

114  
-----  
1228

**Bestrahlungseffekte in Oberflächensperrschichtdetektoren  
und MOS-Strukturen durch Röntgenstrahlung  
mit mittleren Energien von 14 keV und 90 keV**

Bibliothek der  
Physikalischen Institute  
Jungiusstraße 9, D-2000 Hamburg 36

Experimentell-physikalische Diplomarbeit des Fachbereiches Physik  
am I. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Peter Thomsen

Hamburg im September 1990

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1 - 1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen des Oberflächensperrschichtdetektors und der MOS-Struktur</b>	<b>2 - 1</b>
2.1	Oberflächensperrschichtdetektor	2 - 1
2.2	MOS-Struktur	2 - 10
<b>3</b>	<b>Elektromagnetische Strahlung und ihre Wechselwirkung mit Materie</b>	<b>3 - 1</b>
3.1	Quellen der elektromagnetischen Strahlung im Röntgenbereich	3 - 1
3.2	Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung mit Materie	3 - 6
<b>4</b>	<b>Durchführung der Bestrahlungsexperimente</b>	<b>4 - 1</b>
4.1	Zielsetzung der Experimente	4 - 1
4.2	Beschreibung der Bestrahlungsaufbauten	4 - 2
4.3	Meßaufbau	4 - 4
4.4	Dosimetrie	4 - 6
<b>5</b>	<b>Experimentelle Resultate und Diskussion</b>	<b>5 - 1</b>
5.1	Messungen an Oberflächensperrschichtdetektoren	5 - 1
5.2	Messungen an MOS-Strukturen	5 - 29
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>6 - 1</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>7 - 1</b>
7.1	Übersicht der charakteristischen Werte der Oberflächensperrschichtdetektoren	7 - 1
7.2	Übersicht der charakteristischen Werte der MOS-Strukturen	7 - 2
<b>8</b>	<b>Verzeichnis der verwendeten Literatur</b>	<b>8 - 1</b>

## 1 Einleitung

Neben den traditionellen Einsatzpunkten von Halbleiterdetektoren auf dem Gebiet der Kernphysik (Kernspektroskopie) finden sie in den letzten Jahren verstärkt ihre Anwendungen in Hochenergie-Experimenten. Dort erfüllen sie die Forderung nach guter Energie- und Ortsauflösung, schneller Verarbeitung hoher Meßraten und kompakter Bauweise.

Für den in Bau befindlichen Speicherring HERA in Hamburg ist ein mit Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren bestücktes Plug-Kalorimeter vorgesehen, dessen Entwicklung und Bau von der Gruppe "Nukleare Meßtechnik" im Rahmen der H1-Kollaboration übernommen wurde. Für diese Aufgaben sind verschiedene Arbeiten auf dem Gebiet der Detektorentwicklung [NAG 85], [WUN 86], [ZIN 87], der Kalorimetrie [BOR 87], [BOR 88] und der Strahlenschädigung [HER 89], [ROL 89] durchgeführt worden.

Da das H1-Experiment eine kompakte Bauweise des Kalorimeters erfordert, werden im Bezug auf den Detektorbau neue Technologien eingesetzt. Von der früheren Verfahren, dem Bau von epoxydharzpassivierten Detektoren auf Keramikringen ("standard advanced process"), ist dazu übergegangen worden, die Detektoren mit einer dünnen Oxydschicht zur Randpassivierung zu versehen (Planartechnologie). Die Vorteile sind eine bessere Flächen- und Raumausnutzung. Darüberhinaus sind die Sperrströme der oxydpassivierten Detektoren wesentlich niedriger als diejenigen der nach der herkömmlichen Methode hergestellten Oberflächensperrschichtdetektoren. Der geringere Strom führt zu einer verbesserten Energieauflösung und niedrigerem Rauschen. Mit der früheren Technologie war es nicht möglich, Detektoren herzustellen, die eine ausreichende Ortsauflösung für Hochenergieexperimente besaßen [LIN 87].

Neben den eingangs beschriebenen Eigenschaften, die für den Detektor in Hochenergie-Experimenten erforderlich sind, müssen Veränderungen berücksichtigt werden, die aufgrund der Strahlenbelastung während des Experiments auftreten. Zu diesen Belastungen gehören einerseits die nachzuweisenden Teilchen selbst, die auftretende Streustrahlung durch einfallende und gestreute Teilchen sowie die Synchrotronstrahlung, die von Elektronen emittiert wird, wenn diese auf einer gekrümmten Bahn in den Wechselwirkungspunkt eingelenkt werden. Diese auftretende Röntgenstrahlung verursacht Schäden im Detektormaterial und an den Grenz- und Randschichten des Detektors, die seine Funktionstüchtigkeit mehr oder weniger stark beeinträchtigen.

Um einen ausreichend störungsfreien Betrieb des Plug-Kalorimeters und der darin befindlichen Oberflächensperrschichtdetektoren zu gewährleisten, muß bekannt sein, wie sich die Detektoren während und nach der Strahlenbelastung verhalten und ob es zu permanenten und/oder temporären Schäden im Detektor kommt. Mit diesem Wissen kann abgeschätzt werden, nach welcher Zeitspanne sich die Detektoren im Falle temporärer Schäden regeneriert haben oder im Falle von dauerhaften Schäden ausgewechselt werden müssen. Da diese Detektoren zu den teuersten Teilchennachweis-Geräten gehören und für das Plug-Kalorimeter eine große Anzahl, 672 Detektoren im vollbestückten Gerät, benötigt wird, sind die Untersuchungen zur Strahlenschädigung in bezug auf die Herstellungskosten des Kalorimeters von entscheidender Bedeutung.

Das Plug-Kalorimeter wird in einer Entfernung von fünf Metern von Wechselwirkungspunkt (extreme Vorwärtsrichtung bezüglich der Einfallrichtung der Protonen) um das Vakuumrohr herumgebaut. Die Elektronen werden bei einem Krümmungsradius von  $r = 1360$  m über eine Länge von 13.6 m mit Magnetfeldern in den Wechselwirkungspunkt eingelenkt. Dabei emittieren sie Synchrotronstrahlung mit einer kritischen Energie von  $E_c = 70$  keV. Die abgestrahlte Leistung beträgt  $P_\gamma = 9$  kW bei einem Strahlstrom vom  $I = 60$  mA und einer Elektronenenergie von  $E_e = 35$  GeV. Trotz der Abschirmung der Strahlung durch Kollimatoren wird eine Bestrahlung des Plug-Kalorimeters durch gestreute Photonen nicht verhindert [BAR 85], [H1C 86].

Die Untersuchungen der Bestrahlungseffekte, die durch Synchrotronstrahlung während des Betriebes von HERA in den Detektoren auftreten können, sind Gegenstand dieser vorliegenden Arbeit. Die Bestrahlungen wurden sowohl mit Synchrotronstrahlung der mittleren Energie  $\langle E_\gamma \rangle = 90$  keV als auch mit Röntgenstrahlung von geringerer mittlerer Energie ( $\langle E_\gamma \rangle = 14$  keV) durchgeführt. Dabei wurde der Entwicklung in der Detektorbauweise Rechnung getragen und sowohl Detektoren alter (mit Epoxydharzpassivierung und Halterung auf einem Stenanring) als auch neuer Bauart (mit Siliziumdioxidpassivierung) für die anstehenden Bestrahlungen ausgewählt. Die Randpassivierung der neuen Detektoren verhält sich wie eine MOS-Struktur. Deswegen besteht auch ein besonderes Interesse an der Untersuchung von Bestrahlungseffekten in MOS-Strukturen.

Zunächst werden die theoretischen Grundlagen des Oberflächensperrschichtdetektors und der MOS-Struktur behandelt (Kapitel 2).

Weiterhin erfolgt die Beschreibung der elektromagnetischer Strahlung im Röntgenbereich, deren Wechselwirkung mit Materie und die Auswirkungen (Defektbildung) im Silizium und an den Grenz- und Randschichten der Detektoren und MOS-Strukturen (Kapitel 3).

Das nachfolgende Kapitel 4 umfaßt eine Skizzierung der Bestrahlungsexperimente, die am Röntgenteststand und an der Röntgenröhre beim HASYLAB (DESY) durchgeführt wurden und die Zielsetzung der Untersuchungen. Anschließend werden die benutzten Meßmethoden zur Sichtbarmachung der Bestrahlungseffekte vorgestellt. Als letztes werden die notwendige Dosimetrie und die daraus resultierenden Ergebnisse behandelt.

Im Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Messungen nach den Bestrahlungen vorgestellt und diskutiert. Dabei werden die Detektoren und MOS-Strukturen getrennt behandelt wegen ihrer unterschiedlichen Eigenschaften. Die Resultate werden soweit möglich mit publizierten Ergebnissen verglichen.

Den Abschluß dieser Arbeit bildet ein zusammenfassender Überblick (Kapitel 6).

## 2 Grundlagen des Oberflächensperrschichtdetektors und der MOS-Struktur

### 2.1 Oberflächensperrschichtdetektor [NEU 66], [SZE 81]

Der Halbleiterdetektor ist eine großvolumige Diode, die bei angelegter Sperrspannung zum Teilchennachweis bzw. zur Messung des Energieverlustes einfallender Teilchen benutzt wird. Im Halbleitermaterial produzieren ionisierende Teilchen ( $p$ ,  $e$ ,  $\alpha$ , etc.) entlang ihrer Bahn Elektron-Loch-Paare in großer Anzahl. Unter dem Einfluß des in der Verarmungszone herrschenden elektrischen Feldes werden sie in Richtung der Elektroden getrennt (Abb. 2.1). Mit Hilfe eines nachgeschalteten ladungsempfindlichen Vorverstärkers wird der entstandene Ladungsimpuls in ein Spannungssignal umgewandelt. Dessen Höhe ist proportional zur Menge der gesammelten Ladung und damit zum Energieverlust der Teilchen.

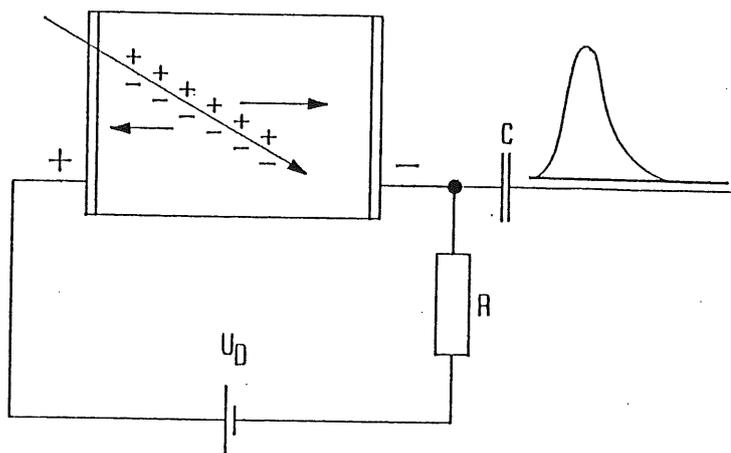


Abb. 2.1: Prinzipielle Funktionsweise eines Halbleiterdetektors

#### Aufbau der Oberflächensperrschichtdetektoren

Der erforderliche Sperrkontakt (Metall-Halbleiter-Kontakt) wird bei einem Oberflächensperrschichtdetektor durch Aufdampfen einer dünnen Metallschicht (Gold) im Vakuum auf die saubere Halbleiteroberfläche (Silizium, n-leitend) erreicht. Die nachfolgende Sauerstoffadsorption erhöht die Dichte der vorhandenen akzeptorartigen Oberflächenzustände, so daß eine hochdotierte Inversionsschicht (p-leitend) auf der Halbleiteroberfläche unter dem Metall entsteht. Obwohl kein p-leitendes Material vorliegt, befindet sich dort ein Sperrkontakt, der sich wie ein stark asymmetrischer p-n-Übergang verhält. Die daran anschließende Raumladungszone (Verarmungszone) dehnt sich bei einer von außen angelegten Sperrspannung in den n-leitenden Halbleiterkristall aus.

Die für die Bestrahlungsexperimente und anschließenden Untersuchungen ausgewählten Oberflächensperrschichtdetektoren sind nachfolgend abgebildet (Abb. 2.2 und 2.3). Abgesehen von der unterschiedlichen Art der Randpassivierung und der damit verbundenen Halterung, die sich durch die Entwicklung in der Detektorherstellung ergeben hatte, besitzen sie im Prinzip denselben Aufbau.

Für die ersten Bestrahlungen an der Synchrotronstrahlungsquelle wurden im Labor schon vorhandene Detektoren ausgesucht, die mit der für den Einsatz in kernphysikalischen Experimenten bewährten Methode ("standard advanced process") hergestellt worden waren. Die Detektoren sind mit einem speziellen Epoxydharz in einen Keramikring (Stenan) eingeklebt worden. Anschließend erfolgte die Bedampfung der einen Seite mit Gold zur Ausbildung des Sperrkontaktes und der anderen Seite mit Aluminium für den ohmschen Rückkontakt. Am Detektorrand wird eine Passivierung bestehend aus der Schichtung Gold-Epoxydharz-Silizium erreicht, deren elektrische Einflüsse jedoch nicht genau voraussehbar sind. Die genauen Prozeßschritte für die

Herstellung dieser Detektoren sind bei Wunstorf [WUN 86] beschrieben.

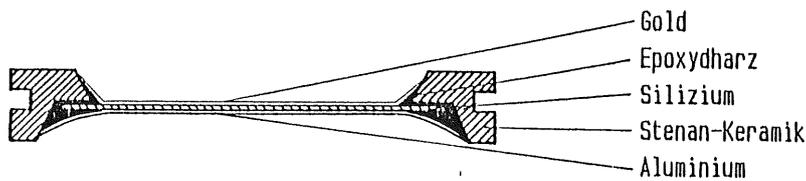


Abb. 2.2: Oberflächensperrschichtdetektor ("standard advanced process") mit Epoxydharzpassivierung (Schnittzeichnung)

Die Untersuchungen vor und nach den Bestrahlungen an der Röntgenröhre wurden mit Oberflächensperrschichtdetektoren angestellt, deren Randpassivierung aus Siliziumdioxid besteht. Diese Weiterentwicklung in der Detektorherstellung und der Untersuchung der Bestrahlungseffekte begründet sich in dem Vorhaben, diese Art von Detektoren (in größeren Dimensionen) in großer Anzahl im Plug-Kalorimeter des H1-Experimentes bei HERA einzusetzen. Die Herstellung ist ähnlich wie diejenige der erstbeschriebenen Detektoren, allerdings kombiniert mit der Planartechnologie [LIN 87], welche ausführlich bei Nagel [NAG 85] beschrieben ist ("planar process"). Diese Detektoren sind auf einer Aluminiumoxydscheibe ( $Al_2O_3$ ) mit Epoxydharz aufgeklebt. Das Harz berührt nicht das empfindliche Grundmaterial (Silizium) des Detektors, sondern nur die passive Oxydschicht (s. Abb. 2.3b). Es ist also kein nachteiliger Einfluß durch das Epoxydharz im elektrischen Verhalten des Detektors zu erwarten.

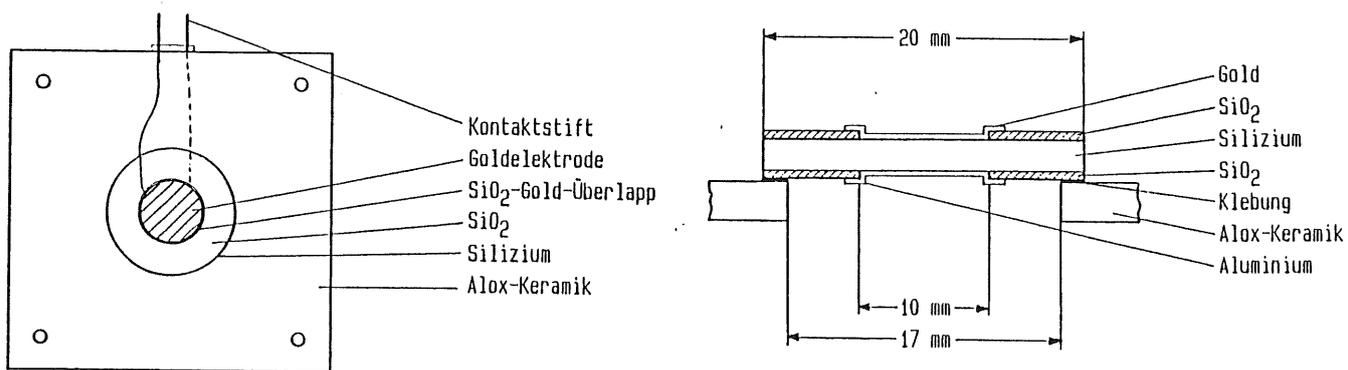


Abb. 2.3: Oberflächensperrschichtdetektor ("planar process") mit Siliziumdioxidpassivierung (a: Aufsicht, b: Schnittzeichnung)

Ein Vorteil gegenüber den epoxydpassivierten Detektoren ist die kontrollierbare Passivierung des Detektorrandes, da Fläche, Dicke und die Art des Oxydes hinreichend genau bekannt sind. Weiterhin wird durch die kombinierte Planartechnologie eine reproduzierbare Fläche des Gold-Silizium-überganges gewährleistet. Die Detektoren besitzen eine über den Durchmesser homogene Dicke, und mit der geringen Ausdehnung der Randzone wird eine gute Raum- und Flächenausnutzung beim Einbau der oxydpassivierten Oberflächensperrschichtdetektoren in einem Kalorimeter garantiert.

Die wichtigsten Komponenten und Zahlenwerte der untersuchten Oberflächensperrschichtdetektoren sind in einer Tabelle (Kap. 7.1) zusammengestellt.

