit 20 keV Elektronen bestrahlt und den Sperrstrom des p-n Überganges in Abhängigkeit von der Gatterspannung gemessen. Oberhalb der Flachbandspannung entsteht unter dem Oxid eine Verarmungszone, und die von den Zuständen am Interface generierten Ladungen tragen zum Sperrstrom bei, bis die Inversion einsetzt. Leider ist der Arbeit nicht zu entnehmen, welche Orientierung der Kristall unter dem Oxid hat und welcher Oxidationsprozeß verwendet wurde.

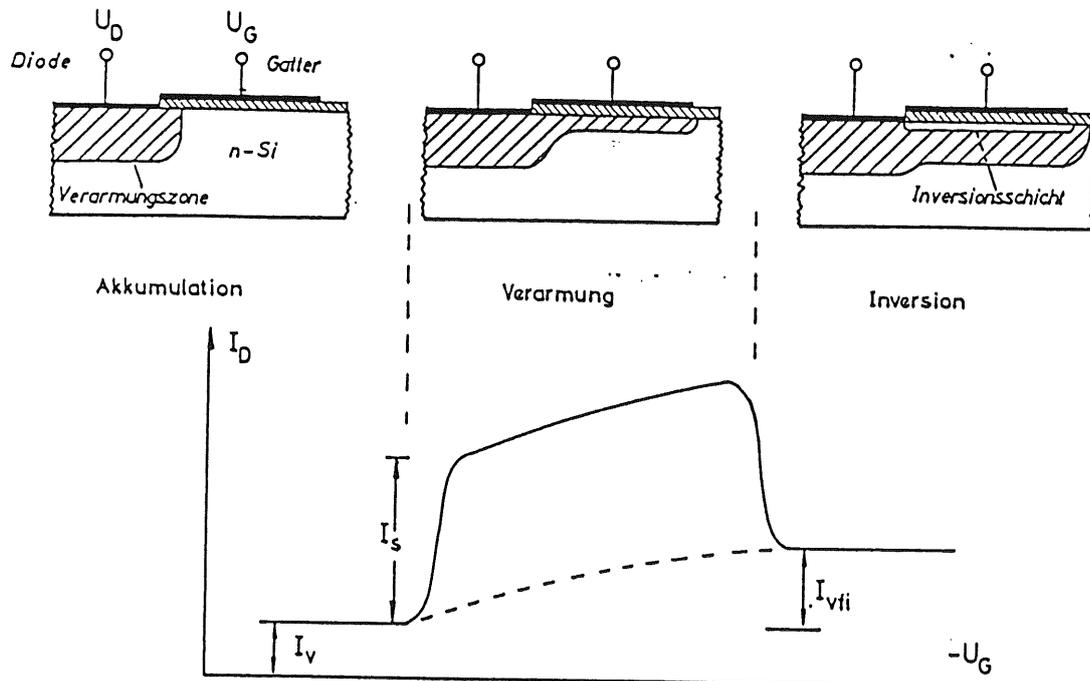


Abb. 4.2.6 Sperrstrom einer Diode mit Steuerelektrode [NAG85]

I_s bedeutet Oxidstrom

zeitliche Entwicklung des Sperrstroms

Einheitlich für alle Detektoren wurden die auf $T = 20 \text{ C}$ normierten Sperrströme bei einer Spannung von 120 Volt betrachtet, bei der alle Detektoren vollständig verarmt sind. Die Streuung der Meßwerte ist nicht allein mit einer ungenauen Temperaturmessung zu erklären. Vermutlich haben atmosphärische Bedingungen über die Barriere und das Oxid einen größeren Einfluß auf die Sperrstromeigenschaften als bisher angenommen, obwohl die Detektoren ständig in geschlossenen Gefäßen zusammen mit Silika-Pillen, die die Luftfeuchtigkeit aufnehmen, gelagert werden. Der gesamte Sperrstrom, und nicht nur der Volumenstrom, wurde untersucht, weil bei der Volumenstrombestimmung zusätzlich zu diesen Streuungen dann noch die hinzukommen, die durch die Differenzbildung innerhalb einer Messung bedingt sind. Trotz der Streuungen ist festzustellen, daß die Sperrströme aller Detektoren im Laufe der Zeit kleiner geworden sind. Ursächlich für die Abnahme des Sperrstroms mit der Zeit ist die Ausheilung von Defekten.

Die Änderung der Konzentration einer bestimmten Defektart mit der Zeit kann durch folgende Differentialgleichung beschrieben werden:

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau} N, \quad [4.2.7]$$

wenn die Geschwindigkeit der Änderung, für die die Zeitkonstante τ ein Maß ist, bei konstanter Temperatur nur von der Konzentration dieser Defektart abhängt. Prozesse, die obiger Differentialgleichung gehorchen, heißen Prozesse erster Ordnung [BAR77]. Wenn zur Zeit $t = 0$ die Defektkonzentration $N = N_0$ ist, wird die zeitliche Entwicklung der Defektart durch

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) \quad [4.2.8]$$

beschrieben. Beobachtet man einen Prozeß erster Ordnung, muß sich also eine Gerade ergeben, wenn man den natürlichen Logarithmus von $N(t)$ gegen die Zeit aufträgt.

Da der Volumenstrom proportional zu N_i ist (Gl.), und N_i die Summe verschiedener Defektarten N_i ist ($N_i = \sum N_i$), muß sich auch eine Gerade ergeben, wenn man den natürlichen Logarithmus einer von N_i abhängigen Volumenstromkomponente I_i gegen die Zeit aufträgt. Die Tatsache, daß sich tatsächlich solche Geraden ergeben, bzw. ein

anderer Verlauf wegen der großen Streuung nicht bestimmt werden kann, berechtigt zu der Annahme, daß es sich bei den Änderungen der Defektkonzentrationen um Prozesse erster Ordnung handelt.

Bei der Bestimmung der längsten Zeitkonstanten geht man davon aus, daß der Sperrstrom zur Zeit der Bestimmung nur noch von einer Defektart abhängt, und sucht in der logarithmischen Auftragung den Zeitpunkt, von dem an die Meßpunkte auf einer Geraden liegen. Für die Ermittlung der weiteren Zeitkonstanten wird der Beitrag der bereits bestimmten, längeren Zeitkonstanten von den Meßwerten abgezogen und so die gleiche Ausgangslage wie zur Bestimmung der ersten Zeitkonstanten geschaffen.

In Tab. 4.2.1 sind die so berechneten Zeitkonstanten τ_i und Amplituden I_i der verschiedenen Detektoren zusammengefaßt. Aus ihnen sind die in den entsprechenden Abbildungen (Abb. 4.2.8) dargestellten Kurven mit

$$I(t) = \sum I_i \exp(-t/\tau_i) \quad [4.2.9]$$

errechnet.

Für alle Detektoren ließen sich drei Zeitkonstanten bestimmen. Wegen der Streuung der Werte und der geringen Anzahl von Meßpunkten im vorderen Zeitbereich, ist die Bestimmung weiterer Zeitkonstanten, die unter Umständen vorhanden sind, nicht möglich. Für mehr als drei Zeitkonstanten ließen sich keine Geraden finden.

τ_1 :	$\geq 2,3 \cdot 10^6$ min	$a_1/\sum a_i$:	$0,69 \pm 0,03$
τ_2 :	6375 ± 2162 min	$a_2/\sum a_i$:	$0,09 \pm 0,02$
τ_3 :	20 - 180 min	$a_3/\sum a_i$:	$0,22 \pm 0,02$

Für die längste Zeitkonstante ergibt sich $\tau_1 \geq 4,3$ Jahre ($\cong 2,3 \cdot 10^6$ min). Dieser Wert kann nur als Zeichen dafür interpretiert werden, daß die noch vorhandenen Defekte bei Raumtemperatur sehr stabil sind, weil der Zeitraum eines Jahres für die Bestimmung so langer Zeitkonstanten nicht ausreicht. Die zweite Zeitkonstante τ_2 hat die Größenordnung von einigen tausend Minuten. Der Mittelwert über alle Detektoren ist 6375 ± 2162 min. Die dritte Zeitkonstante fällt in den Bereich von 20 bis 180 min. Eine Mittelung ist deshalb nicht sinnvoll.