## Metall-Halbleiter-Kontakt

Beim Aufbringen von Metall auf die Halbleiteroberfläche bildet sich im Halbleiter an der Grenze zum Metall eine Potentialbarriere aus. Sie bestimmt den sperrenden Charakter des Metall-Halbleiter-Kontaktes. Die am Detektor anliegende Spannung beeinflusst die Höhe der Barriere und damit den Stromfluß. Ohne äußere Spannung wird sie sowohl durch die Differenz der Austrittsarbeiten der Elektronen aus dem Metall und dem Halbleiter als auch durch die Dichte der akzeptorartigen Oberflächenzustände bestimmt. Darüberhinaus kommt es durch die anliegende Sperrspannung zu einer Absenkung des Potentialwalls aufgrund des Schottky-Effektes.

Für die Beschreibung der Barrierenhöhe am Metall-Halbleiter-Kontakt und deren Abhängigkeiten wird ein Modell mit folgenden Voraussetzungen angenommen:

- Der Kontakt zwischen Metall und Halbleiter erfolgt über eine Zwischenschicht von einatomarer Ausdehnung. Diese Schicht ist transparent für Elektronen.
- Die Oberflächenzustände sind allein eine Eigenschaft des Halbleiters und vom Metall unabhängig.

In der Abbildung 2.4 ist das Energiebandschema des Metall-n-Silizium-Kontaktes dargestellt.

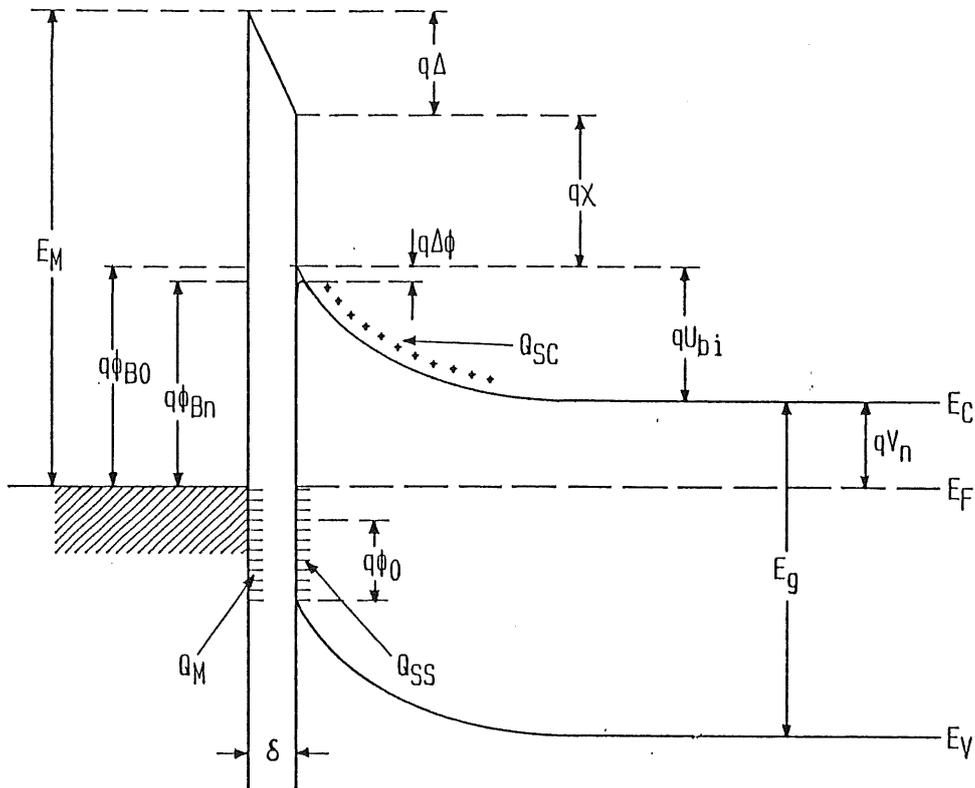


Abb. 2.4: Detaillierte Darstellung des Metall-n-Silizium-Kontaktes mit einer Zwischenschicht

Erläuterung der in Abbildung 2.4 und nachfolgend verwendeten Größen:

- $E_V, E_C$ : Valenz- bzw. Leitungsbandkante
- $E_g$ : Größe der Bandlücke:  $E_g = E_C - E_V - 1.21 \text{ eV} - 4.15 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K} \cdot T[\text{K}]$  [WOL 69]
- $E_F$ : Fermi-niveau im Silizium
- $qV_n$ : Energiedifferenz zwischen Leitungsbandkante und Fermi-niveau

- $E_M$  : Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Metall:  $E_M = 5.1 \text{ eV (Au)}$  [SZE 81]
- $\phi_{Bn}$  : Höhe des Metall-Halbleiter-Barriere
- $\phi_{B0}$  : asymptotischer Wert für  $\phi_{Bn}$  (für  $\vec{E} \rightarrow 0$ )
- $\phi_0$  : Energieniveau an der Oberfläche
- $\Delta\phi$  : Barrierenabsenkung aufgrund des Schottky-Effektes
- $\Delta$  : Potential über der Zwischenschicht
- $\chi_s$  : Elektronenaffinität des Siliziums:  $\chi_s = 4.01 \text{ eV}$  [GOB 74]
- $U_{bi}$  : "Diffusionsspannung" (Built-In-Voltage)
- $Q_{SC}$  : Raumladungsdichte im Silizium
- $Q_{SS}$  : Flächenladungsdichte auf der Siliziumoberfläche
- $Q_M$  : Flächenladungsdichte auf der Metalloberfläche
- $\delta$  : Dicke der Zwischenschicht

Die Flächenladungsdichte der Oberflächenzustände mit konstanter Zustandsdichte  $D_{SS}$  ist gegeben durch:

$$Q_{SS} = -q \cdot D_{SS} \cdot (E_g - q\phi_0 - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi) \quad (2.1)$$

Die in der Gleichung 2.1 angegebene Energiedifferenz bezeichnet die Differenz zwischen Fermienergie und  $q\phi_0$ . Vor dem Kontakt des Halbleiters mit dem Metall fällt  $q\phi_0$  mit  $E_F$  zusammen.

Die Raumladungsdichte im Silizium, die sich in der Verarmungszone im thermischen Gleichgewicht ausbildet, berechnet sich zu:

$$Q_{SC} = [2 \cdot q \cdot \epsilon_s \cdot N_D \cdot (\phi_{Bn} - V_n + \Delta\phi - kT/q)]^{1/2} \quad (2.2)$$

Dabei ist  $\epsilon_s$  die Dielektrizitätskonstante des Siliziums mit  $\epsilon_s = 11.75 \cdot \epsilon_0$  [WOL 69] und  $N_D$  die Dotierkonzentration des Siliziums.

Wegen der Ladungsneutralität am Metall-Halbleiter-Kontakt ist die Ladungsdichte auf der Metalloberfläche  $Q_M$ , wenn keine Ladungen in der Zwischenschicht vorhanden sind:

$$Q_M = -(Q_{SC} + Q_{SS}) \quad (2.3)$$

Das Potential über die Zwischenschicht ergibt sich aus dem Gaußschen Satz mit der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_1$ . Von S. M. Sze [SZE 81] wird ein Wert der Größe  $\epsilon_1 = \epsilon_0$  angegeben.

$$\Delta = \frac{-\delta \cdot Q_M}{\epsilon_1} \quad (2.4)$$

Aus dem Bandschema (s. Abb. 2.4) folgt für  $\Delta$ :

$$\Delta = E_M/q - (\chi_s + \phi_{Bn} + \Delta\phi) \quad (2.5)$$

Gleichsetzen der beiden Beziehungen 2.4 und 2.5 und die Substitution von  $Q_M$  ergibt:

$$(E_M/q - \chi_s) - (\phi_{Bn} + \Delta\phi) = \left[ \frac{2 \cdot q \cdot \epsilon_s \cdot N_D \cdot \delta^2}{\epsilon_1} \right]^{1/2} \cdot (\phi_{Bn} - V_n + \Delta\phi - kT/q) - \frac{q \cdot D_{SS} \cdot \delta}{\epsilon_1} \cdot (E_g - q\phi_0 - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi) \quad (2.6)$$

Auflösen nach  $\phi_{Bn}$  ergibt eine Beziehung für die Barrierenhöhe, wobei quadratische Terme in  $\delta$  und  $\epsilon_1$  vernachlässigbar sind:

$$\phi_{Bn} = c_2 \cdot (E_M/q - \chi_s) + (1 - c_2) \cdot (E_g/q - \phi_0) = E_M/q \cdot c_2 + c_3 \quad (2.7)$$

mit

$$c_2 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 + q^2 \cdot \delta \cdot D_{SS}} \quad (2.8)$$

Die Barrierenhöhe  $\phi_{bn}$  ist neben materialspezifischen Größen abhängig von zwei weiteren Parametern, der Zustandsdichte  $D_{ss}$  und dem Energieniveau  $\phi_0$ , bis zu dem bei Ladungsneutralität die Oberflächenzustände im thermischen Gleichgewicht gefüllt sind.

Die Größen  $c_2$  und  $c_3$  können experimentell ermittelt werden. Daraus kann die Oberflächenzustandsdichte  $D_{ss}$  bestimmt werden und mit Kenntnis von  $\chi_s$  die Energie  $\phi_0$ :

$$D_{ss} = \frac{(1 - c_2) \cdot \epsilon_1}{\delta \cdot q^2 \cdot c_2} \quad (2.9)$$

$$\phi_0 = E_g/q - \frac{c_2 \cdot \chi_s + c_3 + \Delta\phi}{1 - c_2} \quad (2.10)$$

Experimentell ermittelte Werte für die Koeffizienten  $c_2$ ,  $c_3$  des Gold-n-Silizium-Kontaktes betragen nach [SZE 81]:

$$c_2 = -0.27 \pm 0.05$$

$$c_3 = -0.55 \text{ V} \pm 0.22 \text{ V}$$

Die Barrierenhöhe  $\phi_{bn}$  hat einen erheblichen Einfluß auf die Größe des Stroms, der durch den Oberflächensperrschichtdetektor fließt, da durch eine äußere Sperrspannung die Höhe des Potentialwalls verändert wird. Außerdem wirkt sich jede Veränderung, sei es eine Vermehrung bzw. Verminderung der Oberflächenzustände  $D_{ss}$  oder eine Absenkung bzw. Erhöhung der Energie  $\phi_0$  auf die Barrierhöhe  $\phi_{bn}$  aus und beeinflusst damit den sperrenden Charakter des Metall-Halbleiter-Kontaktes.

### Sperrstrom

Trotz der gleichrichtenden Wirkung des Metall-Halbleiter-Kontaktes fließt in Sperrichtung ein geringer Strom  $I$ . Er beeinflusst die Qualität des Detektors nachteilig, da er die Ursache für das Rauschen ist und begrenzt die Energieauflösung beim Teilchennachweis (wichtig für kernphysikalische Experimente). Bei Betrieb mehrerer Detektoren in einem Kalorimeter addieren sich die Rauschpegel der einzelnen Detektoren quadratisch zu einem gesamten, der zu einem erheblichen Störfaktor anwachsen und eine Kühlung erforderlich machen kann. Darüberhinaus ist der Stromfluß für die Spannungsfestigkeit des Detektors von entscheidender Bedeutung. Durch spezielle Prozeßschritte bei der Herstellung der Detektoren und durch nachfolgende Behandlungen wird versucht, diesen Stromfluß so gering wie möglich halten.

Der Sperrstrom wird durch folgende grundlegende Prozesse verursacht:

- 1) Transport von Elektronen über die Potentialbarriere (Barrierenstrom). Dieser Anteil ist bedeutsam bei Halbleitern mit einer Donatorkonzentration von  $N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .
- 2) Generations-Rekombinations-Prozesse in der Verarmungszone (Volumengenerationsstrom) und an der Randzone (Randgenerationsstrom). Deren Ursachen sind identisch mit denen beim p-n-Übergang.

#### a) Barrierenstrom:

Die Beschreibung des Barrierenstroms  $I_{SB}$  erfolgt mit Hilfe der "Thermionischen Emissions-Diffusions-Theorie". Nach Sze [SZE 81] beträgt dieser Stromanteil bei der angelegten Detektorspannung  $U_D$ :

$$I_{SB} = I_s \cdot [\exp(q \cdot U_D / kT) - 1] \quad (2.11)$$

mit dem Sättigungsstrom

$$I_s = A^{**} \cdot T^2 \cdot A \cdot \exp(-q\phi_{bn} / kT) \quad (2.12)$$

und der effektiven Richardson-Konstante  $A^{**}$ . Von Sze [SZE 81] wird ein mittlerer Wert für  $A^{**}$  mit  $\langle A^{**} \rangle = 110 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  angegeben. Die Größe  $A$  bezeichnet die Fläche des Gold-Silizium-Kontaktes.

Außer der starken Temperaturabhängigkeit wird der Sättigungsstrom  $I_s$  wegen des Exponentialterms erheblich von der Barrierenhöhe  $\phi_{bn}$  beeinflusst. Der Barrierenstrom  $I_{sb}$  ist für  $q \cdot U_D / kT \leq 3$  stark abhängig von der angelegten Spannung  $U_D$ . Oberhalb von  $q \cdot U_D / kT = 3$  entspricht dieser dem Sättigungsstrom  $I_s$ .

b) Volumengenerationsstrom:

Innerhalb der Raumladungszone werden Ladungsträger erzeugt, deren Anzahl proportional zur Größe des Sperrzonenvolumens  $V = x_D \cdot A$  ist. Diese Ladungsträger liefern den Volumenstrom  $I_V$ . Nach Sah, Noyce & Shockley [SAH 56] beträgt er:

$$I_V = \frac{n_i \cdot q \cdot A \cdot x_D}{2 \cdot \tau_p} \quad (2.13)$$

$n_i$  : intrinsische Ladungsträgerkonzentration mit

$$n_i = [1.5 \cdot 10^{23} \cdot T^3 \cdot \exp(-1.21 \text{ eV} \cdot q/kT)]^{1/2} \text{ [cm}^{-3}\text{]} \text{ nach [BER 68]} \quad (2.14)$$

$\tau_p$  : Lebensdauer der Minoritätsladungsträger ( $\tau_p = 1 \dots 4$  ms nach Herstellerangabe)

Die Tiefe der Raumladungszone  $x_D$  ist proportional zur Wurzel aus  $U_D$  (s. Gl. 2.22). Es gilt somit für den Volumengenerationsstrom  $I_V$  folgende Spannungsabhängigkeit:

$$I_V = \frac{n_i \cdot A}{2 \cdot \tau_p} \cdot \left( \frac{q \cdot \epsilon_s}{N_D} \right)^{1/2} \cdot U_D^{1/2} \quad (2.15)$$

c) Randgenerationsstrom:

Die Ursache dieses Stromes sind die unter den isolierenden Randschichten vorhandenen Grenzflächenzustände  $D_r$ , die als Ladungsträgergenerationszentren wirken. Wegen der lateralen Ausweitung der Verarmungszone unter die Randzone tragen die dort generierten Ladungsträger zum Strom bei. Der Randgenerationsstrom  $I_R$  liefert zum Sperrstrom den größten Beitrag. Bei bekannter Ladungsträgergenerationsrate  $G_r$  und Fläche der Randpassivierung  $A_r$  kann dieser Strombeitrag  $I_R$  bestimmt werden:

$$I_R = q \cdot A_r \cdot G_r \quad (2.16)$$

Unter der Voraussetzung, daß die Grenzflächenzustände mit der Dichte  $D_r$  homogen über die Bandlücke verteilt sind, gilt für die Generationsrate  $G_r$  folgende Beziehung:

$$G_r = \sigma \cdot \langle v_{th} \rangle \cdot n_i \cdot \pi \cdot kT \cdot D_r \quad (2.17)$$

$\sigma$  : mittlerer Wirkungsquerschnitt für den Einfang von Elektronen und Löcher mit

$$\sigma = 0.5 \cdot (\sigma_p \cdot \sigma_n)^{1/2} \text{ und } \sigma = 10^{-15} \dots 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ bei } T = 300 \text{ K [NIC 82]}$$

$\langle v_{th} \rangle$  : mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen und Löcher mit

$$\langle v_{th} \rangle = 10^7 \text{ cm/s bei } T = 300 \text{ K [SPE 65].}$$

Die Grenzflächenzustandsdichte  $D_r$  kann aus dem Randstrom nicht exakt angegeben werden, da die Generationsrate  $G_r$  von Größen ( $\langle v_{th} \rangle$ ,  $\sigma$ ) abhängt, deren Werte bei konstanter Temperatur über einen weiten Bereich streuen. Stattdessen wird die Generations-Rekombinations-Geschwindigkeit  $S$  aus dem Strom  $I_R$  bestimmt:

$$I_R = q \cdot A_r \cdot n_i \cdot S \quad (2.18)$$

Hinsichtlich der Natur des Randgenerationsstromes müssen die Detektoren aufgrund ihrer Randpassivierung unterschieden werden.

Der Grenzflächengenerationsstrom  $I_R$  ist im Falle der epoxydpassivierten Detektoren nicht exakt bestimmbar, da es keine Kenntnisse über die Generationsrate der Zustände an der Epoxyd-Silizium-Grenzschicht gibt und die Größe der Randfläche nicht genau bekannt ist.

Bei den Detektoren mit dem Oxydrand ist das Auftreten des Randgenerationsstromes (Oxydstrom  $I_{ox}$ ) ist von der angelegten Spannung abhängig, da nur dann die Grenzflächenzustände  $D_r$  zur Ladungsträgergeneration beitragen, wenn sich die Raumladungszone ab einer bestimmten Spannung, der Flachbandspannung  $U_{FB}$ ,

unter das Oxyd ausdehnt (Abb. 2.5). Bei einer Sperrspannung  $U_D < U_{FB}$  akkumulieren aufgrund der donatorartigen Grenzflächenzustände die Elektronen an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze. Die Ausdehnung der Verarmungszone unter das Oxyd wird durch die Ladungsträgerakkumulation verhindert. Der Oxydstromanteil  $I_{OX}$  ist Null. Bei steigender Sperrspannung wird über den Flachbandfall der Zustand der Verarmung unter dem Oxyd erreicht (vgl. Kap. 2.2, S. 2 - 13 ff). Der Oxydstrom  $I_{OX}$  steigt beim Überschreiten der Flachbandspannung  $U_{FB}$  sprunghaft von  $I_{OX} = 0$  auf einen konstanten Wert an (Abb. 2.6). Seine Größe ist nur von der Dichte der Grenzflächenzustände  $D_k$  und der Temperatur  $T$  abhängig (s. Gl. 2.17 und 2.18).

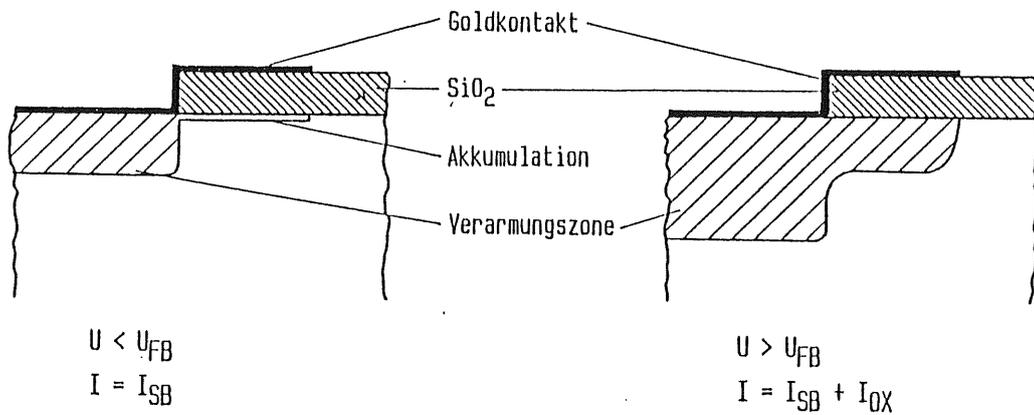


Abb. 2.5: Ausdehnung der Verarmungszone unter die Oxydrandzone bei Überschreiten der Flachbandspannung  $U_{FB}$ . Zum Oxydstrom  $I_{OX}$  tragen die an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze generierten Ladungsträger, die bei Spannungen  $U > U_{FB}$  in die Raumladungszone gelangen.

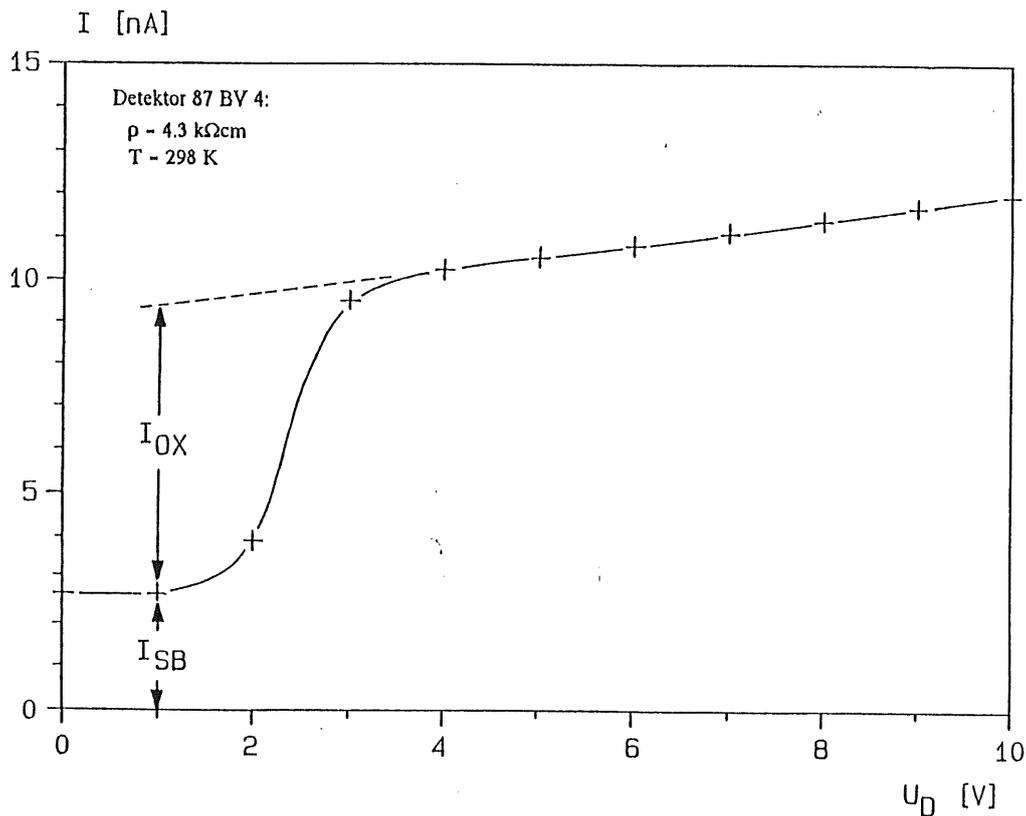


Abb. 2.6: I-V-Charakteristik eines oxydpassivierten Detektors mit dem sprunghafte Anstieg des Sperrstromes um  $I_{OX}$  nach dem Überschreiten der Flachbandspannung  $U_{FB}$

d) gesamter Sperrstrom:

Der Gesamtsperrstrom  $I$  ist die Summe der oben beschriebenen Anteile, und zwar für den Detektor nach dem:

$$1) \text{ "advanced standard process" : } \quad I = I_V + I_{SB} + I_R \quad (2.19)$$

$$2) \text{ "planar process" : } \quad U_D < U_{FB} : I = I_V + I_{SB} \quad (2.20)$$

$$U_D > U_{FB} : I = I_V + I_{SB} + I_{OX} \quad (2.21)$$

### Sperrschicht und Kapazität

Die Ausdehnung der Verarmungszone in den n-leitenden Bereich des Oberflächensperrschichtdetektors hängt von der Größe der angelegten Sperrspannung  $U_D$  ab. Schon bei  $U_D = 0$  V existiert eine dünne Sperrschicht aufgrund der Potentialbarriere am Metall-Halbleiter-Kontakt.

Im einfachsten Fall kann die Spannungsabhängigkeit der Verarmungszonentiefe mit einem eindimensionalen Kastenmodell beschrieben werden. Die Ladungsdichte  $\rho$  in der Verarmungszone des n-leitenden Siliziums sei konstant, da alle Donatoren der Dichte  $N_D$  ionisiert sind. Außerhalb der Raumladungszone sei sie Null.

Die zweifache Integration der Poisson-Gleichung ergibt mit den obigen Randbedingungen die Tiefe der Verarmungszone  $x_D$ :

$$x_D = \left[ \frac{2 \cdot \epsilon_s \cdot (U_D + U_{Bl})}{q \cdot N_D} \right]^{1/2} \quad (2.22)$$

Die "Diffusionsspannung"  $U_{Bl}$  ist von der Größenordnung  $U_{Bl} = 0.3 \dots 0.5$  V.

Die Verarmungszone dehnt sich maximal bis an den Rückkontakt aus ( $x_D = D$ ). Die dann anliegende Spannung heißt "Spannung für vollständige Verarmung"  $U_{D_{epi}}$ . Sie ist groß gegen die "Diffusionsspannung" ( $U_{D_{epi}} \gg U_{Bl}$ ):

$$U_{D_{epi}} = \frac{q \cdot N_D \cdot D^2}{2 \cdot \epsilon_s} \quad (2.23)$$

Die "Spannung für vollständige Verarmung"  $U_{D_{epi}}$  ist nur von der Dotierung des Halbleitermaterials abhängig, so daß sich aus der Größe von  $U_{D_{epi}}$  die Donatorkonzentration  $N_D$  und über diese der spezifische Widerstand  $\rho$  des Halbleitermaterials bestimmen läßt:

$$\rho = \frac{1}{q \cdot N_D \cdot \mu_n} \quad (2.24)$$

Für die Beweglichkeit  $\mu_n$  der Elektronen im Silizium gilt nach [LUD 56]:

$$\mu_n = 2.1 \cdot 10^9 \cdot (T[K])^{-2.5} \text{ [cm}^2/\text{Vs}] \quad (2.25)$$

Mit der Sperrschichttiefe  $x_D$  ist die Kapazität des Oberflächensperrschichtdetektors  $C_D$  verknüpft, die mit Hilfe einer Hochfrequenzmessung bestimmt wird. Bei diesem Verfahren wird die dynamische Kapazität der Raumladungszone ermittelt:

$$C_D = \frac{dQ_{sc}}{dU_D} \quad (2.26)$$

Dazu wird der angelegten Sperrspannung  $U_D$  eine hochfrequente Wechselspannung  $dU$  kleiner Amplitude überlagert. Wenn angenommen wird, daß sich der Metall-Halbleiter-Kontakt wie ein asymmetrischer, abrupter p-n-Übergang verhält, verursacht die Wechselspannung an den Rändern der Raumladungszone eine Ladungsänderung um  $dQ$  bzw.  $-dQ$ . Für das n-leitende Grundmaterial ist  $dQ$  gleich:

$$dQ = q \cdot N_D \cdot A \cdot dx_D \quad (2.27)$$

Die spannungsabhängige Sperrschichtkapazität  $C_D$  ergibt sich aus den Gleichungen 2.26, 2.27 und 2.22:

$$C_D = \left[ \frac{q \cdot N_D \cdot \epsilon_s \cdot A^2}{2 \cdot (U_D + U_{Bi})} \right]^{1/2} \quad (2.28)$$

Mit steigender Sperrspannung  $U_D$  sinkt die Kapazität des Detektors  $C_D$  auf einen Minimalwert  $C_D = C_{D_{epi}}$  ab ( $U_D = U_{D_{epi}}$ ), da die Verarmungszone den Rückkontakt erreicht. Oberhalb von  $U_{D_{epi}}$  ist der Verlauf der Sperrschichtkapazität spannungsunabhängig. Aus der Lage dieses Abknickpunktes in der  $C_D-U^{1/2}$ -Charakteristik wird die Spannung für vollständige Verarmung  $U_{D_{epi}}$  und die zugehörige Detektorkapazität  $C_{D_{epi}}$  bestimmt. Im Bereich niedriger Sperrspannungen kann mit den Kapazitätsmessungen in der Auftragung  $C^2$  gegen  $U_D$  bzw.  $(C/A)^2$  gegen  $U_D$  die "Diffusionsspannung"  $U_{Bi}$  eines Detektors durch lineare Regression bestimmt werden [WUN 86] (s. Abb. 2.7, Kurve 1). Die Bestimmung von  $U_{Bi}$  ist nur bei den epoxydpassivierten Detektoren möglich, da bei den oxydpassivierten in diesem Spannungsbereich der Oxydrand drastische spannungsabhängige Veränderungen der Kapazität aufweist. (s. Abb. 2.7, Kurve 2), so daß die Kapazität, die sich durch die Verarmungszone unter dem Gold-Silizium-übergang ergibt, nicht bestimmbar ist. Unterhalb der Flachbandspannung überwiegt der Kapazitätsanteil vom Oxydrand. Dieser Anteil sinkt bei Ansteigen der Sperrspannung, da der Zustand der Ladungsträgerakkumulation an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze in den Zustand der Verarmung übergeht, und sich die Raumladungszone auch unter das Oxyd ausdehnt (vgl. Abb. 2.5). Oberhalb von  $U_{FB}$  dominiert dann die Sperrschichtkapazität  $C_D$ . Die Tiefe der Raumladungszone und dem Oxyd besitzt dieselbe spannungsabhängigkeit wie die unter dem Gold-Silizium-Kontakt.

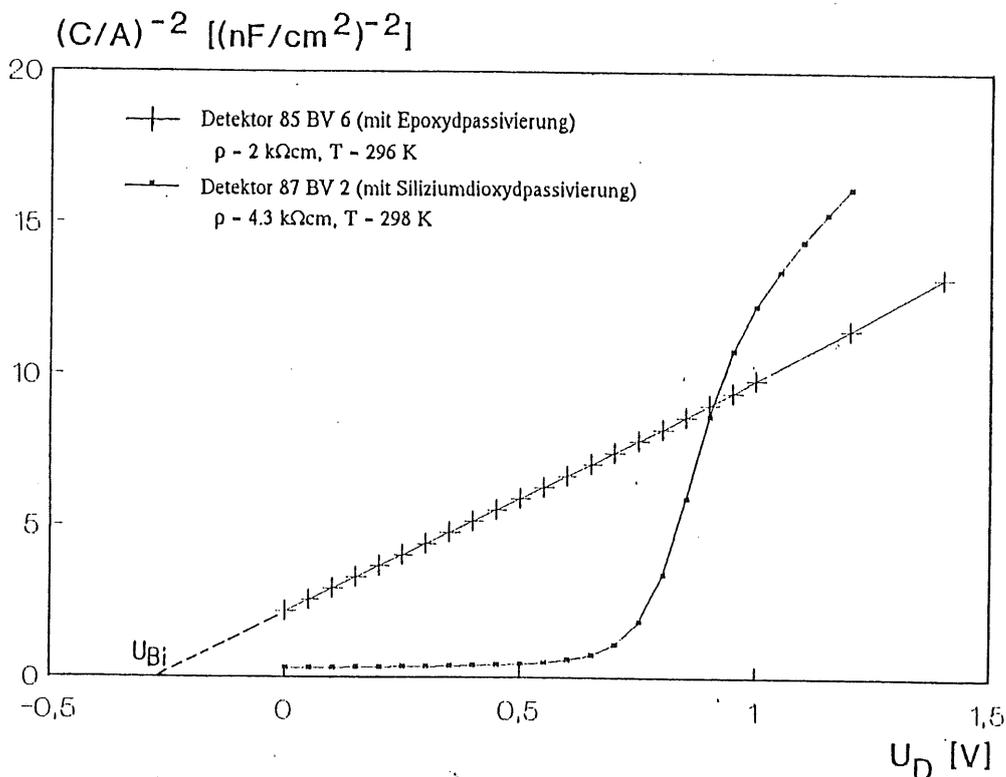


Abb. 2.7: Kapazitätscharakteristiken eines epoxydpassivierten und eines oxydpassivierten Oberflächensperrschichtdetektors im untersten Spannungsbereich (Auftragung  $(C/A)^2$  gegen  $U_D$ )

Bei den Sperrspannungen, die unterhalb von  $U_{D_{epi}}$  am Detektor mit Dicke  $D$  während der Kapazitätsmessungen anliegen, trägt das nichtverarmte Silizium zum Bahnwiderstand der Größe  $R_b$  bei, mit:

$$R_b = \rho \cdot \frac{D - x_D}{A} \quad (2.29)$$

Dieser führt zu Verfälschungen der gemessenen Kapazitätswerte  $C_m$ . Die Abschätzung nach [NAG 85] zeigt, daß der Einfluß des Bahnwiderstandes auf die gemessene Detektorkapazität  $C_m$  jedoch sehr gering ist.

Das Verhältnis der gemessenen zur tatsächlichen Detektorkapazität  $C_D$  ist:

$$\frac{C_m}{C_D} = \frac{1}{1 + (\omega C_D \cdot R_B)^2} \quad (2.30)$$

Einsetzen der Gleichungen 2.22, 2.28 in 2.30 ergibt:

$$\frac{C_m}{C_D} = \frac{1}{1 + [\omega \cdot \rho \cdot \epsilon_s \cdot (D - x_D) / x_D]^2} \quad (2.31)$$

Außer den materialspezifischen Größen ist die Verfälschung der Detektorkapazität nur von der Tiefe der Raumladungszone  $x_D$  abhängig. Mit den Werten  $\rho = 4.2 \text{ k}\Omega\text{cm}$ ,  $\omega = 2\pi \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$  und  $D = 395 \text{ }\mu\text{m}$  ergibt sich für  $x_D \geq 10 \text{ }\mu\text{m}$  ein Verhältnis von  $C_m/C_D \leq 0.9999$ . Bei der Frequenz  $\nu = 100 \text{ kHz}$  sind die Abweichungen von der Detektorkapazität  $C_D$  etwas größer ( $C_m/C_D \leq 0.9890$ ).

## 2.2 MOS-Struktur [NIC 82], [SZE 81]

Die MOS-Struktur (engl.: metal-oxide-semiconductor) besteht aus drei übereinanderliegenden Schichten:

- Halbleiter, hier Silizium (n-leitend), als Grundmaterial
- einer Isolatorschicht bestehend aus Siliziumdioxid, die entweder in trockener oder in feuchter Atmosphäre auf dem Silizium gewachsen ist
- Metallschicht (Gold), über die die Steuer- (Gatter-)spannung an die MOS-Struktur gelegt wird.

### Aufbau der MOS-Strukturen

Die Randpassivierung der Oberflächensperrschichtdetektoren, die nach der kombinierten Planartechnologie hergestellt worden waren, verhält sich elektrisch wie eine MOS-Struktur. Um den Einfluß der Röntgenstrahlung allein auf den Oxydrand zu untersuchen, wurden spezielle MOS-Strukturen bei den Untersuchungen eingesetzt. Die für die Bestrahlungen ausgewählten Strukturen sind in den nachfolgenden Abbildungen 2.8 und 2.9 dargestellt. Die nachfolgend beschriebenen Strukturen besitzen generell denselben Aufbau (s. o.). Hinsichtlich ihres Aussehens haben sie unterschiedliche Merkmale, die einer kurzen Erläuterung bedürfen.