Daß τ_3 in einen zwei Größenordnungen überdeckenden Bereich fällt, könnte bedeuten, daß es eine vierte Zeitkonstante gibt, für deren Ermittlung mehr Daten im vorderen

Zeitbereich nötig wären. Zusätzlich erschweren die unterschiedlichen Bestrahlungsdauern (siehe Tab. 3.1.1) und die verschiedenen Temperaturen (14°C und 35°C), bei denen der Sperrstrom gemessen wurde, die Interpretation der Ergebnisse. Die den Zeitkonstanten zuzuordnenden Defektarten sind Volumendefekte. Sollte eine der Zeitkonstanten der Ausheilung einer Defektart am Oxid entsprechen, und damit einer Veränderung des Oxidstromes, müßte es den gleichen signifikanten Unterschied in den zugehörigen Amplituden zwischen den mit Messingblende und den ohne bestrahlten Detektoren geben, wie er zwischen ihnen im Oxidstrom direkt nach der Bestrahlung zu beobachten ist. Das Verhältnis von I_{Ox} und I_{Sperr} (120 V), das am Detektor 8902B3 (ohne Messingblende bestrahlt) direkt (5 min) nach Bestrahlung gemessen wurde, beträgt 0,23, das am Detektor 8902B5 (mit Messingblende bestrahlt) gemessene beträgt 0,05. Die Ausheilung von Defekten an der Barriere hat allenfalls Anteil an der zweiten Zeitkonstanten, denn der Barrierenstrom geht zwar auch mit einer Zeitkonstanten von einigen tausend Minuten zurück (8902B3 : 2238 ± 461 min; 8902B5 : 2692 ± 614 min), aber nur um 83 bzw. 35 Nanoampere. Danach bleibt er konstant. (Abb. 4.2.7)

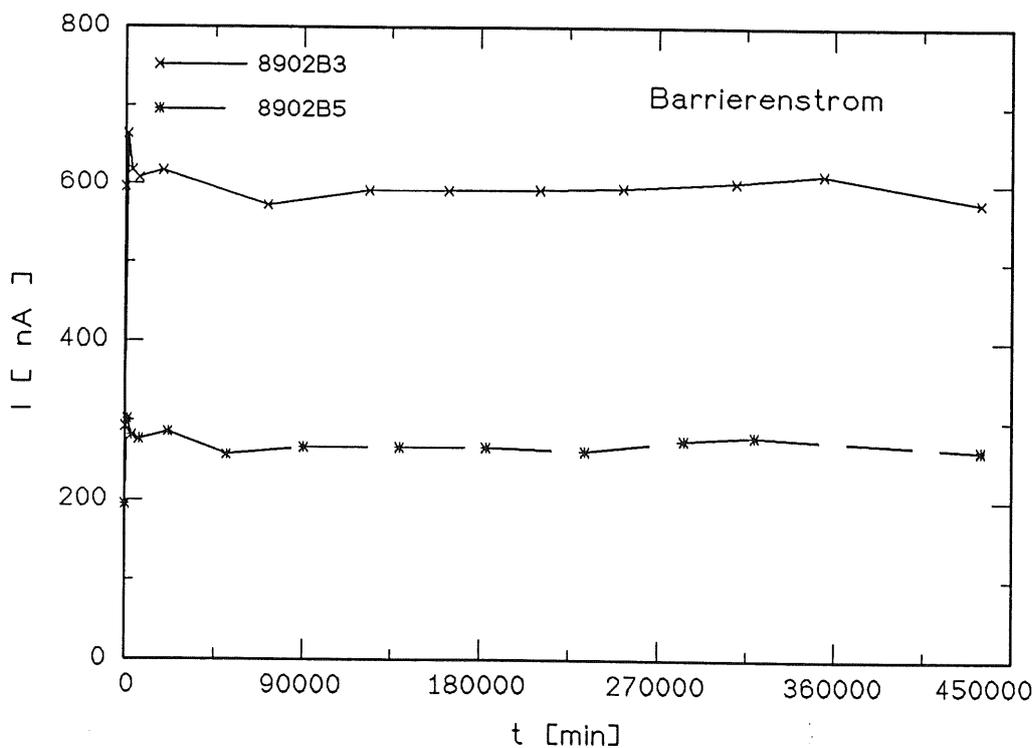


Abb. 4.2.7 Barrierenstrom der Detektoren 8902B3 und 8902B5

Detektor	8901B1	8902B5	8902B3	89806B3	8902B2	8903B1
Fluenz [cm^{-2}]	2,2 10^{14}	2,2 10^{14}	5,0 10^{14}	5,1 10^{14}	3,2 10^{15}	6,4 10^{15}
MB (Messingblende)	MB, F	MB, F			F	F
F (fraktioniert bestrahlt)						
Messpunkte insg.	41	64	63	63	81	60
τ_1 [10^6 min]	2,30 $\pm 0,61$	12,5 $\pm 3,8$	6,99 $\pm 1,16$	6,10 $\pm 1,30$	24,4 $\pm 6,0$	18,1 $\pm 8,0$
I_1 [μA]	1,17 $\pm 0,01$	1,46 $\pm 0,01$	3,55 $\pm 0,02$	3,46 $\pm 0,02$	17,9 $\pm 0,1$	49,5 $\pm 0,2$
$I_1/\Sigma I_1$	0,73	0,72	0,65	0,69	0,67	0,69
τ_2 [10^3 min]	4,27 $\pm 0,74$	7,98 $\pm 0,68$	5,52 $\pm 0,95$	5,70 $\pm 0,57$	9,95 $\pm 0,54$	4,83 $\pm 0,58$
I_2 [μA]	0,08 $\pm 0,02$	0,15 $\pm 0,01$	0,56 $\pm 0,10$	0,57 $\pm 0,07$	2,33 $\pm 0,09$	7,99 $\pm 1,04$
$I_2/\Sigma I_2$	0,05	0,07	0,10	0,11	0,09	0,11
τ_3 [min]	53,7 $\pm 3,4$	19,4 $\pm 3,6$	61,5 $\pm 6,0$	28,0 $\pm 2,8$	41,6 $\pm 1,1$	174 ± 22
I_3 [μA]	0,35 $\pm 0,06$	0,41 $\pm 0,15$	1,36 $\pm 0,17$	0,99 $\pm 0,10$	6,54 $\pm 0,34$	14,7 $\pm 1,8$
$I_3/\Sigma I_3$	0,22	0,20	0,25	0,20	0,24	0,20

Tab. 4.2.1 Einzelergebnisse zur Auswertung der zeitlichen Entwicklung des Sperrstroms bei 120 Volt

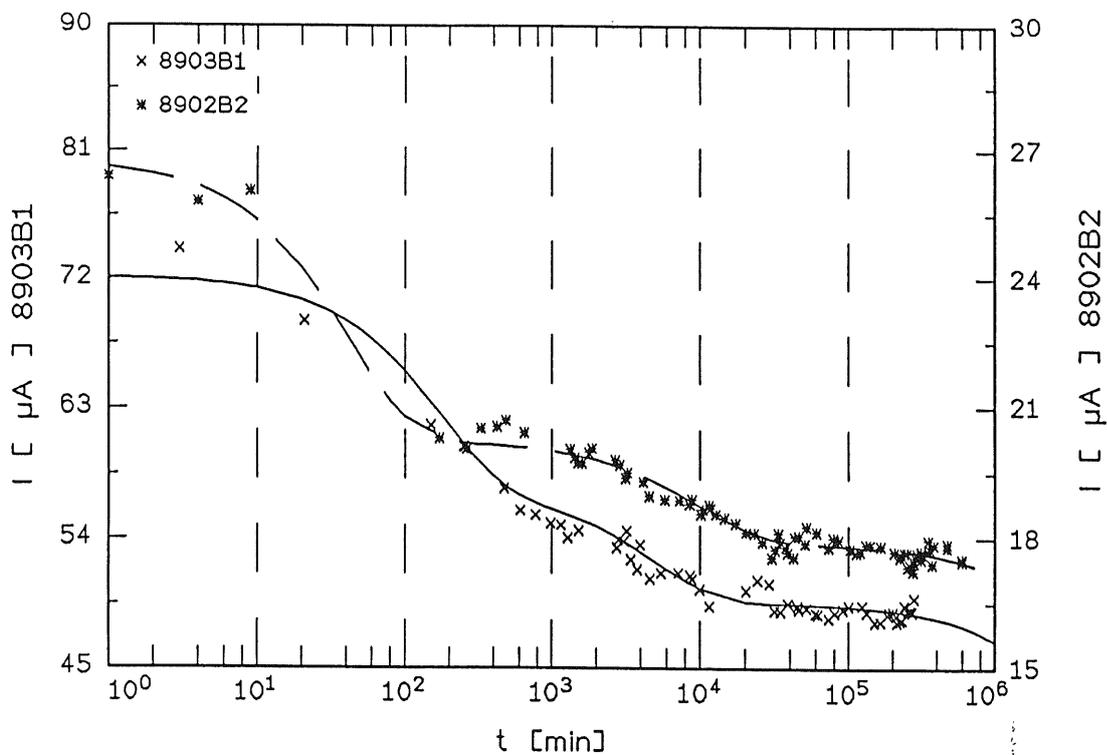
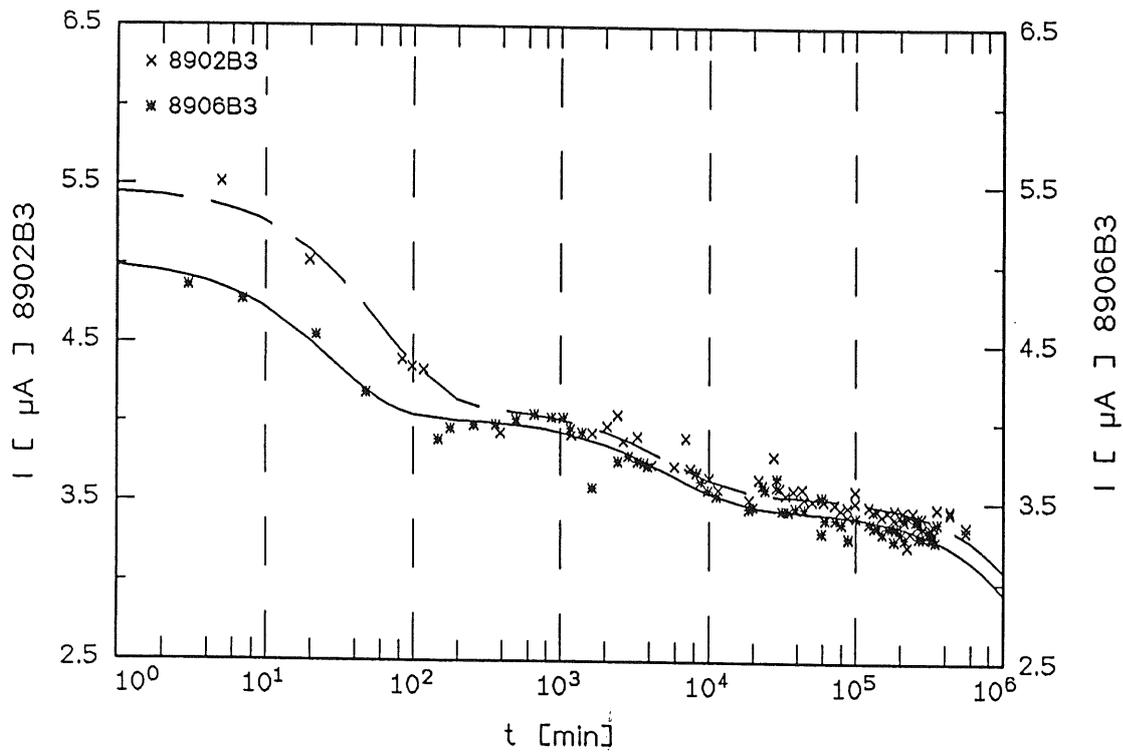