Für die ersten Untersuchungen an der Synchrotronstrahlungsquelle wurden im Labor schon vorhandene MOS-Strukturen (MOS C-2 und MOS C-4) ausgesucht. Sie sind mit einer Guard-Ring-Konfiguration ausgestattet, die die Gesamtkapazität in eine Rand- und eine Zentrumskapazität aufteilt (s. Abb. 2.8), um den Einfluß

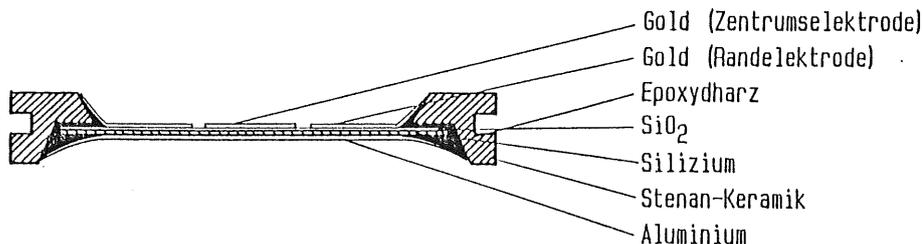


Abb. 2.8: Darstellung der MOS-Struktur mit Guardring-Elektrode (Schnittzeichnung)

von Parasitärkapazitäten gering zu halten. Die Einfassung in einen Stenanring erfolgte mit Epoxydharz. Durch diese Harzschicht im Randbereich entstehen weitere Beiträge zur Gesamtkapazität, deren Größe nicht vorausberechenbar ist. Das goldbedampfte Zentrum der Struktur besitzt einen definierten Flächeninhalt mit dem Radius  $r = 3 \text{ mm}$ . Der trennende Kreisring zwischen der Zentrums- und Randelektrode hat eine Breite von  $0.1 \text{ mm}$  und wurde durch eine spezielle Bedampfungsblende realisiert [ZIN 87].

Die weiterführenden Untersuchungen an der Röntgenröhre wurden mit MOS-Strukturen durchgeführt, die eine geringere räumliche Ausdehnung haben und dasselbe Oxyd besitzen wie die zeitgleich untersuchten Oberflächensperrschichtdetektoren. Diese Strukturen besitzen im Gegensatz zu denjenigen der vorangegangenen Untersuchungen mit Synchrotronstrahlung keine Guard-Ring-Konfiguration. Sie sind in mehrfacher Ausführung zusammen auf einer Siliziumscheibe aufgebracht. Wegen einer einheitlichen Bedampfungsblende haben alle MOS-Strukturen eine definierte Fläche. Wie bei den oxydpassivierten Detektoren ist die Siliziumscheibe mit speziellem Epoxydharz auf eine Aluminiumoxydscheibe geklebt worden. In der nachfolgenden Abbildung 2.9 ist eine Siliziumscheibe mit fünf Strukturen sowie die schematische Schnittzeichnung dargestellt. Die Namenskonvention der MOS-Strukturen ist folgendermaßen: die Siliziumscheiben mit den Strukturen heißen "87 MOS 1" und "87 MOS 2". Die einzelnen Strukturen besitzen im Namen das Suffix "-n" mit  $n = 1, 2, 3, 4, 5$ .

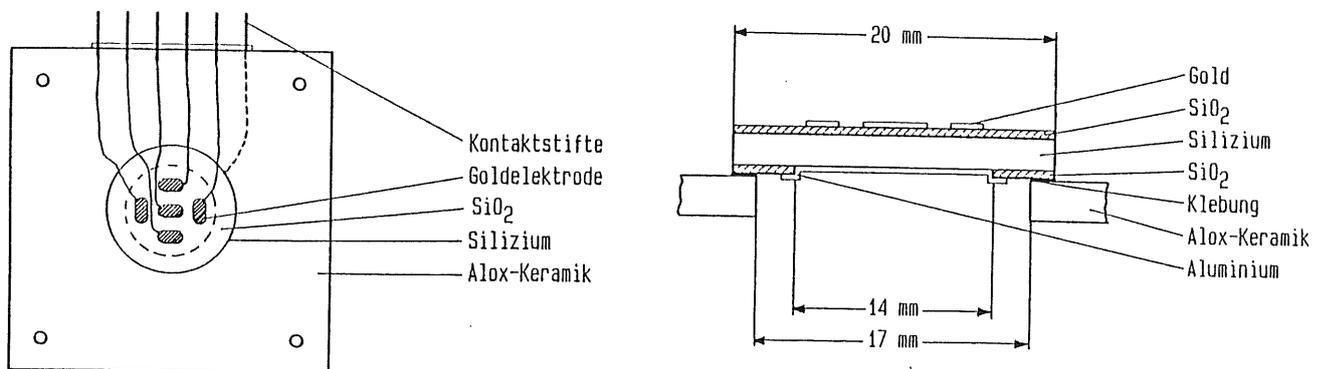


Abb. 2.9: Die MOS-Strukturen auf einer Siliziumscheibe, (a: Aufsicht, b: Schnittzeichnung)

Bei allen untersuchten Strukturen ist eine Aluminiumschicht als gemeinsamer Rückkontakt aufgedampft worden. Die wichtigsten Komponenten und Zahlenwerte sind in einer Tabelle (Kap. 7.2) zusammengestellt.

### MOS-Kontakt im Bändermodell

Die weitere Beschreibung erfolgt anhand eines idealisierten Modells für einen MOS-Kontakt, welches folgende Annahmen macht:

- 1) Die Dicke des Siliziums (n-leitend) sei groß gegen die Oxyd- und Metaldicke.
- 2) Es finde bei angelegter Gleichspannung kein Ladungstransport durch das Oxyd statt.
- 3) Es existieren bei angelegter Gatterspannung  $U_G$  nur Ladungsträger in der Raumladungszone des Halbleiters und auf der Metalloberfläche.

Die Abbildung 2.10 zeigt den MOS-Kontakt im Bändermodell bei angelegter Gatterspannung  $U_G$ , wobei gleichzeitig die nachfolgend verwendeten Größen festgelegt werden.

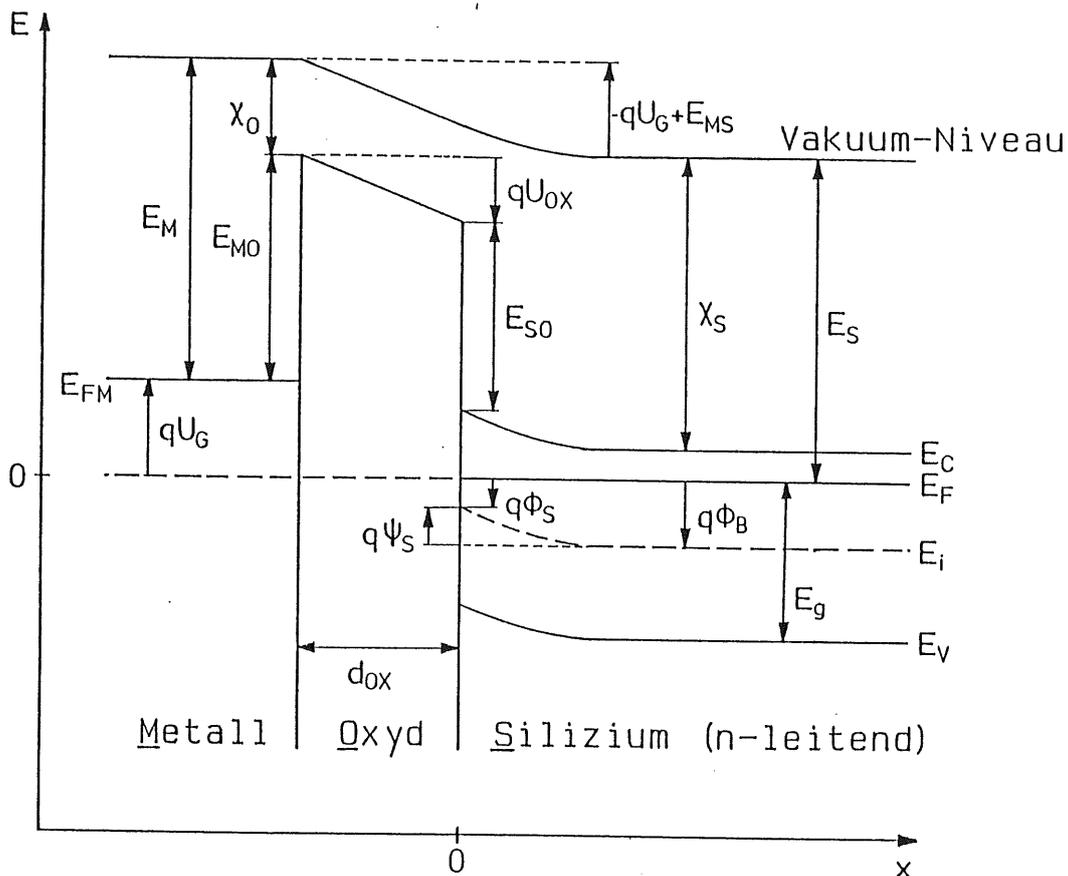


Abb. 2.10: Der Metall-Oxyd-n-Silizium-Kontakt im Bändermodell [GÖT 73]

Erläuterung der in Abbildung 2.10 benutzten Größen (siehe auch S. 2 -3 und 2 - 4):

- $E_{FM}$  : Fermi-niveau im Metall
- $\phi(x)$  : ortsabhängiges Potential; per def.:  $\phi(x) = (E_i(x) - E_p) / q$
- $\phi_s$  : Oberflächenpotential:  $\phi_s = \phi(x = 0)$
- $\phi_B$  : Bulkpotential:  $\phi_B = \phi(x \rightarrow \infty)$  mit  $\phi_B = -(kT/q) \cdot \ln(N_D/n_i)$  (2.32)
- $\psi_s$  : Bandkrümmung an der Oberfläche:  $\psi_s = \phi_B - \phi_s$
- $U_{ox}$  : Potentialdifferenz ("Spannungsabfall") über dem Oxyd
- $U_G$  : angelegte Steuerspannung (Gatterspannung)
- $E_s$  : Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Silizium
- $E_{MS}$  : Differenz der Austrittsarbeiten:  $E_{MS} = E_M - E_s$
- $E_{MO}, E_{SO}$  : Barrierenhöhen bezüglich des Oxydes:  $E_{MO} = 4.10 \text{ eV (Au)}, E_{SO} = 4.35 \text{ eV [NIC 82]}$
- $\chi_O$  : Elektronenaffinität des Oxydes
- $d_{ox}$  : Dicke des Oxydes

Durch das Anlegen bzw. Ändern der Spannung an der Metallelektrode kann das Potential im Halbleiter an der Grenze zum Siliziumdioxid beeinflusst werden. Es treten vier grundlegende Zustände abhängig von der angelegten Gatterspannung  $U_G$  auf. Die Abgrenzung dieser Zustände ergibt sich aus der Größe und dem Vorzeichen der Bandkrümmung  $\psi_s$ . Aus der Abbildung 2.10 ergibt sich:

$$q\psi_s = qU_G - E_{MS} - qU_{ox} \quad (2.33)$$

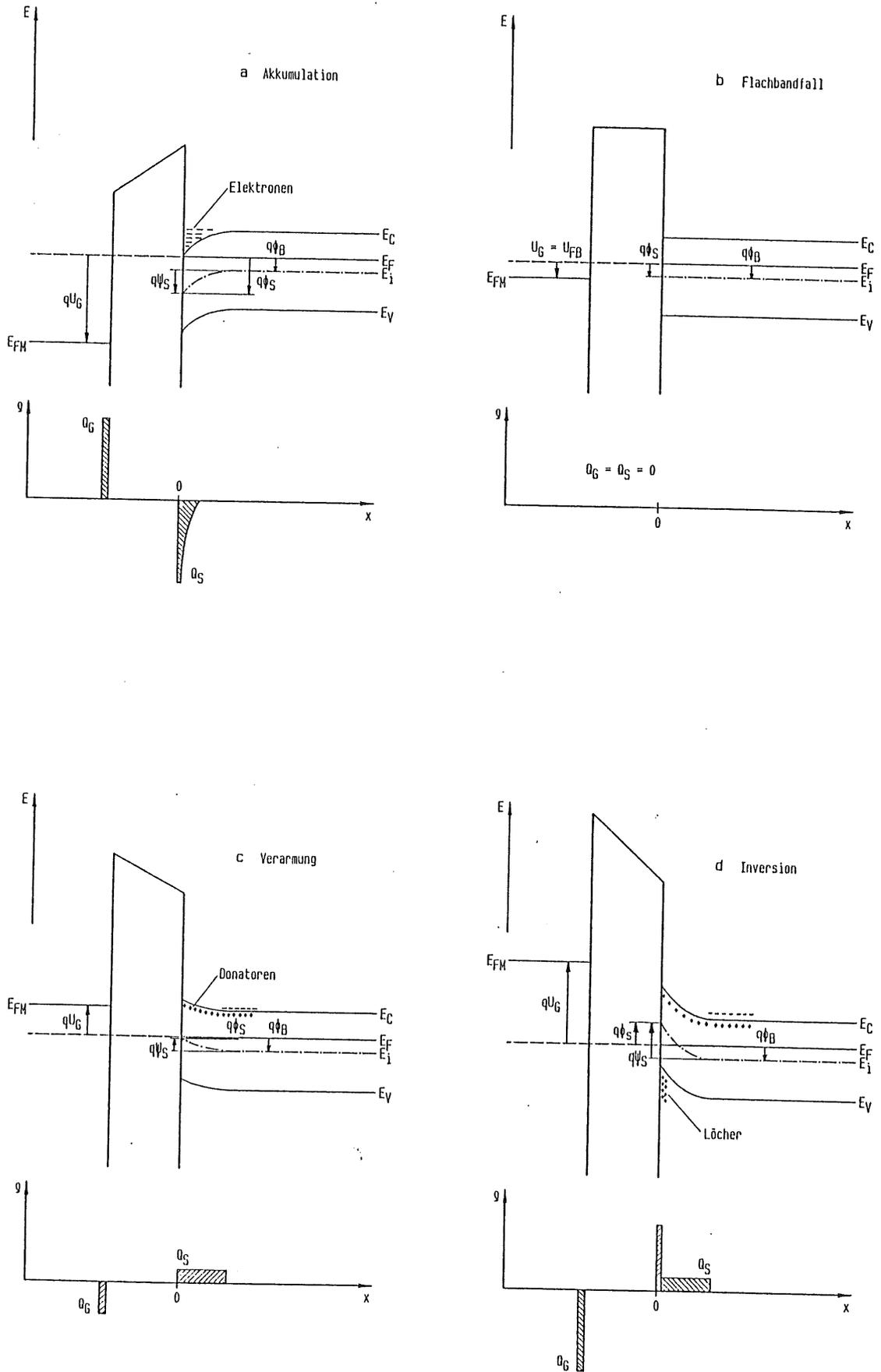


Abb. 2.11a-d: Energie- und Ladungsverhältnisse des MOS-Kontaktes bei verschiedenen Spannungen

1. Akkumulation (s. Abb. 2.11a)  $U_G > 0$  ( $q\psi_s < 0$ )

Wird an die Gatterelektrode eine positive Spannung angelegt, so krümmen sich an der Siliziumoberfläche das Valenz- und das Leitungsband derart, daß sich der energetische Abstand zwischen Leitungsband und Fermi-niveau verringert. Es akkumulieren die Majoritätsladungsträger  $Q_s$  (Elektronen) an der Siliziumoberfläche. Sie werden durch Ladungen  $Q_M$  auf der Metalloberfläche mit entgegengesetztem Vorzeichen kompensiert.

2. Flachbandfall (s. Abb. 2.11b)  $U_G - U_{FB} > 0$  ( $q\psi_s = 0$ )

Durch Absenken der Gatterspannung (Anheben des Fermi-niveaus im Metall) verkleinert sich die Bandkrümmung an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze. Bei einer bestimmten Spannung, der Flachbandspannung  $U_{FB}$ , ist die Krümmung der Bänder null. Auf der Metalloberfläche und im Silizium an der Grenze zum Oxyd sind keine Ladungen mehr vorhanden.

3. Verarmung (s. Abb. 2.11c)  $U_G < U_{FB}$  ( $q\psi_s > 0$ )

Weiteres Anheben des metallischen Fermi-niveaus verursacht eine Krümmung in positiver Richtung ( $q\psi_s > 0$ ). Der energetische Abstand zwischen Leitungsband und Fermi-niveau wird größer. Die freien Ladungsträger im Silizium (Elektronen) werden aus dem Bereich der gekrümmten Bänder fortgetrieben. Es verbleiben die ortsfesten Donatoren, die eine Raumladungszone mit Ausdehnung  $x_D$  bilden. Gleichzeitig bewegen sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes die Minoritätsladungsträger (Löcher), deren Konzentration  $p_s$  gegenüber derjenigen der Elektronen  $n_s$  noch vernachlässigbar klein ist, an die Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze. Im Zuge der Verarmung tritt auch der Fall ein, bei dem  $U_G$  gleich Null ist (Gatter- und Rückelektrode der MOS-Struktur kurzgeschlossen). Diese positive Bandkrümmung bei  $U_G = 0$  V entsteht durch die unterschiedlich großen Austrittsarbeiten  $E_M$  und  $E_S$ .

4. Inversion (s. Abb. 2.11d)  $U_G \ll U_{FB}$

Fortgesetztes Anheben des Fermi-niveaus im Metall führt zum Zusammentreffen des intrinsischen Fermi-niveaus  $E_i$  mit  $E_F$  ( $|\phi_B| = |\phi_S|$ ). Die Löcherkonzentration ist gleich derjenigen der Elektronen an der Grenzschicht (schwache Inversion). Bei fortgesetzter Absenkung der Gatterspannung wird die Akkumulation der Löcher an der Siliziumoberfläche so stark, daß sich eine dünne Schicht von Minoritätsladungsträgern hoher Konzentration ausbildet. Im Bereich der akkumulierten Löcherladungen kehrt sich der Leitungstyp des Siliziums von n- nach p-leitend um (Inversion). Im Falle  $\psi_s = -2\phi_B$  erreicht die Konzentration  $p_s$  die der Elektronen im Innern des Kristalls und wird überschritten, wenn  $\psi_s < -2\phi_B$  ist (starke Inversion). Die Raumladungszone dehnt sich bei weiterer Absenkung der Gatterspannung nicht weiter aus, da die zugeführten Ladungen  $Q_M$  auf der Metalloberfläche durch die Zunahme der Löcher kompensiert wird.

### Fremdladungen [SAH 67]

Der Abbruch der Kristallstruktur an der Oberfläche des Silizium-Einkristalls führt zu Ladungszuständen aufgrund von unvollständigen Bindungen der Atome in der obersten Schicht. Ihre Dichte beträgt etwa  $10^{15}$  cm<sup>-2</sup>. Sie sind über die Bandlücke kontinuierlich verteilt. Durch Oxydation wird die Siliziumoberfläche vor Umwelteinflüssen geschützt. Dabei reduziert sich die Dichte dieser Oberflächenladungen auf  $10^{10}$  bis  $10^{11}$  cm<sup>-2</sup> durch teilweises Absättigen der unvollständigen Valenzen mit Sauerstoffatomen [COB]. Es entsteht kein scharfer Übergang vom Silizium zum Siliziumdioxid, sondern eine Übergangsschicht bestehend aus Si<sub>x</sub>O<sub>y</sub> von 10 bis 40 Å Tiefe, da das Siliziumdioxid bei der thermischen Oxydation in das Silizium hineinwächst.

Die Betrachtungen am idealisierten MOS-Kontakt werden erweitert, weil der Einfluß von zusätzlichen Ladungen (Fremdladungen) berücksichtigt werden muß. Diese Ladungen befinden sich im Siliziumdioxid und an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzschicht und werden unterschieden in (s. Abb. 2.12):

- a) Grenzflächenladungen ("interface trapped charges")  $Q_{it}$
- b) ortsfeste Oxydladungen ("fixed oxide charges")  $Q_f$
- c) mobile Oxydladungen ("mobile oxide charges")  $Q_m$
- d) gefangene Oxydladungen ("oxide trapped charges")  $Q_{ot}$

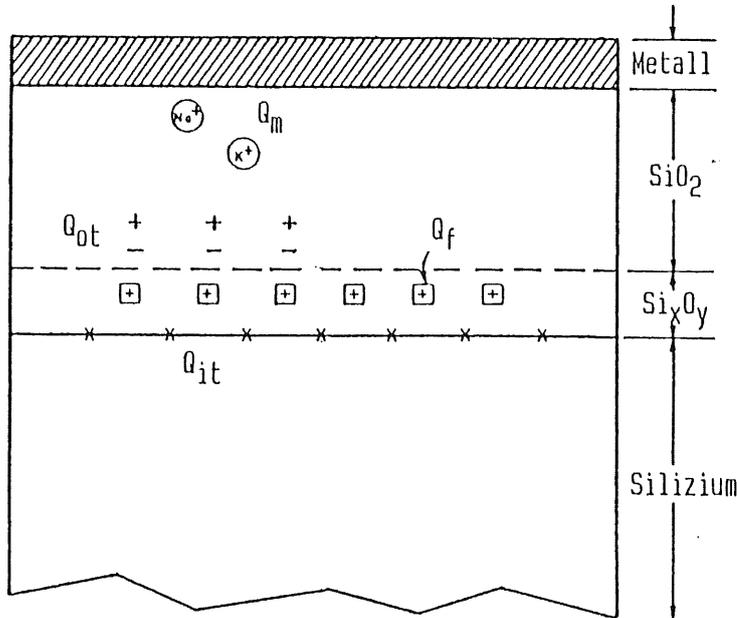


Abb. 2.12: Vorkommen der Fremdladungen im  $\text{SiO}_2$  und im Übergangsbereich  $\text{Si}_x\text{O}_y$  bei thermisch oxidiertem Silizium [SZE 81]

a) Grenzflächenladungen

Die Grenzflächenzustände mit Flächenladungsdichte  $Q_{it}$  befinden sich unmittelbar an der Grenze  $\text{Si}_x\text{O}_y$ -Si. Bei thermischem Oxyd besitzen sie Donatorencharakter. Energetisch liegen sie innerhalb der Bandlücke kontinuierlich verteilt mit Zustandsdichte  $D_{it}$  vor. Sie sind neutral im besetzten Zustand unterhalb von  $E_F$  und positiv geladen oberhalb von  $E_F$ . Mit den freien Ladungsträgern im Silizium findet eine Wechselwirkung statt.

Die Ladungsdichte  $Q_{it}$  berechnet sich aus der energetischen Verteilung  $D_{it}(E)$ :

$$Q_{it} = q \cdot \int_{E_c}^{E_f} D_{it}(E) dE \quad [\text{C/cm}^2] \quad (2.34)$$

Bei Annahme einer homogenen Verteilung  $D_{it}$  innerhalb der Bandlücke gilt:

$$Q_{it} = q \cdot D_{it} \cdot (E_c - E_f) = q \cdot D_{it} \cdot (E_g/2 - q\phi_b - q\psi_s) \quad [\text{C/cm}^2] \quad (2.35)$$

b) Ortsfeste Oxydladungen

Die ortsfesten Ladungen  $Q_f$  befinden sich bis zu einer Tiefe von 30 Å von der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze entfernt. Ihre Ursache sind dort vorhandene nicht abgesättigte Bindungen von Silizium und Sauerstoff. Sie tragen positive Ladungen. Es findet kein Ladungsaustausch mit dem Silizium statt.

c) Mobile Oxydladungen

Die beweglichen Ladungen  $Q_m$  sind im Oxyd vorhandene positiv geladene Alkaliionen, vorwiegend Natrium. Ihre Ursache ist eine nicht vermeidbare Verunreinigung während der Oxydation. Unter dem Einfluß der Gat-

terspannung bewegen sie sich nur bei hohen Temperaturen durch das Oxyd. Eine Wechselwirkung mit den im Silizium vorhandenen freien Ladungen findet ebenfalls nicht statt.

#### d) Gefangene Oxydladungen

Die gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$  sind an Defekte im Siliziumdioxid gebunden. Sie sind normalerweise neutral, durch das Einfangen von Elektronen oder Löchern, die durch ionisierende Strahlung entstehen, werden sie geladen.

Die gesamte Oxydladungsdichte ergibt sich aus der Integration der räumlichen Verteilungen  $\rho_m, \rho_f, \rho_{ot}$  der mobilen, ortsfesten und gefangenen Ladungen über die Oxyddicke  $d_{ox}$ :

$$Q_{ox} = Q_m + Q_f + Q_{ot} = \int_0^{d_{ox}} (\rho_m + \rho_f + \rho_{ot}) dx \quad [C/cm^2] \quad (2.36)$$

Sowohl die donatorartigen Grenzflächenzustände als auch die positiven Oxydladungen im interface-nahen Bereich beeinflussen entsprechend ihrer Ladungsdichte negative Ladungsträger im n-Silizium an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze (s. Abb. 2.13). Die angelegte Gatterspannung muß negativer sein als die bei einer idealen Struktur anliegende, um diese Ladungsträgerakkumulation zu kompensieren. Der Flachbandfall wird also bei einer höheren negativen Gatterspannung  $U_G$  erreicht wird als ohne Anwesenheit dieser Fremdladungen.

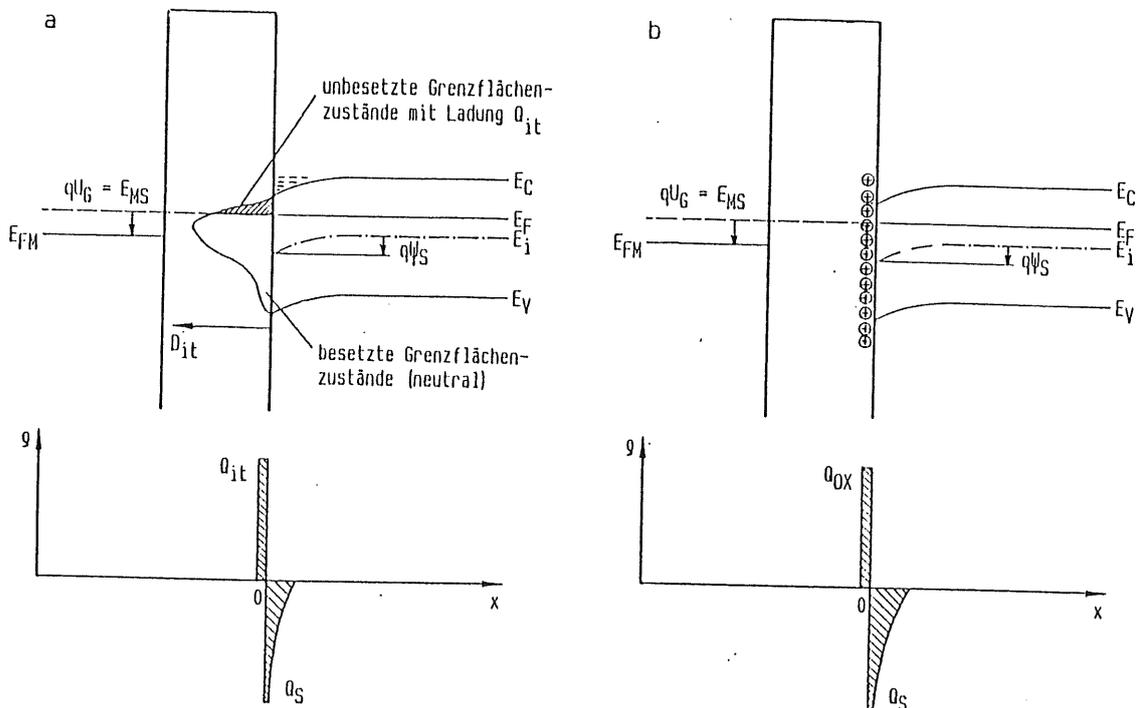


Abb. 2.13: Ladungs- und Energieverhältnisse am MOS-Kontakt bei Anwesenheit von Fremdladungen. Es liegt eine Gatterspannung  $U_G$  an, die der Größe  $U_{FB}$  bei einer idealen Struktur entspricht (s. Abb. 2.11b). a) Grenzflächenladungen mit kontinuierlicher Verteilung  $D_{it}(E)$ , b) ortsfeste Oxydladungen

Da die Grenzflächenzustände mit den freien Ladungsträgern des Siliziums in Wechselwirkung treten können und ihre Besetzung sich abhängig von der Gatterspannung ändert, ist deren Einfluß auf die Ladungsverhältnisse an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze spannungsabhängig. Die Abschirmung der Siliziumladungsdichte  $Q_S$  durch die Grenzflächenzustände bezüglich der Ladungen  $Q_M$  wird bei Absenkung der Gatterspannung stärker, weil mehr

Grenzflächenzustände durch die Bewegung des Fermi-niveaus in Bezug auf das Valenz- und Leitungsbandes positiv geladen werden (s. Abb. 2.13a). Je negativer die angelegte Gatterspannung ist, desto mehr Ladungen  $Q_M$  sind auf der Metallelektrode notwendig, um eine bestimmte Bandkrümmung  $\psi_s$  zu erreichen.

Die durch die Oxydladungen hervorgerufene Abschirmung der Siliziumladungsdichte  $Q_s$  bezüglich der Ladungen  $Q_M$  ist unabhängig von der angelegten Gatterspannung, weil keine Umladungsprozesse mit den freien Ladungsträgern im Silizium auftreten (s. Abb. 2.13b).

### Admittanz

Die Veränderungen der Ladungsverhältnisse durch Variation der Bandkrümmung am Si-SiO<sub>2</sub>-Kontakt spiegeln sich im spannungsabhängigen Verhalten der Admittanz der MOS-Struktur wider. Sie setzt sich aus zwei Komponenten zusammen, der Kapazität als Imaginärteil und dem Leitwert als Realteil. Bei einer idealen MOS-Struktur ist allein die Kapazität die charakteristische Größe. Bei einer realen Struktur entsteht der Leitwert als Folge der Wechselwirkungsprozesse der Grenzflächenzustände.

### Kapazität

Die Gesamtkapazität  $C$  einer idealen MOS-Struktur kann aus der Bedingung für Ladungsneutralität berechnet werden. Bei jeder Gatterspannung  $U_G$  ist die Summe der Ladungen  $Q_s$  und  $Q_M$  gleich Null und:

$$U_G = \psi_s + E_{MS}/q + U_{OX} \quad (2.37)$$

Die Gesamtkapazität  $C$  ist in der allgemeinen Definition:

$$C = \frac{dQ_M}{dU_G} = \frac{dQ_M}{d\psi_s} \cdot \frac{d\psi_s}{dU_G} \quad (2.38)$$

Die Ladungen auf der Metallelektrode sind:

$$Q_M = -C_{OX} \cdot U_{OX} \quad (2.39)$$

Einsetzen von  $dU_G/d\psi_s$  (aus Gl. 2.37) und von Gl. 2.39 in Gl. 2.38 sowie unter Verwendung der Definition der Siliziumkapazität  $C_s = \partial Q_s / \partial \psi_s$  ergibt:

$$C = \frac{C_s \cdot C_{OX}}{C_s + C_{OX}} \quad (2.40)$$

Das Ersatzschaltbild der idealen MOS-Struktur ist eine Reihenschaltung bestehend aus der Oxydkapazität  $C_{OX}$  und der Siliziumkapazität  $C_s$ . Die Oxydkapazität pro Flächeneinheit ergibt sich aus der Dicke der SiO<sub>2</sub>-Schicht  $d_{OX}$  und der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_{OX}$ :

$$C_{OX} = \frac{\epsilon_{OX}}{d_{OX}} \quad (2.41)$$

Die Größe der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_{OX}$  hängt vom Oxydationsprozeß ab. Für thermisches Siliziumdioxid beträgt sie nach Wolf [WOL 69]  $\epsilon_{OX} = 3.4 \text{ pF} \cdot \text{cm}^{-1}$  (feuchtes Oxyd) und  $\epsilon_{OX} = 3.8 \text{ pF} \cdot \text{cm}^{-1}$  (trockenes Oxyd).

Die Berechnung der Siliziumkapazität  $C_s$  der idealen MOS-Struktur in Abhängigkeit von der angelegten Gatterspannung  $U_G$  erfolgt über die Bestimmung der Ladungsdichte  $Q_s$  im Silizium als Funktion der Bandkrümmung  $\psi_s$  mit nachfolgender Differentiation von  $Q_s$  nach  $\psi_s$ . Dazu wird die Poisson-Gleichung für eine Ladungsverteilung  $\rho$  unter der Annahme, daß das Problem eindimensional senkrecht zur Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche sei, gelöst. Weiterhin sei die Dotierung im n-Silizium homogen mit  $N_{D,eff} = N_D - N_A$  und die Ladungsträgerkonzentration  $p$  lasse sich durch die Boltzmann-Approximation der Fermi-Dirac-Statistik beschreiben.

Die Poisson-Gleichung lautet:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (2.42)$$

mit  $\rho(x) = q \cdot [p(x) - n(x) + N_D - N_A]$

$n(x), p(x)$ : Majoritäts- bzw. Minoritätsladungsträgerkonzentrationen am Ort  $x$

und den folgenden Randbedingungen:

- a) an der Oberfläche ( $x \rightarrow 0$ ):  $\phi(x) = \phi_s$
- b) im Grundmaterial ( $x \rightarrow \infty$ ):  $\phi(x) = \phi_b$  und  $\rho = 0$ .

Daraus folgt unmittelbar:  $N_D - N_A = n(\infty) - p(\infty)$ . Mit der Einführung der dimensionslosen Größen  $u_s, u_b$  für die Potentiale  $\phi_s, \phi_b$  ergibt sich die Siliziumladungsdichte  $Q_s$  aus der Integration der Poisson-Gleichung:

$$Q_s = \text{sgn}(u_b - u_s) \cdot \sqrt{8 \cdot kT \cdot \epsilon_s \cdot n_i} \cdot [(u_b - u_s) \cdot \sinh(u_b) - \cosh(u_b) - \cosh(u_s)] \quad (2.43)$$

Die Polarität der Ladungsdichte  $Q_s$  ändert sich mit dem Vorzeichen der Bandkrümmung  $v_s$ . Bei positiver Krümmung ( $v_s - (u_s - u_b) > 0$ ) ist  $Q_s < 0$  und bei negativer ( $v_s - (u_s - u_b) < 0$ ) ist  $Q_s > 0$ . In der Abbildung 2.14 ist  $|Q_s|$  abhängig von der Bandkrümmung  $\psi_s$  für Silizium mit einer Donatorkonzentration von  $N_D = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  bei Raumtemperatur ( $T = 293 \text{ K}$ ) dargestellt.

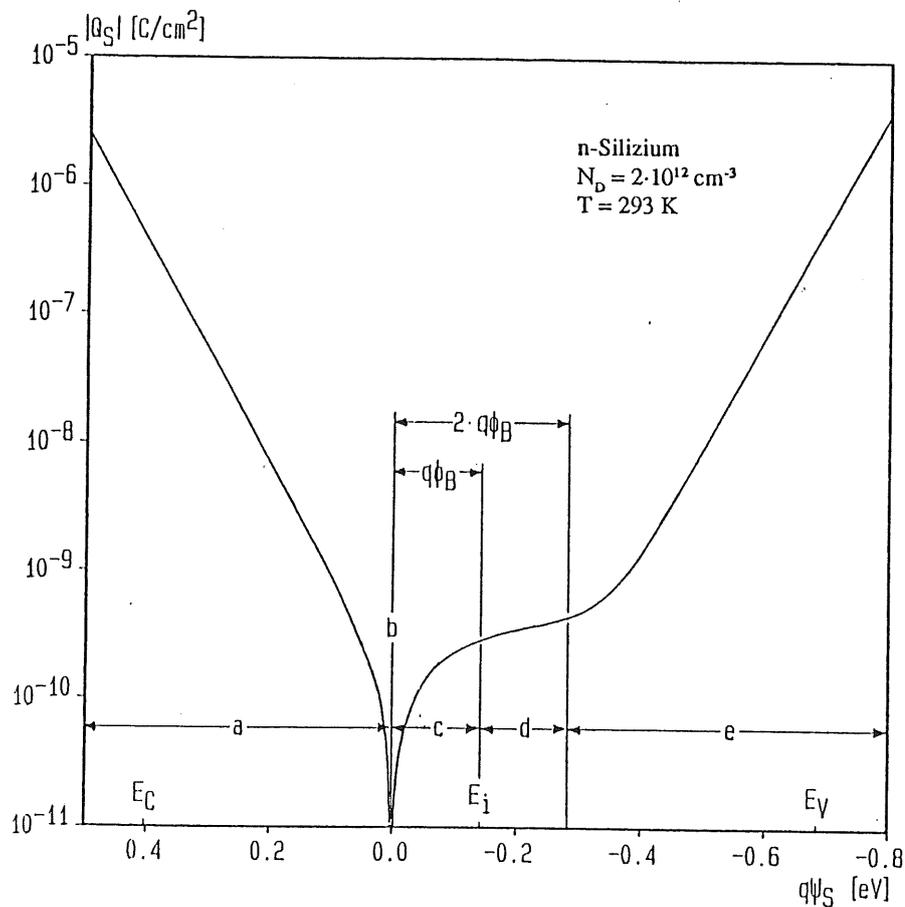


Abb. 2.14: Änderung der Raumladungsdichte  $Q_s$  als Funktion der Bandkrümmung  $\psi_s$  (nach Gl. 2.43) für n-Silizium bei Raumtemperatur. Die Bereiche a, c, d, e und der Punkt b grenzen die spannungsabhängigen Zustände Akkumulation (a), Flachbandfall (b), Verarmung (c), schwache Inversion (d) und starke Inversion (e) ab. Es ist zu beachten, daß  $Q_s$  bei positiver Bandkrümmung negativ ist (Akkumulation von Elektronen).