Abb. 4.2.8 Sperrströme bei 120 Volt und aus Zeitkonstanten errechnete Kurven

Detektoren 8902B3 und 8906B3 oben

Detektoren 8902B2 und 8903B1 unten

4.3 Ladungssammlungsverlust

An ungeschädigten Detektoren ist die Bestimmung der Trappingzeitkonstanten stark fehlerbehaftet, weil der Ladungssammlungsverlust sehr klein ist, und die zu messende Differenz $\Delta Q = Q_0 - Q$ in der gleichen Größenordnung wie die Gerätedriften liegt. Die Trappingzeitkonstanten für Elektronen, die für die Detektoren 8902B3 und 89806B3 vor der Bestrahlung bestimmt worden sind, sind $\tau_{e^-} = 3,55 \mu\text{s}$ bzw. $\tau_{e^-} = 5,00 \mu\text{s}$, die für Löcher $\tau_{h^+} = 15,04 \mu\text{s}$ bzw. $\tau_{h^+} = 13,87 \mu\text{s}$. Die Fehler liegen in der Größenordnung von $\pm 37\%$. Für andere Detektoren gleicher Bauart sind Trappingzeitkonstanten von 8 - 160 μs bestimmt worden [GRI90]. Die oben angegebenen Werte sind also als untere Grenze zu verstehen.

Nach den Bestrahlungen ist die Trappingzeitkonstante sowohl für Löcher als auch für Elektronen kleiner geworden. Man kann dies in Abb. 4.3.1 erkennen, in der die Ladungssammlungsverluste ($\Delta Q/Q_0$) gegen die effektiven Transitzeiten aufgetragen sind. In den stärker bestrahlten Detektoren ist der Ladungssammlungsverlust bei gleichen Transitzeiten deutlich größer und die Geraden, die sich durch die Punkte legen lassen, haben eine größere Steigung. Das ist nach Gleichung 1.4.4 gleichbedeutend mit einer kleineren Trappingzeitkonstanten und ein Zeichen dafür, daß die Dichte der Trappingzentren durch die Bestrahlung zugenommen hat. Folgende Trappingzeiten wurden gefunden:

Φ [cm^{-2}]	τ_{e^-} [μs]	τ_{h^+} [μs]	Detektor
$2,2 \cdot 10^{14}$	$1,02 \pm 0,2$	$0,47 \pm 0,04$	8902B5
$5,0 \cdot 10^{14}$	$0,92 \pm 0,23$	$0,38 \pm 0,04$	8902B3
$5,0 \cdot 10^{14}$	$0,62 \pm 0,05$	$0,33 \pm 0,03$	8906B3
$1,7 \cdot 10^{15}$	$0,23 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,01$	8903B2

Der Detektor 8902B5 wurde mit Messingblende bestrahlt. Die Fluenz wurde deshalb mit dem Faktor 0,439 korrigiert (siehe Kap. 4.2, Volumenstromdichte in Abhängigkeit von der Fluenz). Die Messungen, mit denen diese Werte bestimmt worden sind, sind ca. 2 Wochen nach der Bestrahlung gemacht worden.

Trägt man die reziproken Trappingzeitkonstanten gegen die Fluenz auf (Abb 4.3.2),

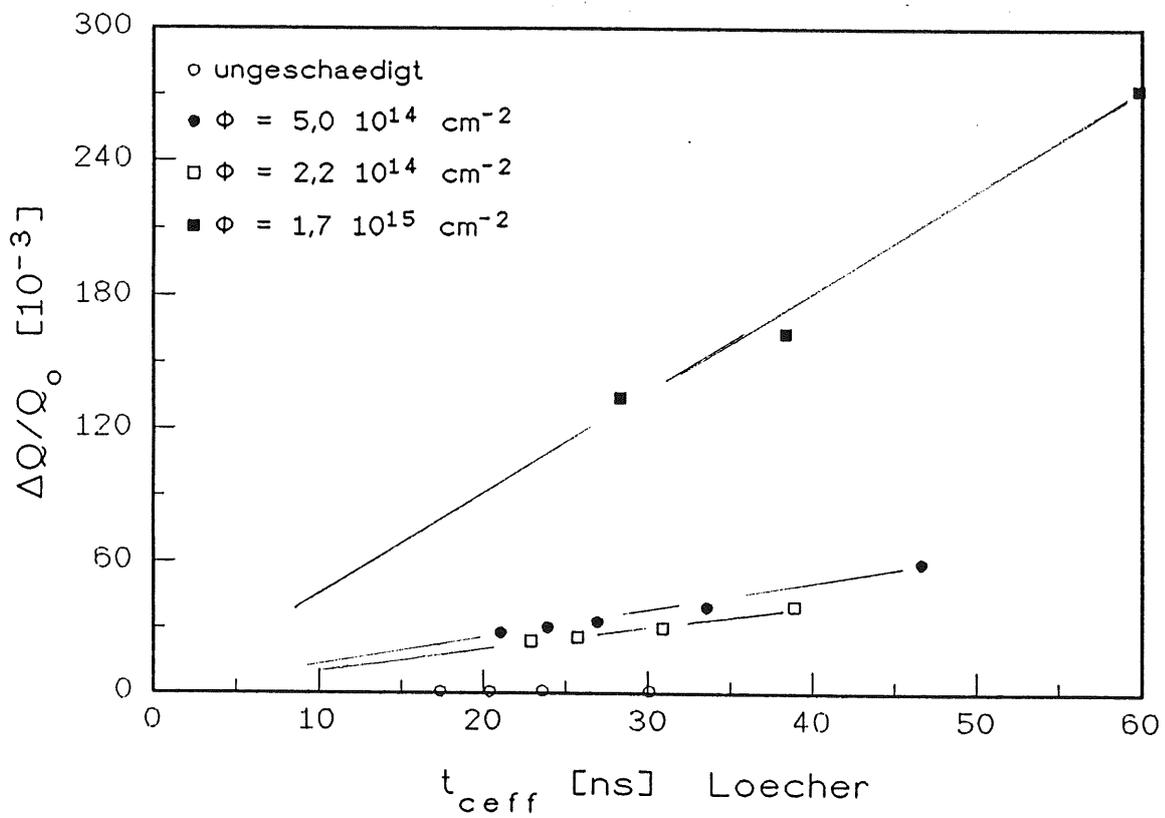
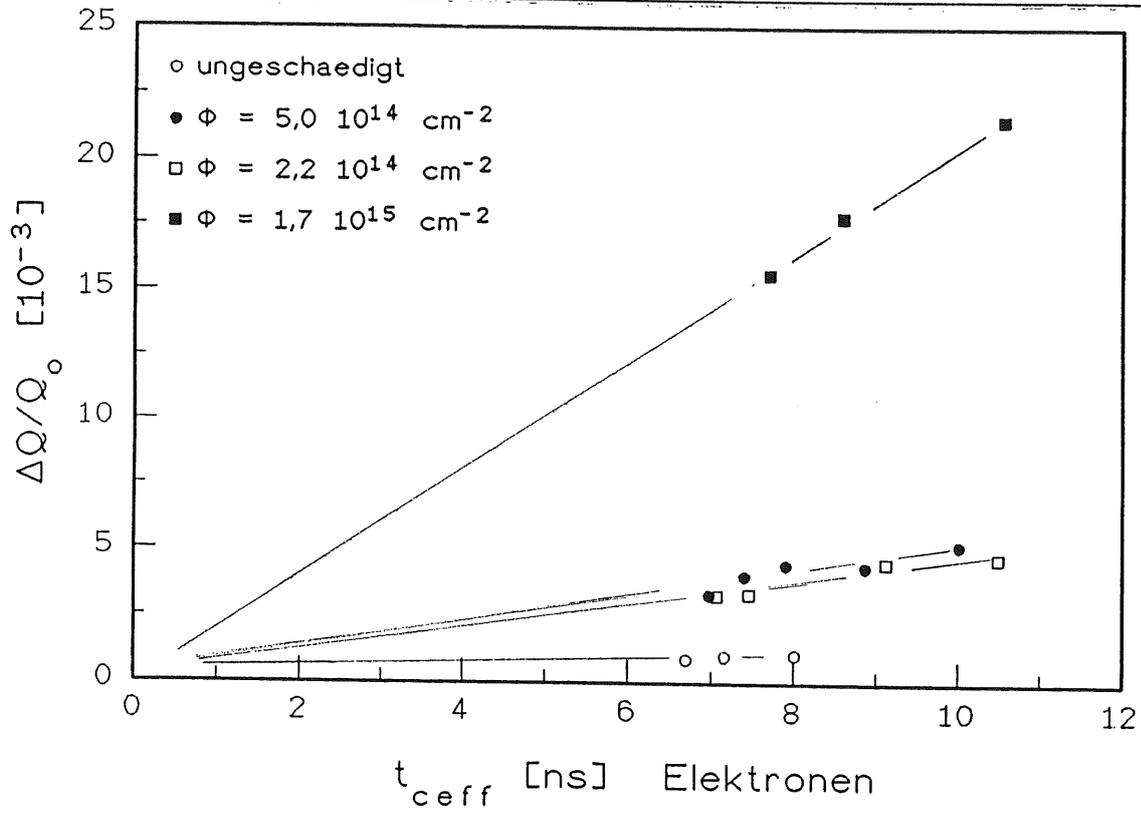


Abb. 4.3.1 Ladungssammlungsverlust aufgetragen gegen die effektiven Transitzeiten für verschiedene Fluenzen (oben Elektronen-, unten Löcherkomponente)

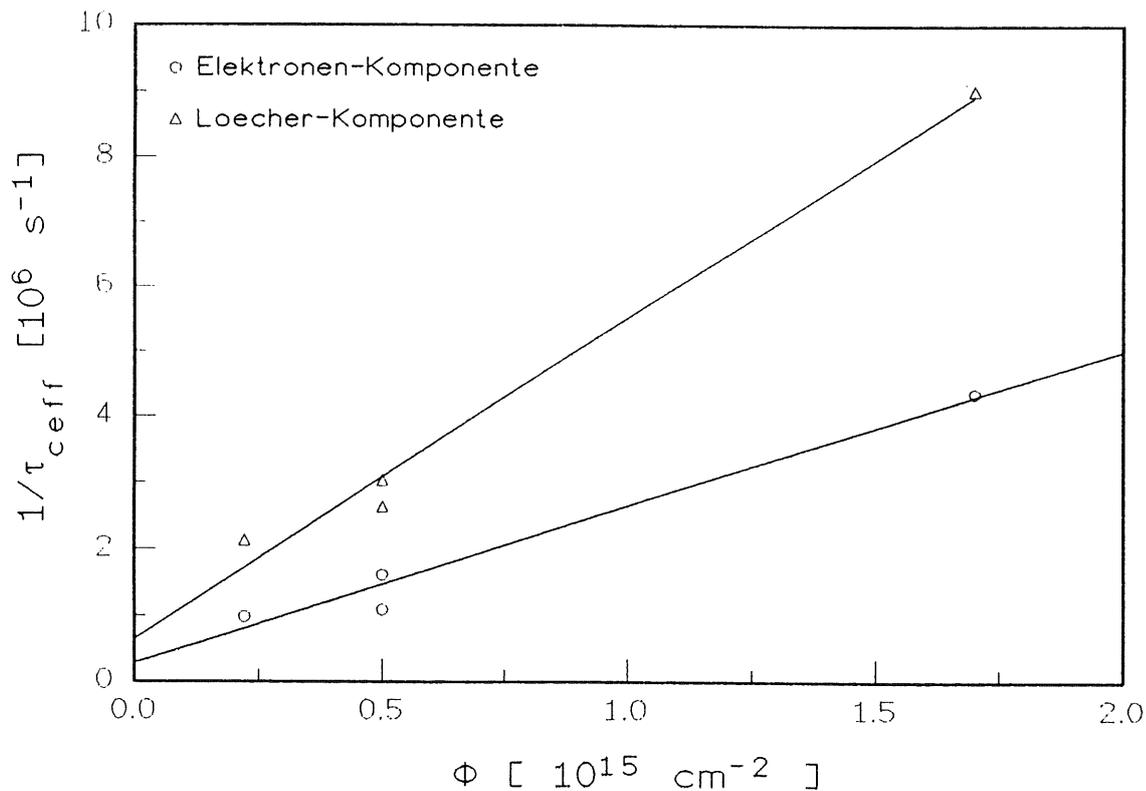


Abb. 4.3.2 reziproke Trappingzeitkonstanten aufgetragen gegen die Fluenz

ergibt sich ein linearer Zusammenhang:

$$\tau_e^{-1} = (2,37 \pm 0,3) 10^{-9} [\text{s}^{-1} \text{ cm}^2] \Phi + (0,28 \pm 0,25) 10^6 [\text{s}^{-1}]$$

$$\tau_h^{-1} = (4,86 \pm 0,4) 10^{-9} [\text{s}^{-1} \text{ cm}^2] \Phi + (0,65 \pm 0,35) 10^6 [\text{s}^{-1}]$$

Dabei ist der Proportionalitätsfaktor für die Löcherkomponente deutlich größer. Der nicht von der Fluenz abhängige Term weist auf schon im ungeschädigten Material vorhandene Trappingzentren hin. Daß die reziproken Trappingzeitkonstanten in einem linearen Zusammenhang mit der Fluenz stehen, ist ein Hinweis darauf, daß die Dichte der Trappingzentren proportional zur Fluenz angestiegen ist. Diese Folgerung muß unter dem Vorbehalt betrachtet werden, daß der lineare Zusammenhang mit einer geringen Anzahl von Meßpunkten hergestellt wurde. Aus Bestrahlungsexperimenten mit 5 MeV Neutronen [GRI90] ergibt sich ein Proportionalitätsfaktor der deutlich

größer ist:

$$\tau^{-1} = 0,72 \cdot 10^{-6} \text{ [s}^{-1}\text{cm}^2\text{]} \Phi.$$

Ein deutlicher Unterschied zwischen Elektronen- und Löcherkomponente wurde nicht beobachtet. Zieht man die hier für Elektronenbestrahlung gefundenen Proportionalitätsfaktoren zu einem zusammen ($3,6 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}\text{cm}^2$), kann man sagen, daß die schädigende Wirkung von 1,8 MeV Elektronen in Bezug auf die Trappingzentren ca. 200 mal kleiner ist als die von 5 MeV Neutronen. In Bezug auf effektive Donatorkonzentration und Volumenstromdichte wurde weiter vorn ein Faktor 3000 bestimmt (Kap. 4.1). Wegen der wenigen Meßpunkte, auf die sich die Proportionalitätsfaktoren für Elektronen stützen, ist eine weitergehende Interpretation dieser Feststellung nicht sinnvoll.