Geschlossene Ausdrücke für die Siliziumskapazität  $C_s$  gibt Lindner [LIN 62] an. Es wurde  $C_s$  unter der Annahme hergeleitet, daß die Minoritätsladungsträger bei Anliegen eines hochfrequenten Wechselspannungssignals keinen Beitrag zur Kapazität liefern:

Akkumulation, Verarmung ( $v_s > v_{s0}$ ):

$$C_s = \frac{\epsilon_s}{2 \cdot L_D} \cdot \frac{|1 - \exp(v_s)|}{[\exp(v_s) - v_s - 1]^{1/2}} \quad (2.44)$$

Inversion ( $v_s < v_{s0}$ ):

$$C_s = \frac{\epsilon_s}{2 \cdot L_D} \cdot \frac{(-v_{s0} - 1)^{1/2}}{\{-v_{s0} - \exp[0.5 \cdot (v_s - v_{s0})]\}^{1/2}} \quad (2.45)$$

mit der extrinsischen Debye-Länge  $L_D$ , die wie folgt definiert ist:

$$L_D = \left( \frac{\epsilon_s \cdot kT}{q^2 \cdot N_D} \right)^{1/2} \quad (2.46)$$

Beim Einsetzen der starken Inversion ist der Beitrag der Minoritätsladungsträger zum elektrischen Feld gleich dem der Majoritätsladungsträger. Es ergibt sich folgende Bedingung für die Berechnung der Bandkrümmung  $\psi_{s0} = (kT/q) \cdot v_{s0}$  beim Einsetzen der starken Inversion:

$$\exp(-v_{s0}) \cdot \exp(-2 \cdot u_B) + v_{s0} + 1 = 0 \quad (2.47)$$

Bei der Bandkrümmung  $\psi_s = 0$  (Flachbandfall) beträgt die Siliziumskapazität:

$$C_s = C_{FBS} = \frac{\epsilon_s}{L_D} \quad (2.48)$$

Die zur Kapazität der MOS-Struktur korrespondierende Gatterspannung ist:

$$U_G = \psi_s + E_{MS}/q + C_{OX}^{-1} \cdot (Q_s + Q_{it}(\psi_s) + Q_{ot} + Q_m + Q_f) \quad (2.49)$$

Mit den Gleichungen 2.44 - 2.49 kann die C-V-Charakteristik einer idealen MOS-Kapazität unter Vorgabe von materialspezifischen Größen sowie Temperatur und Gatterfläche berechnet werden, wie sie in der Abbildungen 2.15a und b (jeweils Kurve 1) dargestellt ist, wobei die Größen  $Q_{it}$ ,  $Q_{ot}$ ,  $Q_m$ ,  $Q_f$  zu Null angenommen werden.

Im Bereich der Akkumulation (bei hinreichend hoher Gatterspannung) ist die Konzentration der Majoritätsladungsträgern an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze  $n_s$  sehr hoch. Die Kapazität  $C_s$  steigt mit  $n_s$  an, da  $Q_s$  sehr groß ist (s. Abb. 2.14) und die Gesamtkapazität entspricht der Oxydkapazität  $C_{OX}$ . Durch Verringerung der Gatterspannung wird  $n_s$  kleiner. Die Siliziumskapazität sinkt ab. Bei Erreichen des Flachbandpunktes sind keine freien Ladungen an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze mehr vorhanden. Durch das angelegte Wechselspannungssignal kommt es trotzdem zu Umladungsprozessen an der Raumladungsgrenze, da infinitesimale Ladungsmengen hin- und herbewegt werden. Der Wert von  $C_s$  ist auf denjenigen der Kapazität am Flachbandpunkt  $C_{FBS}$  (Gl. 2.48) abgesunken. Bei einer weiteren Absenkung der Gatterspannung sinkt  $C_s$  weiter ab. Die Dichte der an die Siliziumoberfläche getriebenen Löcherladungen wird so groß, daß dort der Leitungstyp von n- nach p-leitend wechselt. Die Raumladungszone dehnt sich nicht weiter aus. Die Minoritätsladungen folgen dem Signal wegen der zu hohen Frequenz nicht. Sie liefern also keinen Beitrag zur Siliziumskapazität. Diese ist auf einen konstanten Minimalwert  $C_{s,min}$  abgesunken, der sich aus der Gleichung 2.45 für den Grenzwert  $v_s \rightarrow \infty$  ergibt:

$$C_{s,min} = \frac{\epsilon_s}{2 \cdot L_D} \cdot \frac{(-v_{s0} - 1)^{1/2}}{-v_{s0}} \quad (2.50)$$

Die Minimumkapazität  $C_{s,min}$  der Raumladungszone ist außer von der Temperatur nur noch von der Donatorenkonzentration  $N_D$  (vgl. Gl. 2.46, 2.47) abhängig. Mit Kenntnis dieser Minimalkapazität im Bereich der starken Inversion kann die Dotierung des Siliziums bestimmt werden. Die Gesamtkapazität  $C$  ist auf einen Minimalwert abgesunken.

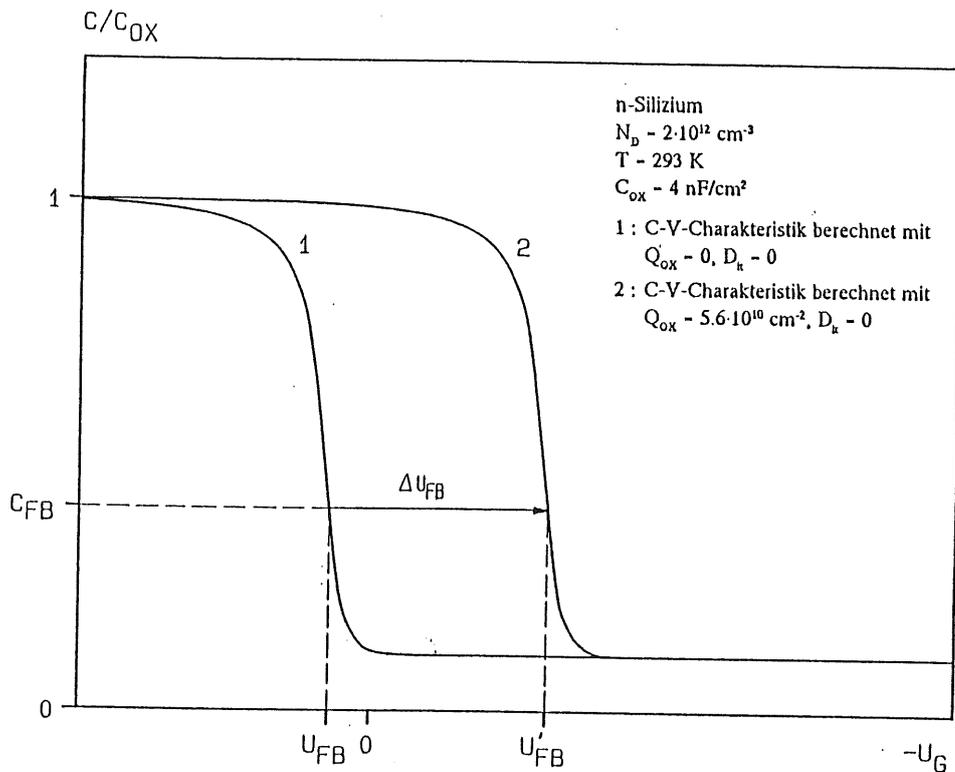
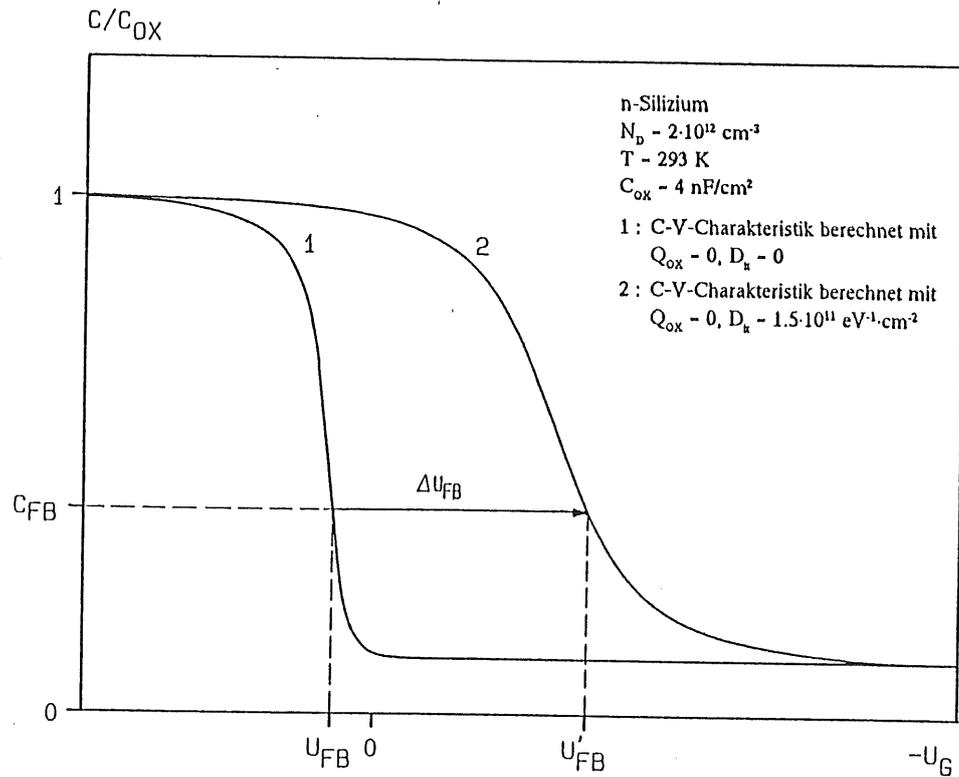


Abb. 2.15a, b: Einfluß von Oxydladungen und Grenzflächenzuständen auf die Gestalt und Lage der Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik einer MOS-Struktur. Die Verschiebungen um  $\Delta U_{FB}$  entsprechen der Differenz der Flachbandspannung  $U_{FB}$  im Idealfall (Kurve 1) und derjenigen  $U'_{FB}$  (bei Anwesenheit von Fremdladungen, Kurve 2). Diese Kennlinien sind mit den Gleichungen 2.35, 2.40 und 2.43 - 2.49 berechnet worden. Die Verteilung der Fremdladungen ist in beiden Fällen als homogen angenommen.  $C_{FB}$  bezeichnet die Kapazität der MOS-Struktur im Flachbandfall.

Die Kapazitätscharakteristik einer realen MOS-Struktur verläuft ähnlich wie diejenige der idealen (ohne Fremdladungen). Diese Kennlinien sind in der Abbildung 2.15 a und b (jeweils Kurve 2) dargestellt. Durch die Anwesenheit der Fremdladungen entsteht ein Spannungsabfall über dem Oxyd entsprechend der Anzahl der durch diese Ladungen zusätzlich akkumulierten Elektronen, der im Falle der Grenzflächenzustände  $D_{it}$  von der angelegten Gatterspannung bzw. Bandkrümmung abhängig (s. Gl. 2.35), und im Falle der Oxydladungen spannungsunabhängig ist. Die Oxydladungen verursachen eine Verschiebung der gesamten Kapazitätscharakteristik (s. Abb. 2.15b, Kurve 2) entlang der Spannungsachse um  $\Delta U_{FB}$ . Durch die Umladungen der Grenzflächenzustände ist bei Absinken der Gatterspannung eine höhere Ladungsmenge auf der Metallelektrode notwendig, um eine bestimmte Bandkrümmung zu erreichen. Die Dichte der positiv geladenen Grenzflächenzustände oberhalb des Fermi-niveaus wächst bei einer Verringerung der Gatterspannung. Die Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik erfährt eine Streckung in Richtung negativer Spannungen, wobei sich der Flachbandpunkt verschiebt (s. Abb. 2.15a, Kurve 2).

### Paralleleitwert

Neben der spannungsabhängigen Kapazität einer MOS-Struktur wird eine weitere Kenngröße, der Paralleleitwert  $G_p$ , meßtechnisch erfaßt. Dieser entsteht bei Messungen im Hochfrequenzfall durch Wechselwirkungsprozesse der Grenzflächenzustände mit Elektronen des Siliziums infolge von Energieverlusten bei diesen Prozessen, da der Einfang und die Freisetzung von Elektronen nicht gleichzeitig geschieht.

Bei Anlegen eines Wechsellspannungssignals bewegen sich die Energiebandkanten des Siliziums zum Fermi-niveau hin oder vom Fermi-niveau weg, je nach der momentanen Polarität des Signals. Bei der Bewegung der Leitungsbandkante zum Fermi-niveau überschreiten die unbesetzten, positiv geladenen Grenzflächenzustände das Fermi-niveau. Sie nehmen Elektronen aus dem Silizium auf. Während der zweiten Hälfte des Zyklus bewegt sich die Leitungsbandkante relativ zum Fermi-niveau in die andere Richtung. Da die Grenzflächenzustände sich mit den Energiebandkanten bewegen, überschreiten nur diejenigen das Fermi-niveau, die innerhalb einer Energiedifferenz von einigen  $kT$  der entsprechenden Signalamplitude liegen. Es erfolgt die Freisetzung von Elektronen mit einer niedrigeren Energie als beim Einfang derselben aus den Zuständen, so daß die mit den Grenzflächenzuständen in Wechselwirkung tretenden Elektronen Energie verlieren. Dieser Energieverlust wird mit dem elektrischen Widerstand im Ersatzschaltbild beschrieben, aus dem bei den Hochfrequenzmessungen der Leitwert resultiert.

Der Leitwert  $G_p$  ist sowohl spannungs- als auch frequenzabhängig, da einerseits die Dichte der Majoritätsladungsträger an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze von der angelegten Gatterspannung abhängt und andererseits die Umladungsvorgänge der Grenzflächenzustände dem Wechsellspannungssignal nur bis zu einer bestimmten Frequenz folgen können.

Bei einer konstanten Frequenz  $\nu$  wird die Gatterspannung  $U_G$  von der Akkumulation bis zur Inversion variiert. Die Grenzflächenzustände sind in der Lage, dem Wechsellspannungssignal zu folgen. Wegen der großen Dichte der Majoritätsladungsträger erfolgt die Umladung der Grenzflächenzustände ohne zeitliche Verzögerung, d. h. die emittierten Elektronen erleiden keinen Energieverlust. Durch Absenken der Gatterspannung verringert sich die Dichte der Elektronen an der Siliziumoberfläche. Gleichzeitig wird die Einfangrate der Grenzflächenzustände kleiner. Sie können zwar noch dem Signal folgen, aber wegen der geringeren Ladungsträgerdichte  $n_s$  nicht mehr in Phase mit dem Signal. Dies führt zum Anwachsen des Energieverlustes und resultiert in einem Anstieg des Paralleleitwertes  $G_p$ . Weiteres Absenken der Gatterspannung führt in den Zustand der Inversion. Die Dichte der Minoritätsladungsträger an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze steigt rapide an, die der Majoritätsladungsträger wird vernachlässigbar klein. Die Umladungsprozesse der Grenzflächenzustände finden nicht mehr statt. Der Paralleleitwert  $G_p$  durchläuft ein Maximum, das in der Nähe des Flachbandpunktes liegt (s. Abb. 2.16). Zu beiden Seiten des Maximums sinkt der Leitwert auf Null. Der Spannungsbereich, der das Ansteigen und das Absinken des Leitwertes abdeckt, und die Höhe des Maximums  $G_{p,max}$  sind von der Größe der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  abhängig.