4.4 Flachbandspannung

Auch weil die Flachbandspannungen unerwartet hoch waren und die Auswertung der Messungen erschwert, werden sie in einem besonderen Abschnitt behandelt. Für die Ermittlung der Flachbandspannung wurden alle Kapazitätsmessungen herangezogen, die im interessanten Bereich mit genügend kleinen Spannungsschritten ($\Delta U \leq 1V$) und bei gleicher Frequenz gemacht worden sind. Die Meßwerte wurden zweimal "nach U abgeleitet", und die sinnvollen Nulldurchgänge, also die Wendepunkte der Kurve als Flachbandfall interpretiert.

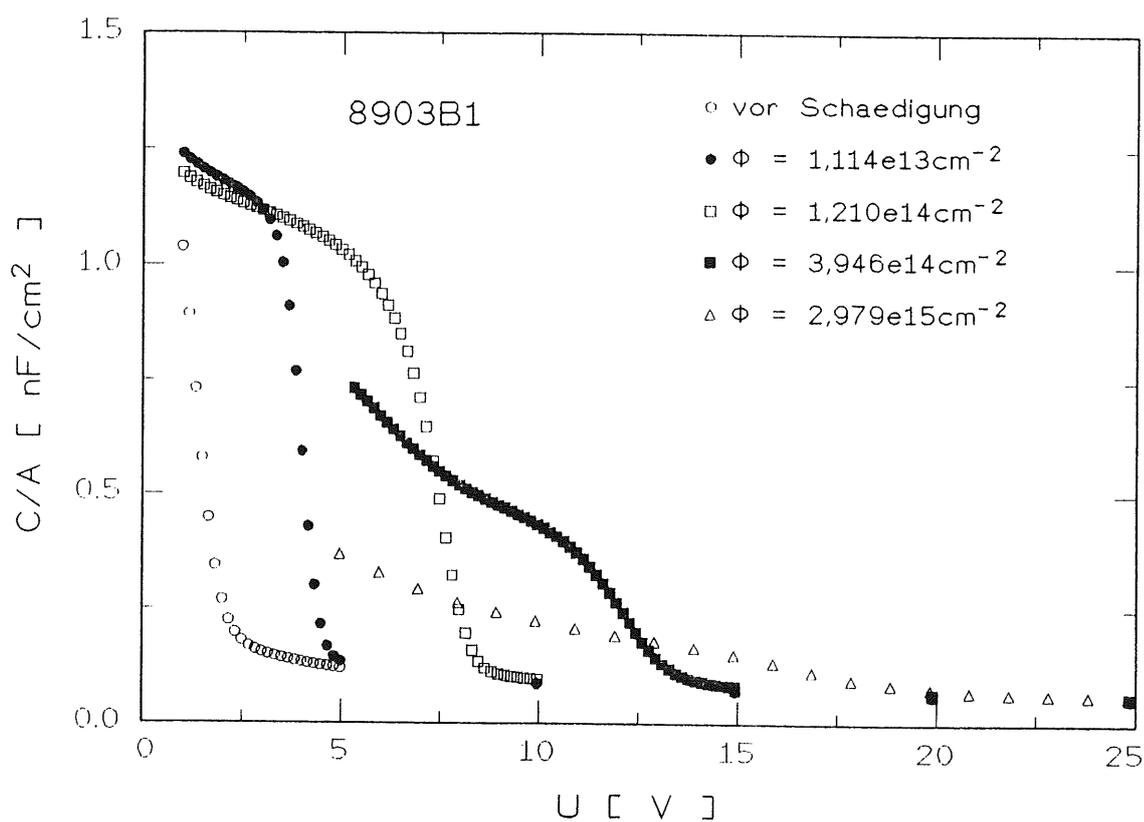


Abb. 4.4.1 Kapazitätsmessungen nach Teilbestrahlungen am Detektor 8903B1

Abhängigkeit von der Fluenz

An den Kapazitätsmessungen (Abb. 4.4.1), die jeweils nach den Teilbestrahlungen am Detektor 8903B1 gemacht worden sind, kann man mit zunehmender Fluenz folgende Effekte erkennen:

1. Der Flachbandfall wird zu höheren Spannungen verschoben. In Abb. 4.4.2 ist

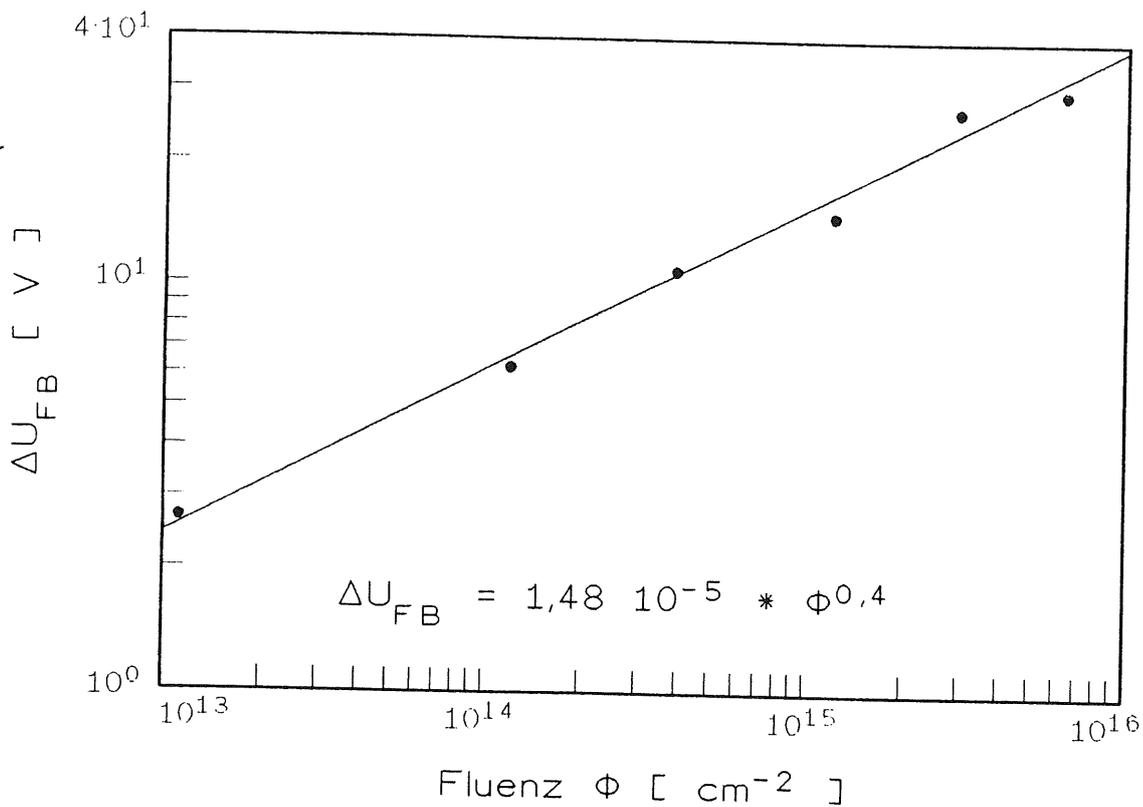


Abb. 4.4.2 Verschiebung des Flachbandfalles in Abhängigkeit von der Fluenz

$\Delta U_{FB} = U_{FB} - U_{FB0}$ gegen die Fluenz Φ aufgetragen. Aus den ersten vier Werten wurden die Parameter $k = (1,48 \pm 1,2) \cdot 10^{-5}$ und $\gamma = 0,40 \pm 0,03$ für folgenden Zusammenhang zwischen ΔU_{FB} und Φ bestimmt :

$$\Delta U_{FB} = k \Phi^\gamma.$$

Auch die beiden letzten Werte, die von Messungen stammen, die die Bedingung $\Delta U \leq 1V$ nicht erfüllen, sind innerhalb des Fehlers in Übereinstimmung mit diesem Ergebnis. Die Verschiebung der Flachbandspannung ist also nicht linear abhängig von der Fluenz. Dies ist zu erklären, wenn man annimmt, daß zwar die Zahl der erzeugten Elektron-Loch Paare proportional zur Fluenz ist, aber die Rate der rekombinierenden Elektronen mit der Zahl der Löcher steigt, so daß das Verhältnis von den als ortsfeste Ladungen im Oxid verbleibende Löchern zur Fluenz mit steigender Fluenz kleiner wird.

Die Werte für ΔU_{FB} sind nicht auf Ausheilung korrigiert, weil die durch die kleinste

bekannte Zeitkonstante ($\tau_1 = 1400$ min, siehe nächster Abschnitt) beschriebene Ausheilung selbst während der längsten Bestrahlungsdauer (20 min) zu keiner deutlichen Reduktion von ΔU_{FB} führt. (Ausheilung in 20 min $< 1,5\%$).

2.) Durch eine Zunahme der Interface-Zustände am Si-SiO₂-Übergang wird sowohl die Verschiebung des Flachbandfalles als auch eine Streckung des Kurvenverlaufs verursacht. [SZE85]

Zeitliche Veränderung der Flachbandspannung

Das Verfahren zur Ermittlung der Zeitkonstanten ist weiter oben im Zusammenhang mit dem zeitlichen Sperrstromverhalten schon erläutert. Es wird hier genauso angewendet. An den Detektoren 8902B3 und 8906B3 sind genügend viele Messungen gemacht worden, um eine Bestimmung der Zeitkonstanten zu ermöglichen. Folgende Zeitkonstanten und relative Amplituden wurden gefunden:

τ_1	: (1,085 ± 0,00) 10 ⁶ min	$a_1/\Sigma a_i$: 0,63 ± 0,04
τ_2	: (1,300 ± 0,00) 10 ⁴ min	$a_2/\Sigma a_i$: 0,15 ± 0,01
τ_3	: (1,398 ± 0,00) 10 ³ min	$a_3/\Sigma a_i$: 0,23 ± 0,05

Für die Detektoren 8902B2 und 8903B1 gibt es nur für die Bestimmung der längsten Zeitkonstanten genügend Messungen. Sie stimmen innerhalb der Fehlergrenzen für beide Detektoren mit den oben angegebenen Mittelwerten überein. In Tab. 4.4.1 sind alle Einzelergebnisse zusammengefaßt. Die Amplituden zur ersten Zeitkonstanten sind für die beiden mit $5 \cdot 10^{14}$ Elektronen pro cm² bestrahlten Detektoren nahezu gleich. Für die stärker bestrahlten Detektoren ergeben sich höhere Werte. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen auch die beiden anderen Zeitkonstanten τ_2 und τ_3 und die zugehörigen Amplituden für die Detektoren 8902B3 und 8906B3 überein. In Abb. 4.4.3 sind die Meßwerte zusammen mit den aus den Einzelergebnissen berechneten Kurven dargestellt.

Für die Detektoren 8902B2 und 8903B1 waren die Zeitkonstanten τ_2 und τ_3 und die zugehörigen Amplituden in Ermangelung geeigneter Messungen nicht zu ermitteln. Die in Tab. 4.4.1 in Klammern eingetragenen Werte sind errechnet in der Annahme, daß sowohl die relativen Amplituden $a_i/\Sigma a_i$ als auch die Zeitkonstanten für alle unterschiedlich stark bestrahlten Detektoren gleich seien. Die in Abb. 4.4.3 dar-

gestellten Kurven sind mit diesen Werten berechnet.

Diese Annahme wird durch folgende drei Übereinstimmungen gestützt, die sich zwischen Meßwerten und unter dieser Annahme berechneten Werten ergibt:

8903B1	$\Delta U_{FB}(t = 0)$	gemessen : ca. 30 V	gerechnet : 28,8 V
8903B1	$\Delta U_{FB}(8834)$	gemessen : 20,7 V	gerechnet : 20,1 V
8902B2	$\Delta U_{FB}(1386)$	gemessen : 18,7 V	gerechnet : 18,4 V

Der Wert für $t = 0$ des Detektors 8903B1 kann er nur als Anhaltspunkt betrachtet werden, weil er aus einer Messung mit einer anderen Frequenz (10 kHz) und größeren Spannungsschritten als ein Volt ermittelt wurde.

Detektor	8902B3	8906B3	8902B2	8903B1
Fluenz [cm ⁻²]	$5,0 \cdot 10^{14}$	$5,1 \cdot 10^{14}$	$3,2 \cdot 10^{15}$	$6,4 \cdot 10^{15}$
Messpunkte insg.	37	39	9	7
Frequenz [kHz]	10	10	1	1
τ_1 [10 ⁶ min]	$1,09 \pm 0,05$	$1,08 \pm 0,03$	$1,04 \pm 0,03$	$1,19 \pm 0,12$
a_1 [V]	$8,73 \pm 0,08$	$8,45 \pm 0,04$	$13,76 \pm 0,12$	$18,13 \pm 0,27$
$a_1/\Sigma a_i$	0,60	0,66		
Messpunkte	31	32	8	6
τ_2 [10 ⁴ min]	$1,36 \pm 0,00$	$1,21 \pm 0,06$	(1,28)	(1,28)
a_2 [V]	$2,07 \pm 0,00$	$1,91 \pm 0,09$	(3,2)	(4,2)
$a_2/\Sigma a_i$	0,14	0,15		
Messpunkte	2	4	0	0
τ_3 [10 ³ min]	$1,49 \pm 0,27$	$1,31 \pm 0,00$	(1,40)	(1,40)
a_3 [V]	$3,72 \pm 1,20$	$2,49 \pm 0,00$	(4,9)	(6,5)
$a_3/\Sigma a_i$	0,26	0,19		
Messpunkte	4	2	0	0

Tab. 4.4.1 Einzelergebnisse der Auswertung zur zeitlichen Entwicklung der Flachbandspannung

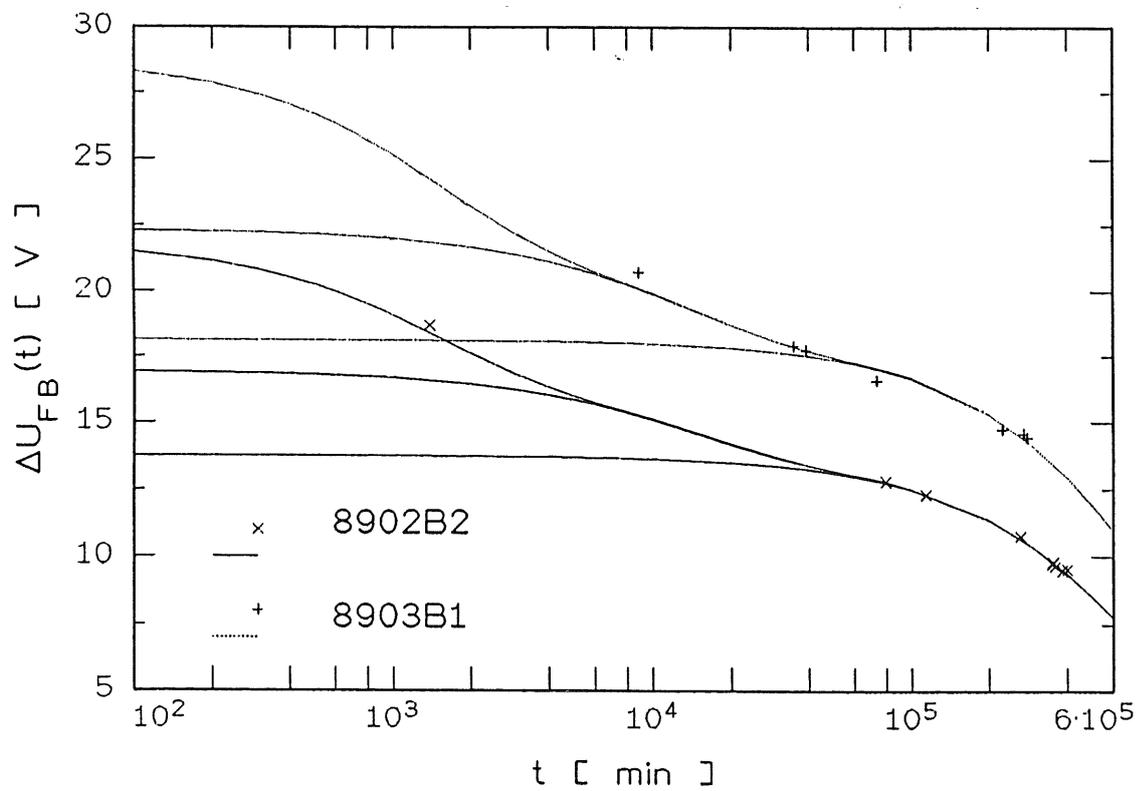
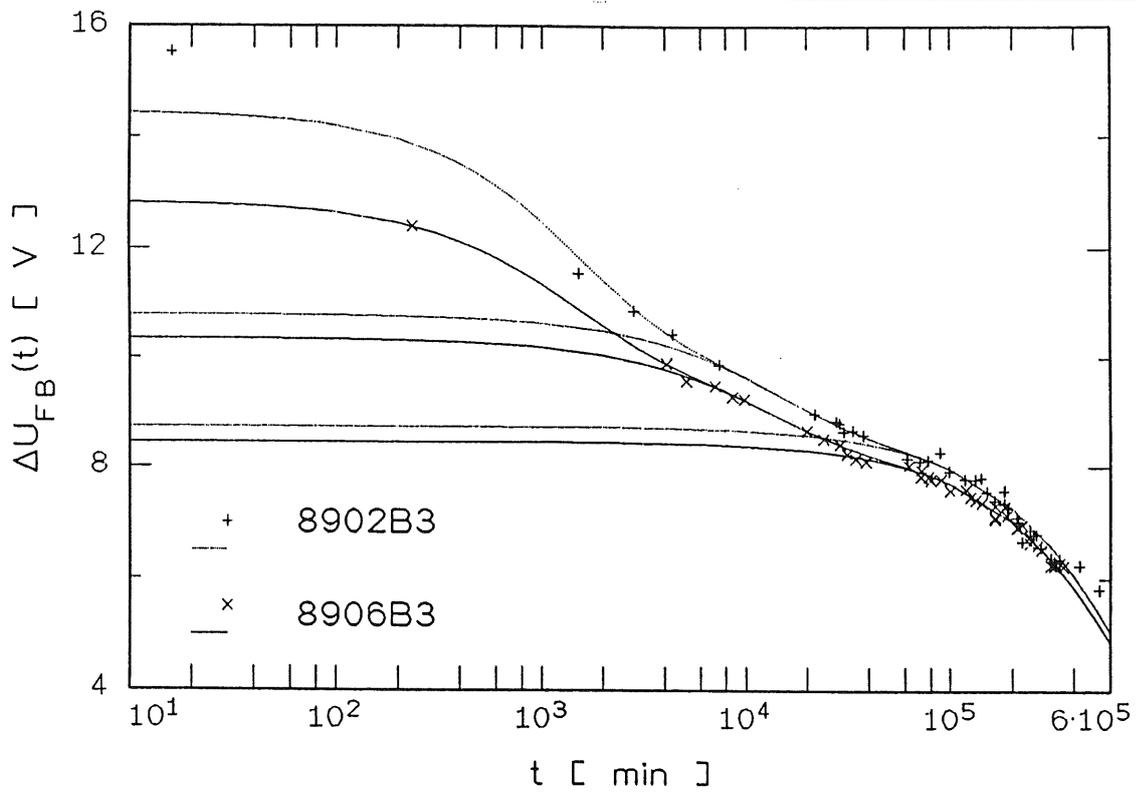