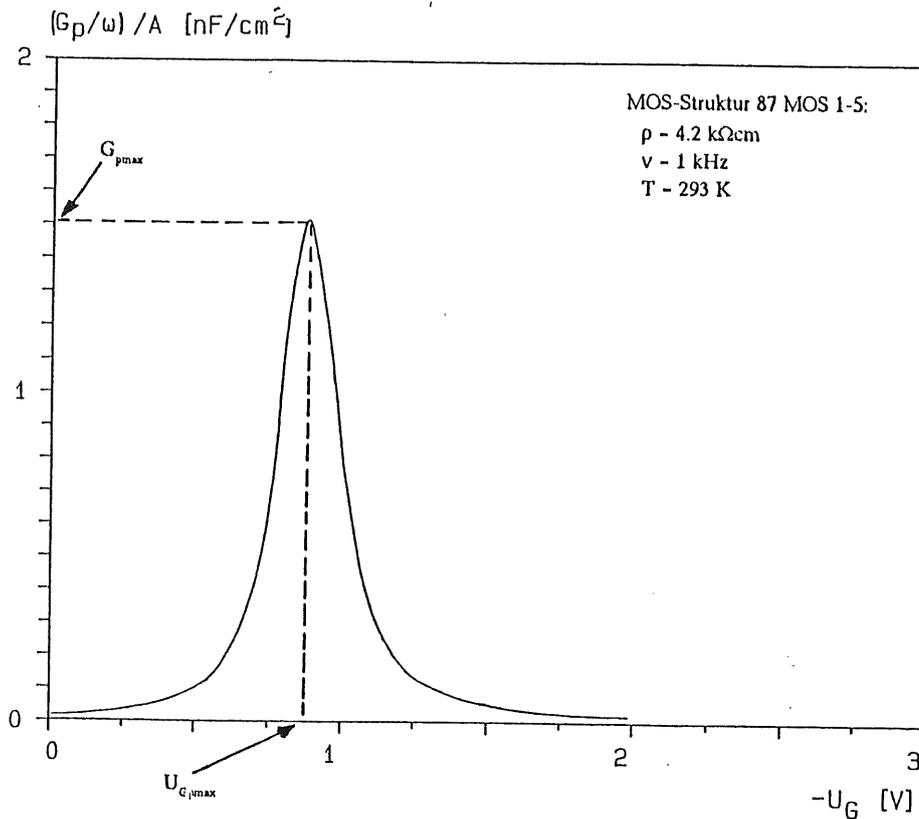


Abb. 2.16: Verlauf des Paralleleitwertes  $G_p$  einer MOS-Struktur mit der Gatterspannung  $U_G$ , gemessen bei einer konstanten Frequenz  $\nu$

Der Einfluß der Wechselwirkungsprozesse durch die Grenzflächenzustände auf das elektrische Verhalten der MOS-Struktur wird mit einem Ersatzschaltbild beschrieben, das aus einer Erweiterung desjenigen der idealen MOS-Struktur (Reihenschaltung von Oxyd- und Siliziumkapazität) hervorgeht. Im einfachsten Fall wird ein Modell über die Grenzflächenzustände angenommen, bei dem sie sich in einem einzigen Energieniveau befinden ("single-level-state"-Modell) [NIC 67], deren Wechselwirkungsprozesse mit einem parallel zur Siliziumkapazität  $C_s$  liegenden R-C-Zweig charakterisiert sind (s. Abb. 2.17a). Die Kapazität  $C_{it}$  entsteht durch die Umladungsprozesse, wenn die Grenzflächenzustände  $D_{it}$  dem Wechselfspannungssignal folgen können. Der Widerstand  $R_{it}$  beschreibt den dabei auftretenden Energieverlust. Die beiden Größen hängen in kompli-

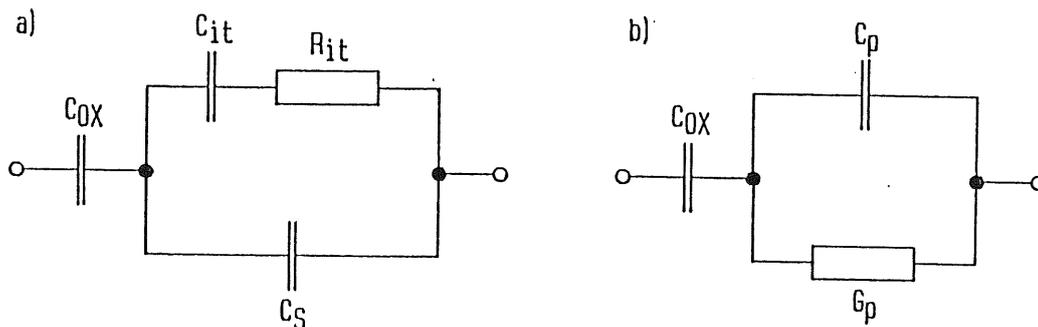


Abb. 2.17: Ersatzschaltbilder der MOS-Struktur. a) "single-level-state"-Modell, b) nach Einführung des Paralleleitwertes  $G_p$  und der Parallelkapazität  $C_p$

zierter Weise von  $D_{it}$ ,  $\psi_s$  und  $v$  ab. Durch Umwandlung dieses Schaltbildes können die Größen  $C_{it}$  und  $R_{it}$  in Form des Paralleleitwertes  $G_p$  und der Parallelkapazität  $C_p$  (Gl. 2.51 und 2.52) dargestellt werden (Abb. 2.17b), wobei das Produkt  $\tau_{it} = C_{it} \cdot R_{it}$  die Zeitkonstante für den Einfang der Majoritätsladungsträger ist:

$$G_p = \frac{C_{it} \cdot \omega^2 \tau_{it}}{1 + \omega^2 \tau_{it}^2} \quad (2.51)$$

$$C_p = C_s + \frac{C_{it}}{1 + \omega^2 \tau_{it}^2} \quad (2.52)$$

Eine kontinuierliche Verteilung der Grenzflächenzustände innerhalb der Bandlücke wird durch eine Vielzahl von R-C-Zweigen parallel zur Siliziumskapazität Rechnung getragen. Dabei beschreibt jeder dieser R-C-Zweige den Einfang und die Freisetzung von Elektronen durch die Zustände, die innerhalb eines infinitesimalen Energieintervalls in der Bandlücke lokalisiert sind. Die Admittanz, die aus der Wechselwirkung der kontinuierlich verteilten Grenzflächenzustände mit den Ladungen des Siliziums resultiert, ist nach Nicollian und Götzberger [NIC 67]:

$$Y_p = \frac{q \cdot D_{it}}{2 \cdot \tau_{it}} \cdot \ln(1 + \omega^2 \tau_{it}^2) + i \cdot \frac{q \cdot D_{it}}{\tau_{it}} \cdot \arctan(\omega \tau_{it}) \quad (2.53)$$

mit dem Realteil:

$$G_p = \frac{q \cdot D_{it}}{2 \cdot \tau_{it}} \cdot \ln(1 + \omega^2 \tau_{it}^2) \quad (2.54)$$

Die beiden Beziehungen 2.51 und 2.54 zeigen, daß der Paralleleitwert  $G_p$  sowohl für die kontinuierliche Verteilung als auch für die Lokalisation der Grenzflächenzustände in einem einzigen Energieniveau ein Maximum besitzt. Es liegt bei  $\omega \tau_{it} = 1$  (Gl. 2.51, "single-level-state"-Modell) bzw. bei  $\omega \tau_{it} = 1.98$  (Gl. 2.54).

*G<sub>p</sub>/ω muß beachtet werden*

## Hysterese

Die Spannungshysterese der C-V- und G-V-Charakteristik einer MOS-Struktur wird nach Heiman & Warfield [HEI 65] durch die an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze vorhandenen Grenzflächenzustände mit der Dichte  $D_{it}$  verursacht. Dazu wird vorausgesetzt, daß diese Zustände nicht nur kontinuierlich über den Bereich der Bandlücke, sondern auch räumlich im Siliziumdioxid bis zu einer Tiefe von ca. 10 bis 40 Å verteilt sind.

Während einer Admittanzmessung, die sich über eine Zeitspanne  $\Delta t_{mes}$  erstreckt, verringert sich wegen der in negativer Richtung anwachsenden Gatterspannung der Abstand zwischen dem Fermi-niveau  $E_F$  und dem Valenzband  $E_v$ . Die Grenzflächenzustände werden beim Überschreiten des Fermi-niveaus durch die Freisetzung von Elektronen ins Silizium positiv aufgeladen. Diese Umbesetzung der Zustände erfolgt nur bis zu einer bestimmten räumlichen Tiefe  $x_{it,max}$ . Nach Erreichen der höchsten negativen Gatterspannung sind alle Grenzflächenzustände oberhalb des Fermi-niveaus bis zu dieser Tiefe  $x_{it,max}$  positiv geladen.

Beim Erhöhen der Gatterspannung (Abwärtsmessung) werden die positiv geladenen Grenzflächenzustände des Fermi-niveaus durch Elektroneneinfang entladen, wenn sie das Fermi-niveau überschreiten. Die Abwärtsmessung erfolgt innerhalb derselben Zeitspanne wie die Aufwärtsmessung. Der Ladungsaustausch erfolgt nur bei den Grenzflächenzuständen, die innerhalb des Abstandes  $x_{it,min}$  von der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze liegen, weil die Elektronen nur bis zu dieser Tiefe in das Siliziumdioxid gelangen können. Es verbleibt bei jedem Wert der anliegenden Gatterspannung  $U_G$  bzw. Bandkrümmung  $\psi_s$  eine Nettoladung  $\Delta Q_{it}$ , da die Tiefe  $x_{it,max}$  stets größer ist als  $x_{it,min}$ . Diese Überschlußladung  $\Delta Q_{it}$  verursacht eine Spannungsverschiebung um  $\Delta U_{Hys}$  (Hysterese) zwischen den beiden Charakteristiken einer MOS-Struktur, die bei fallender und steigender Gatterspannung nacheinander aufgenommen wird:

$$\Delta U_{Hys} = \Delta Q_{it} / C_{OX} \quad (2.55)$$

## Bahnwiderstand

Der Teil der MOS-Struktur, der das spannungsabhängige Verhalten der Admittanz bestimmt, ist der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzbereich und die Verarmungszone im Silizium mit der Ausdehnung  $x_D$ . Der übrige Siliziumkristall trägt wie bei einem teilweise verarmten Oberflächensperrschichtdetektor nur zum Bahnwiderstand  $R_B$  bei. Durch ihn kommt es bei den Admittanzmessungen zu Abweichungen zwischen den Meßwerten und den tatsächlichen Kapazitäten und Leitwerten.

Der Bahnwiderstand  $R_B$  sinkt im Zustand der Verarmung von einem maximalen Wert bei  $x_D = 0$  bis zu einem minimalen bei  $x_D = x_{D,max}$ . Wegen der Spannungsabhängigkeit von  $x_D$  ist  $R_B$  ebenfalls abhängig von der angelegten Spannung. Die maximale Verarmungszonentiefe ergibt sich zu:

$$x_{D,max} = \left( \frac{2 \cdot \epsilon_s \cdot \psi_{s0}}{q \cdot N_D} \right)^{1/2} = \sqrt{2} \cdot L_D \cdot (-v_{s0})^{1/2} \quad (2.56)$$

wobei  $\psi_{s0}$  die Bandkrümmung bei Einsetzen der starken Inversion und  $L_D$  die extrinsische Debyelänge ist. Die Größe  $v_{s0}$  bezeichnet die dimensionslose Bandkrümmung.

Die maximale Ausdehnung der Raumladungszone  $x_{D,max}$  ist nur von der Dotierung  $N_D$  abhängig (Gl. 2.56). Für  $N_D = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  beträgt  $x_{D,max} = 20 \text{ } \mu\text{m}$ . Die gesamte Dicke der untersuchten MOS-Strukturen ist weitaus größer ( $D = 290 \dots 400 \text{ } \mu\text{m}$ ). Der Bahnwiderstand  $R_B$  verändert sich also nur geringfügig, so daß er bei den Auswertungen als konstant angenommen werden kann.

Die Bestimmung von  $R_B$  wird mit den Meßwerten  $C_{ma}$  und  $G_{ma}$  in der Akkumulation bei  $U_G = 0 \text{ V}$  vorgenommen, wobei ein Ersatzschaltbild der MOS-Struktur in Form einer R-C-Reihenschaltung angenommen wird. Die Kapazität der Struktur entspricht der Oxydkapazität und der gemessene Leitwert rührt nur vom Bahnwiderstand her. Der Bahnwiderstand ergibt aus den Werten der gemessenen Kapazität  $C_{ma}$  und Leitwert  $G_{ma}$ :

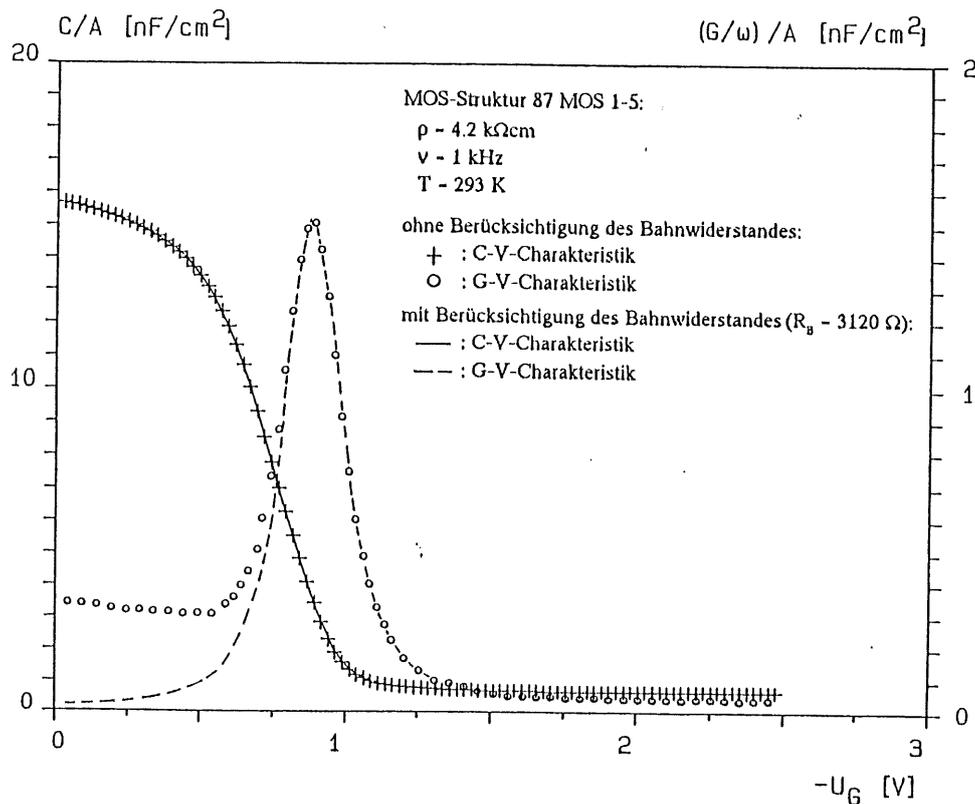


Abb. 2.18: Einfluß des Bahnwiderstandes  $R_B$  auf den spannungsabhängigen Verlauf von Kapazität und Leitwert ohne Berücksichtigung und mit Berücksichtigung von  $R_B$

$$R_B = \frac{G_{ma}}{\omega^2 C_{ma}^2 + G_{ma}^2} \quad (2.57)$$

Die um einen konstanten Bahnwiderstand  $R_B$  korrigierten Werte der Kapazität  $C_c$  und des Leitwertes  $G_c$  sind:

$$C_c = \frac{C_m}{(1 - G_m \cdot R_B)^2 + (\omega C_m \cdot R_B)^2} \quad (2.58)$$

$$G_c = \frac{G_m - R_B \cdot (G_m^2 + \omega^2 C_m^2)}{(1 - G_m \cdot R_B)^2 + (\omega C_m \cdot R_B)^2} \quad (2.59)$$

Eine einfache numerische Abschätzung wie beim Detektor in Form einer R-C-Reihenschaltung ist nicht möglich, da in den Gleichungen 2.58 und 2.59 die Größen  $C_m$  und  $G_m$  enthalten sind, die sich mit der Gatterspannung unterschiedlich stark verändern. In der Abbildung 2.18 wird der Einfluß des Bahnwiderstandes  $R_B$  auf die Kapazität und den Leitwert verdeutlicht. Die gemessene Kapazität wird durch den Serienwiderstand unwesentlich beeinflusst. Die mittlere Abweichung zwischen den gemessenen zu den tatsächlichen Kapazitätswerten beträgt nur 0.049 %. Die Leitwert-Spannungs-Charakteristik ohne Berücksichtigung des Bahnwiderstandes weicht von derjenigen mit  $R_B$ -Korrektur stärker ab. Im unteren Spannungsbereich (Akkumulation von Majoritätsladungsträger) resultiert der gemessene Leitwert allein vom Bahnwiderstand. Mit steigender negativer Gatterspannung gleicht sich die gemessene Kennlinie an die tatsächlichen an, wobei sich die Lage und die Höhe des Leitwertmaximums kaum verändern und die Abweichung beträgt im Mittel noch 1.99 %.

### 3 Elektromagnetische Strahlung und deren Wechselwirkung mit Materie

#### 3.1 Quellen der elektromagnetischen Strahlung im Röntgenbereich

Aus der klassischen Elektrodynamik ist bekannt, daß beschleunigte elektrische Ladungen elektromagnetische Strahlung über einen weiten Frequenzbereich emittieren. Die für die Untersuchungen erforderlichen Bestrahlungen wurden mit elektromagnetischer Strahlung im Röntgenbereich durchgeführt, deren Photonenenergie sich von  $E_\gamma = 1.2 \dots 300 \text{ keV}$  erstreckt [ALO 80]. Die Erzeugung der Röntgenstrahlung erfolgt durch Abbremsung von Elektronen (Röntgenröhre) oder durch Abstrahlung durch Ladungen, die sich auf einer Kreisbahn bewegen (Speicherring). Die emittierte Strahlung dieser Quellen, insbesondere die Synchrotronstrahlung, besitzt für sie typische Eigenschaften und Besonderheiten.

#### Synchrotronstrahlung [KOC 77]

Die Synchrotronstrahlung wird von Elektronen oder Positronen emittiert, die sich auf einer makroskopischen Kreisbahn (Speicherring) bewegen. Die Teilchen erfahren eine Beschleunigung in Richtung des Bahnradiusvektors. Im Falle hochrelativistischer Geschwindigkeiten ist die Abstrahlungscharakteristik extrem in Flugrichtung verzerrt. Das kontinuierliche Spektrum der Synchrotronstrahlung deckt einen weiten Energiebereich ab, der vom Mikrowellen- bis in den Röntgenbereich reicht.