Abb. 4.4.3 Flachbandspannungsverschiebung und aus Zeitkonstanten berechnete Kurven

oben: Detektoren 8902B3 und 8906B3

unten: Detektoren 8902B2 und 8903B1

5. Zusammenfassung

Im Rahmen allgemeiner Untersuchungen zur Strahlenschädigung von Oberflächensperrschichtdetektoren für Hochenergieexperimente wurden in dieser Arbeit die Wirkungen von Bestrahlung mit Elektronen einer Energie von 1,8 MeV untersucht. Diese Energie wurde gewählt, um gezielt den Einfluß von Punktdefekten untersuchen zu können. Die für die Bestrahlungsexperimente hergestellten Testdetektoren unterscheiden sich nur in der Geometrie von den, die für den Einsatz im H1-Experiment vorgesehen sind. Sie wurden mit Fluenzen von $2,6 \cdot 10^{12}$ bis $6,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt. Die Bestrahlungen sind an einer sonst kommerziell genutzten Anlage durchgeführt worden. Die Temperaturen während und nach den Bestrahlungen waren nicht konstant. Die Änderung der Detektoreigenschaften wurden mit Kapazitäts- und Sperrstrommessungen und mit Messungen zur Ladungssammlungszeit untersucht.

Es haben sich folgende Resultate ergeben:

Durch die Bestrahlung ist die erwartete Veränderung der Spannung für vollständige Verarmung, die ein sicheres Zeichen für eine Veränderung der effektiven Donatorkonzentration bedeutet, zunächst nicht eingetreten. Aus einer anderen Größe, die aus Kapazitätsmessungen zu bestimmen ist, ist als obere Grenze eine Verringerung der effektiven Donatorkonzentration um 25% ermittelt worden. Eine mittlere Schädigungsrate $\beta = (8,82 \pm 6,42) 10^{-5} \text{ cm}$ ist angegeben.

Im Verlaufe der Zeit ist die effektive Donatorkonzentration zunächst wieder angestiegen, sogar über den Wert vor der Bestrahlung. Das Maximum liegt bei 10^4 min. Danach ist die effektive Donatorkonzentration um bis zu 50% zurückgegangen. Sowohl die Höhe des Maximums als auch die Geschwindigkeit mit der die effektive Donatorkonzentration zurückgeht sind offensichtlich von der Stärke der Bestrahlung abhängig. Diese Abhängigkeit konnte nicht quantifiziert werden.

Die Volumenstromdichte nimmt linear mit der Fluenz zu. Die Schädigungskonstante ist $\alpha = (4,51 \pm 1,11) 10^{-20} \text{ A/cm}$. Ebenso nimmt der Oxidstrom linear mit der Fluenz zu. Es ist $\alpha_{\text{Ox}} = (7,96 \pm 1,76) 10^{-22} \text{ A/cm}^2$ bestimmt worden. Die den Volumenstrom verursachenden Generationszentren heilen mit der Zeit aus. Dies drückt sich in einem Rückgang des Sperrstroms aus. Für diesen Rückgang konnten drei Zeitkonstanten bestimmt werden. Eine kurze liegt zwischen 20 und 180 Minuten. Der große Bereich, den sie überdeckt, könnte bedeuten, daß es noch eine vierte gibt. Eine zweite Zeitkonstante liegt im Bereich von 6500 min. Insgesamt ist der Sperrstrom nach ca.

10^4 min um 30% zurückgegangen. Die dritte Zeitkonstante ist größer als 4 Jahre. Nach einem Jahr Beobachtungszeit läßt sich nur diese untere Grenze angeben.

Zwischen der Fluenz und der reziproken Trappingzeitkonstanten läßt sich ein linearer Zusammenhang herstellen. Für eine endgültige Bestätigung einer Proportionalität müßten allerdings noch mehr Meßpunkte gesammelt werden. Der Proportionalitätsfaktor für die Löcherkomponente ist doppelt so groß wie der für die Elektronenkomponente.

Der Anstieg der Flachbandspannung ist nicht proportional zur Fluenz. Die Flachbandspannungsverschiebung in Abhängigkeit von der Fluenz läßt sich mit $\Delta U_{FB} = k \Phi^\gamma$ beschreiben. Das γ ist kleiner als 0,5. Die zunehmende Streckung des Kurvenverlaufs deutet auf eine Zunahme der Interface-Zustände am Si-SiO₂-Übergang hin. Der Rückgang der Flachbandspannung mit der Zeit läßt sich mit drei Zeitkonstanten beschreiben. Nach 20000 min ist die Flachbandspannung um ein Drittel zurückgegangen.

Während die Ergebnisse in Bezug auf den Sperrstrom und die Flachbandspannung qualitativ den Erwartungen entsprechen, ist das Verhalten der effektiven Donatorkonzentration eine Überraschung. Es ist aus den Bestrahlungsexperimenten mit Neutronen bisher nicht bekannt. Eine detailliertere Untersuchung, die eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Defektarten ermöglicht, wäre wünschenswert. Im Vergleich zu Neutronen ist die Schädigungswirkung der 1,8 MeV Elektronen deutlich kleiner (200 - 3000 mal).

A VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

- 1.1.1 Potentialbarriere am Schottky-Kontakt
- 1.1.2 Querschnitt eines Detektors [HER89]
- 1.1.3 Bändermodell einer MOS-Struktur [NAG85]

- 1.2.1 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik ($\ln C$ vs. $\ln U$)
- 1.2.2 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik (C vs. $1/\sqrt{U}$)
- 1.2.3 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik ($1/C^2$ vs. U)
- 1.2.4 Meßaufbau zur Kapazitätsmessung [GRI90]
- 1.2.5 Ersatzschaltbild eines Detektors [GRI90]

- 1.3.1 Sperrstrom-Charakteristik im vorderen Spannungsbereich
- 1.3.2 Meßaufbau zur Sperrstrommessung [GRI90]

- 1.4.1 Meßaufbau zur Ladungssammlung [GRI90]

- 2.1.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt für Energieübertrag auf ein Siliziumgitteratom durch 1 MeV Teilchen [COR70]

- 2.2.1 Konfiguration der Defektkomplexe [WAT65]
- 2.2.2 Wirkung von Defekten in der Bandlücke: 1. Generation, 2. Rekombination, 3. Trapping, 4. Carrier-Removal [GRI90]
- 2.2.3 Energetische Lage von Defekten in der Bandlücke des Siliziums (in eV) [MIL77]

- 3.1.1 Elektronenbeschleuniger (Dynamitron)
- 3.1.2 Detektorhalter und Faraday - Cup unter dem Austrittsfenster

- 4.1.1 Kapazitätsmessungen nach Teilbestrahlungen am Detektor 8903B1
- 4.1.2 verschieden berechnete effektive Donatorkonzentrationen
- 4.1.3 effektive Donatorkonzentration in Abhängigkeit von der Fluenz
berechnet aus $N_d \sim dU/d(C^2)$
- 4.1.4 Kapazität in Abhängigkeit von der Spannung, gerechnet für verschiedene Flachbandspannungen
- 4.1.5 Kapazitätsmessungen am Detektor 8903B1 (10 kHz)
- 4.1.6 zeitliches Verhalten der effektiven Donatorkonzentration

- 4.2.1 Differenz der Volumenstromdichte in Abhängigkeit von der Fluenz
- 4.2.2 Auswertemethode
- 4.2.3 fehlt siehe Abb.4.2.4
- 4.2.4 Oxidstrom aufgetragen gegen die Fluenz

- 4.2.5 Rekombinationsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Dosis
- 4.2.6 Sperrstrom einer Diode mit Steuerelektrode [NAG85]
- 4.2.7 Barrierenstrom der Detektoren 8902B3 und 8902B5
- 4.2.8 Sperrströme bei 120 Volt und aus Zeitkonstanten errechnete Kurven

- 4.3.1 Ladungssammlungsverlust aufgetragen gegen die effektiven Transitzeiten für verschiedenen Fluenzen
- 4.3.2 reziproke Trappingzeitkonstanten aufgetragen gegen die Zeit

- 4.4.1 Kapazitätsmessungen nach Teilbestrahlungen am Detektor 8903B1
- 4.4.2 Verschiebung des Flachbandfalles in Abhängigkeit von der Fluenz
- 4.4.3 Flachbandspannungsverschiebung und aus Zeitkonstanten berechnete Kurven

B VERZEICHNIS DER TABELLEN

- 2.1.1 T_{max} , T_{ave} und σ für Elektronen und Neutronen für 1 MeV [COR70]
- 2.2.1 Ausheiltemperaturen von Defekten im Silizium [GRE70]

- 3.1.1 Bestrahlungsparameter aller Detektoren

- 4.1.1 verschieden berechnete effektive Donatorkonzentrationen
- 4.2.1 Einzelergebnisse zur Auswertung der zeitlichen Entwicklung des Sperrstroms bei 120 Volt
- 4.4.1 Einzelergebnisse zur Auswertung der zeitlichen Entwicklung der Flachbandspannung

folgende Messungen wurden für die Bestimmung der Volumenstromdichte in Abhängigkeit von der Fluenz ausgewertet:

8903B101.093
 095
 097
 099
 09F
 09L
 09P

Tab 5.A.1

C LITERATURVERZEICHNIS

- BEN91 Benkert M. : (Diplomarbeit an der Universität Hamburg, voraussichtlich abgeschlossen Ende Juni 1991)
- BER82 Berger M.J., Seltzer S.M. : Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons; U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, Washington (1982)
- BRA89 Bräunig D. : Wirkung hochenergetischer Strahlung auf Halbleiterbauelemente; Springer Verlag Berlin Heidelberg, New York (1989)
- BUR89 siehe [GIN89]
- CAN71 Canalli C. et al. : Drift Velocities of Electrons and Holes and associated Anisotropic Effects in Silicon; J. Phys. Chem. Solids 32 S.1707 (1971)
- COR66 Corbett J.W. : Electron Radiation Damage in Semiconductor and Metals; Academic Press, New York (1966)
- COR70 Corbett J.W. : Radiation Damage in Silicon and Germanium; Radiation Effects Vol. 6, S.3 (1970)
- COR77 Corbett J.W. et al. : The States of Defect Studies in Silicon; Radiation Effects in Semiconductors, Conf. Ser. No.31, Institute of Physics, London (1977) zitiert nach [SMI80]
- DAY67 Day R.B., Dearnley G. : Noise, Trapping and Energy Resolution in Semiconductor Gamma Ray Spectrometers; IEEE Trans.Nuc.Sci NS-14, S.487 (1967)
- DRE90 Dreier P. : High Resistivity Silicon for Detector Applications; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A288 S.272 (1990)
- FRE87 Fretwurst E. et al. : Development of Large Area Silicon Detectors; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A253 S.467 (1987)
- FRE90 Fretwurst E. et al. : Silicon Detector Developments for Calorimetry: Technology and Radiation Damage; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A288 S.1 (1990)

- GIN89 Ginneken A. van, Fermilab Note FN - 522 (1989)
- GRA88 Graf M. : Untersuchungen zum intrinsischen Energieauflösungs-
Vermögen und Ladungssammlungs-Defizit in Silizium-Oberflächen-
sperrschicht-Detektoren; Diplomarbeit Universität Hamburg (1988)
- GRI90 Grieger E. : Untersuchungen zur Strahlenschädigung von
Silizium-Detektoren mit 1.2, 5.0 und 14.1 MeV Neutronen;
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990)
- GRU78 Grube R. : Strahlenschädigung von Silizium-Halbleiterdetektoren
durch Protonen im Energiebereich von 9-21 MeV;
Dissertation, Universität Hamburg (1978)
- HER89 Herdan H. : Untersuchungen von Strahlenschädigungen an
Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren;
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)
- HOF00 Hoffmann E. G. : Industrielle Bestrahlungstechnik;
Sonderdruck aus «Technische Rundschau» Nrn. 33, 35, 37
- LIN90 Lindström G.: Radiation Effects in Si-Detectors and Calorimeter
Considerations; Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics,
Batavia (1990)
- MCK48 McKinley W.A. jr. : Feshbach H., Phys. Rev. 74, S.1759 (1948)
zitiert nach [COR66]
- MIL77 Miller L. et al. : Capacitance Transient Spectroscopy;
Rev. Matter Sci. S.377 (1977) zitiert nach [BRA89]
- MOR54 Morin F. J., Maita J.P. : Electrical Properties of Silicon Containing
Arsenic and Boron; Phys. Rev. Vol. 96 No.1 S.28 (1954)
- MOT29 Mott N.F., Proc. Roy. Soc., A124 S.426 (1929) und A135 S.429 (1932)
zitiert nach [COR66]
- NAG85 Nagel J. : Untersuchungen an oxydpassivierten Oberflächensperr-
schichtdetektoren mit Mosaik-Konfiguration;
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1985)
- NEU66 Neuert H. : Kernphysikalische Meßverfahren;
Verlag G. Braun, Karlsruhe (1966)

- NIC82 Nicollian E. H., Brews J.R. : MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology; Wiley, New York (1982)
- LOV62 Atomnaya Energiya, 13 S.60 (1962) zitiert nach [COR66]
- SEI56 Seitz F., Koehler J.S.: Solid State Physics 2 S.307 (1959) zitiert nach [COR66]
- SIF65 Siffert P., Coche A., IEEE Trans. Nuc. Sci. NS 12 No. 1 S.284 (1965)
- SMI80 Smirnow L.S. (ED) : A Survey of Semiconductors Radiation Technique (1980)
- SNO67 Snow E.H., Grove A.S., Fitzgerald D.J. : Effects of Ionizing Radiation on Oxidized Silicon Surfaces and Planar Devices; Proc IEEE, 55, S.1168 (1967)
- SZE85 Sze S.M. : Semiconductor Devices, Physics and Technology; Wiley, New York (1985)
- THO90 Thomsen P. : Bestrahlungseffekte in Oberflächensperrschichtdetektoren und MOS-Strukturen durch Röntgenstrahlung mit mittleren Energien von 14 keV und 90 keV; Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990)
- VLI80 v. Lint V.A.J. : Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials; Vol.I Wiley, New York (1980)
- WAT65 Watkins G.D. : Radiation Damage in Semiconductors; Academic Press, New York (1965) zitiert nach [BRA89]
- WUN86 Wunstorf R. : Untersuchungen zur Diodencharakteristik von Si-Oberflächensperrschichtdetektoren; Staatsexamensarbeit, Universität Hamburg (1986)
- ZAI66 Zaininger K. H. : Irradiation of MIS Capacitors with High Energy Electrons; IEEE Trans. Nuc. Sci. NS 13 No. 6 S.237 (1966)

DANKSAGUNG

Für die interessante Aufgabenstellung und richtungsweisende Diskussionen möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Lindström und Herrn Dr. Fretwurst bedanken.

Bei allen Mitgliedern der Gruppe Nukleare Meßtechnik bedanke ich mich für die Hilfsbereitschaft und Unterstützung, für die technische insbesondere bei Herrn Uwe Pein und Herrn Harald Schatz.

Mein besonders herzlicher Dank für eine unerwartet engagierte Betreuung gilt Frau Renate Wunstorf.

Für die Unterstützung während der Einarbeitungszeit möchte ich Herrn Ecco Grieger danken.

Herrn Martin Benkert sei gedankt für zahlreiche Diskussionen über Physik und anderes. Mein Dank gilt auch der Firma TST, die freundlicherweise ihr Dynamitron für die Bestrahlungsexperimente zur Verfügung stellte.

Zum Abschluß möchte ich meinen Eltern danken, mir die Ausbildung ermöglicht zu haben, die durch diese Arbeit abgeschlossen werden soll.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel erstellt zu haben.

Hamburg, am 1. März 1991

Torsten Schulz