Gegenüber der elektromagnetischen Strahlung anderer Quellen (z. B. Röntgenröhre) ist es möglich, die spektrale Verteilung der abgestrahlten Intensität einer Synchrotronstrahlungsquelle exakt zu berechnen. Die "SCHWINGERSCHE FORMEL" gibt die abgestrahlte Leistung eines Elektrons der Energie  $E_e$  auf einer Kreisbahn mit Radius  $R$  an (Gleichung 3.1):

$$I_\lambda(\lambda, \psi) d\lambda d\psi = \frac{27 e^2 c 10^{-7}}{128 \pi^4 \epsilon_0 R^3} \left( \frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^4 \cdot \epsilon^8 [1 + (\epsilon\psi)^2]^2 \left[ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{(\epsilon\psi)^2}{1 + (\epsilon\psi)^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] d\lambda d\psi$$

mit  $\lambda_c = \frac{4 \pi R}{3 \epsilon^3}$ , der kritischen Wellenlänge,

$$\xi = \frac{\lambda_c}{2 \lambda} [1 + (\epsilon\psi)^2]^{3/2}, \text{ dem Wellenlängenparameter und}$$

$$\epsilon = \frac{E_e}{m_e c^2}, \text{ der reduzierten Elektronenenergie.}$$

$\lambda$  : Wellenlänge der emittierten Strahlung

$\psi$  : Azimutwinkel

$$\left. \begin{array}{l} K_{1/3}(\xi) \\ K_{2/3}(\xi) \end{array} \right\} : \text{ modifizierte Besselfunktionen II. Art}$$

Die gesamte Strahlungsleistung eines Elektrons pro Umlauf ergibt sich aus der Integration der "SCHWINGERSCHEN FORMEL" (Gl. 3.1) über alle möglichen Wellenlängen  $\lambda$  und Winkel  $\psi$ :

$$I = \int_0^{\lambda \psi} \int_0^{\lambda \psi} I_\lambda(\lambda', \psi') d\lambda' d\psi' = \frac{e^2 c}{6 \pi \epsilon_0} \cdot \frac{\epsilon^4}{R^2} \quad (3.2)$$

Die spektrale Intensität der Synchrotronstrahlung ist stark energieabhängig. Mit steigender Photonenenergie sinkt die abgestrahlte Intensität stark ab (s. Abb. 3.1). Oberhalb der kritischen Energie ist die Intensität der Strahlung so weit abgesunken, daß sie zu vernachlässigen ist.

Bei der Bestimmung der Strahlungsleistung muß ein Faktor (kleiner als 1) einbezogen werden, der die Tat-

sache berücksichtigt, daß die Speicherringe mit geradlinigen Beschleunigungsstrecken versehen sind. Sie dienen zur Kompensation des Energieverlustes der Elektronen durch die Synchrotronstrahlung.

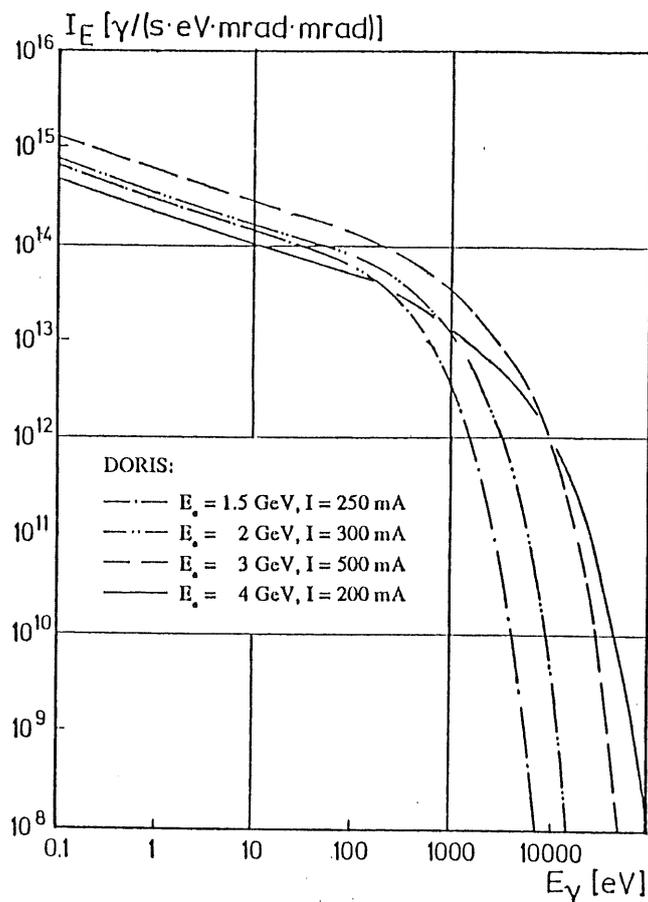


Abb. 3.1: Spektralverteilung der Synchrotronstrahlung des Speicherringes DORIS in einem Raumwinkel von  $1 \times 1 \text{ mrad}^2$  bei verschiedenen Betriebsbedingungen

Die spektrale Winkelverteilung der Strahlung bestimmt das Strahlungsfeld am Ort des Experiments. In horizontaler Richtung ist die Intensitätsverteilung bei jeder Wellenlänge homogen wegen der Bewegung der emittierenden Elektronen in der Kreisbahnebene. In azimutaler Richtung bestimmt der kritische Winkel  $\psi_c$  die wellenlängenabhängige Winkelbreite der Synchrotronstrahlung. Oberhalb dieses Winkels  $\psi_c$  ist die Strahlungsintensität bei jeder Frequenz vernachlässigbar. Nach Jackson beträgt der kritische Winkel  $\psi_c$  [JAC 82]:

$$\psi_c \approx \varepsilon^{-1} \left( \frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^{1/3} \quad \text{für } \lambda \gg \lambda_c \quad (3.3)$$

$$\psi_c \approx \varepsilon^{-1} \left( \frac{\lambda}{3 \lambda_c} \right)^{1/2} \quad \text{für } \lambda \ll \lambda_c \quad (3.4)$$

Mit steigender Strahlungsenergie sinkt die azimutale Winkelbreite  $\psi$  stark ab. Für zwei Photonenenergien ist der berechnete Verlauf der azimutalen Winkelverteilung nachfolgend (Abb. 3.2) dargestellt. Bei einer Photonenenergie von  $E_\gamma = 90 \text{ keV}$  trifft nur noch 1 % des Anteils der in der Orbitenebene ( $\psi = 0$ ) auftreffenden Strahlungsintensität in einem vertikalen Abstand von 2.76 mm ( $\psi = 0.092 \text{ mrad}$ ) auf das Experiment; bei der Energie von  $E_\gamma = 40 \text{ keV}$  liegt die 1%-Grenze bei 3.93 mm ( $\psi = 0.131 \text{ mrad}$ ). Der Abstand zwischen Quellpunkt der Synchrotronstrahlung und dem Experiment beträgt 29.5 m.

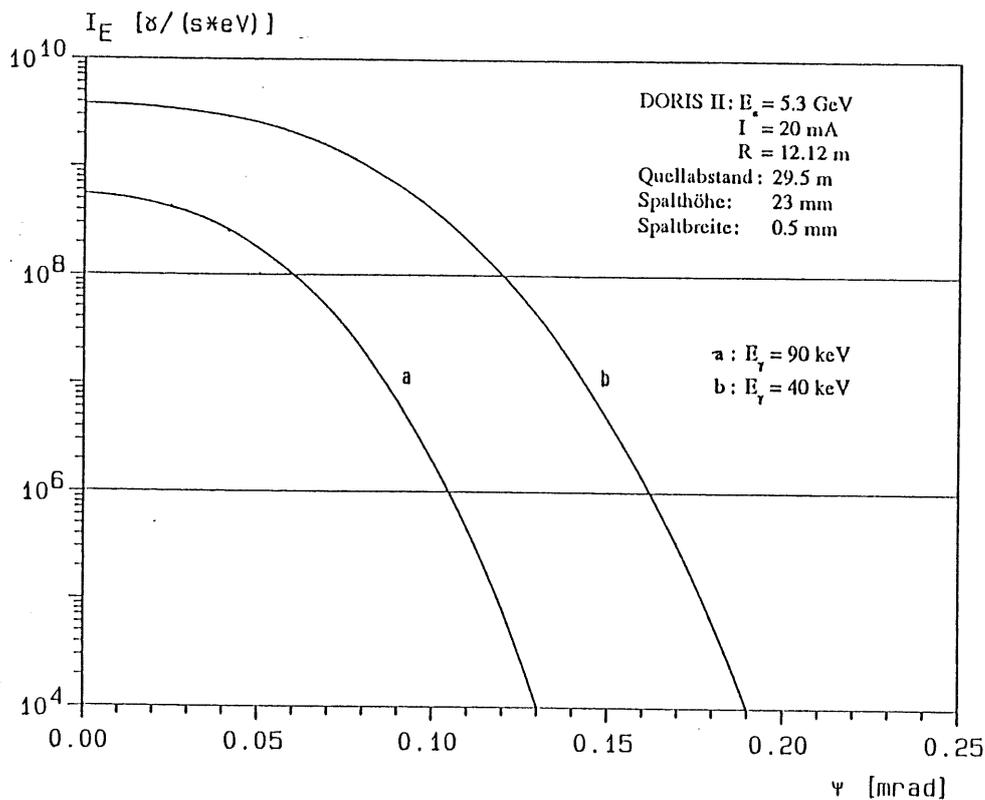


Abb. 3.2: Spektralverteilung der Synchrotronstrahlung in vertikaler Richtung. Die Betriebsbedingungen entsprechen denen bei den Bestrahlungen am Röntgenteststand

Für den Speicherring DORIS II ( $R = 12.12 \text{ m}$ ) bei einer Elektronenenergie von  $E_e = 5.3 \text{ GeV}$  ist die abgestrahlte Leistung  $I = 3.63 \cdot 10^{-4} \text{ W}$  pro Elektron. Die kritische Energie des primären Spektrums beträgt  $E_c = 27.25 \text{ keV}$  und der kritische Winkel  $\psi_c = 0.031 \text{ mrad}$  bei  $E_\gamma = 90 \text{ keV}$ .

### Röntgenstrahlung [BLO 57]

Bei der Abbremsung von Elektronen (Auftreffen auf die Anode in einer Röntgenröhre und Bewegung im Anodenmaterial) wird Röntgenstrahlung emittiert. Das abgestrahlte Bremsspektrum ist kontinuierlich. Es reicht bis zu einer Grenzwellenlänge  $\lambda_0$  entsprechend der Frequenz  $\nu_0$  am kurzwelligen Ende. Bei genügend hoher Elektronenenergie und geeignetem Anodenmaterial ist zusätzlich die Emission eines Linienspektrums möglich.

Die Berechnung der abgestrahlten Leistung und Intensität einer Röntgenröhre ist nicht exakt durchführbar. Ist die Röhre mit einer massiven Antikathode ausgestattet, so werden die Elektronen innerhalb einer endlichen Zeitspanne vollständig abgebremst. Die Intensität der dabei emittierten Strahlung wird in der Anode abgeschwächt.

Unter Vernachlässigung der Absorption im Anodenmaterial kann die spektrale Intensitätsverteilung des kontinuierlichen Röntgenspektrums berechnet werden. Dazu wird eine zeitliche Mittelung über den Bremsprozeß eines einzelnen Elektrons gemacht. Die Mittelung aller beteiligten Elektronen ergibt das Bremsspektrum. Die Spannungsabhängigkeit der kurzwelligen Grenze wird mithilfe der Quantenmechanik erklärt.

Es ergibt sich für die spektrale Intensität  $I_\nu$ :

$$I_\nu = \frac{2 e^2 h}{3 \sqrt{3} |\epsilon_0 m_e c^3|} \cdot n \cdot Z \cdot (\nu_0 - \nu) \quad (3.5)$$

mit 1 - 6 [BLO 57]

Z : Ordnungszahl des Anodenmaterials

$\nu$  : Frequenz der emittierten Strahlung

$\nu_0$  : Grenzfrequenz aus  $h\nu_0 = e \cdot U$

U : Beschleunigungsspannung der Elektronen

n : Anzahl der auf die Anode auftreffenden Elektronen pro Flächen- und Zeiteinheit

Aus den experimentellen Werten konnte eine empirische Beziehung der Intensitätsverteilung bestimmt werden [GEI 33]:

$$I_\nu = C \cdot [Z \cdot (\nu - \nu_0) + Z^2 \cdot a] \quad (3.6)$$

mit  $C = 5 \cdot 10^{-57} \text{ W s}^3$  und  $a = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ .

Für  $(\nu_0 - \nu) \gg Z \cdot a$  stimmen die Beziehungen 3.5 und 3.6 für  $I_\nu$  überein. In der Nähe der kurzwelligen Grenze weicht die theoretische Vorhersage vom experimentellen Ergebnis ab. Diese Abweichungen am kurzwelligen Ende können mit der Theorie nicht erklärt werden.

Die gesamte abgestrahlte Leistung der Röntgenröhre ergibt sich aus der Integration der Gleichung 3.5 über alle Frequenzen bis  $\nu_0$ :

$$I = \frac{e^2 h}{3 \sqrt{3} |\epsilon_0 m_e c^3|} \cdot n \cdot Z \cdot \nu_0^2 \quad (3.7)$$

Der Wirkungsgrad der Röntgenröhre  $\eta$  ist:

$$\eta = \frac{e^3 h}{3 \sqrt{3} |\epsilon_0 m_e c^3|} \cdot Z \cdot U \quad (3.8)$$

Er hängt nur von der Beschleunigungsspannung U und von der Kernladungszahl Z des Anodenmaterials ab.

Die verwendete Röntgenröhre (Typ "MC 50/W" der Firma C. H. F. Röntgen-Müller) ist mit einer wassergekühlten Wolframanode ausgestattet. Die maximal zulässige Hochspannung beträgt  $U = 46 \text{ kV}$  bei einer Stromstärke von  $I = 20 \text{ mA}$ . Der Wirkungsgrad der Röhre beträgt  $\eta = 0.31 \%$  (Gl. 3.8), d. h. 99.69 % der zugeführten elektrischen Energie werden in Wärme umgewandelt.

### Zusammenfassende Darstellung der Spektralverteilungen

Die berechneten Intensitäts- und Leistungsspektren der Synchrotron- und der Röntgenstrahlung sind nachfolgend abgebildet (Abb. 3.3). Das primäre Strahlungsspektrum hat ein Intensitäts- bzw. Leistungsmaximum im extrem niedrigen Energiebereich. Durch die Absorption infolge durchdrungener Materieschichten verschiebt sich das Intensitäts und Leistungsmaximum zu höheren Energien wie in den Abbildungen 3.3 a und b dargestellt ist. Bei ihrer Berechnung ist die Abschwächung beim Durchgang durch diverse Materieschichten (s. Kap. 4.1) berücksichtigt worden. Neben dem mit wachsender Energie kontinuierlich abfallenden spektralen Intensität und Leistung des Spektrums (a) an der hochenergetischen Grenze ist ein sprunghafter Rückgang der Intensität und Leistung bei  $E_\gamma = 88 \text{ keV}$  zu beobachten. Bei dieser Energie besitzt das zur Filterung verwendete Blei eine Absorptionskante (K-Kante).

Da die Spektralverteilung der Röntgenstrahlung nicht exakt berechenbar ist, stimmt das abgebildete Röntgenspektrum nicht mit dem tatsächlich von der Röhre abgestrahlten überein. Bei der Berechnung ist die Winkel-

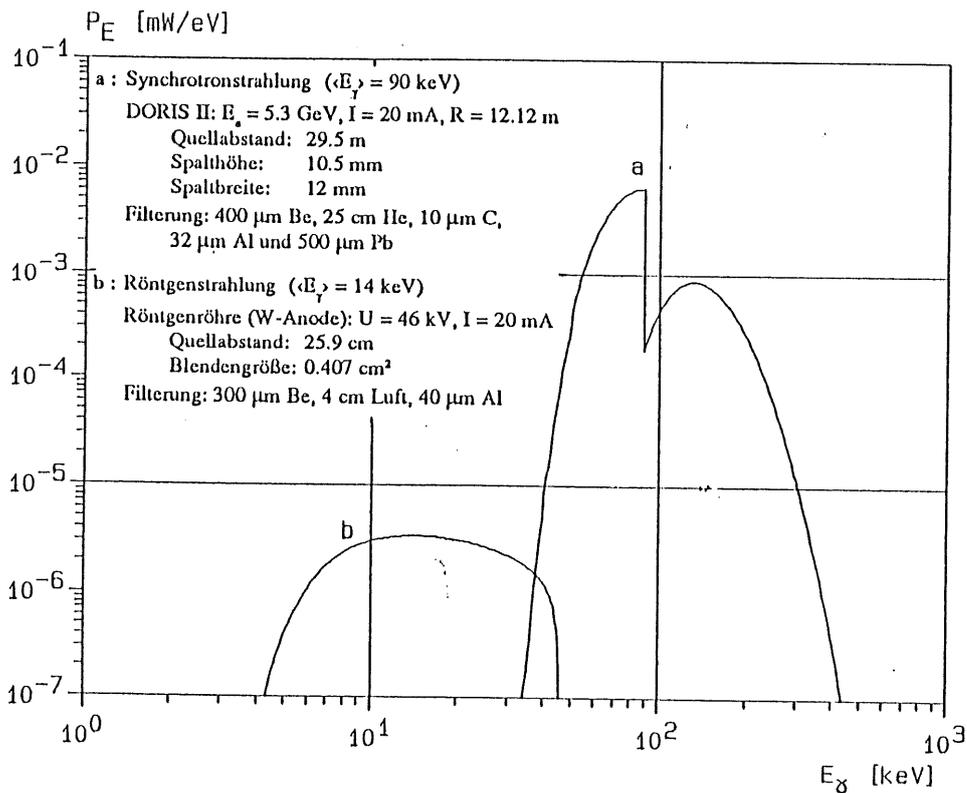
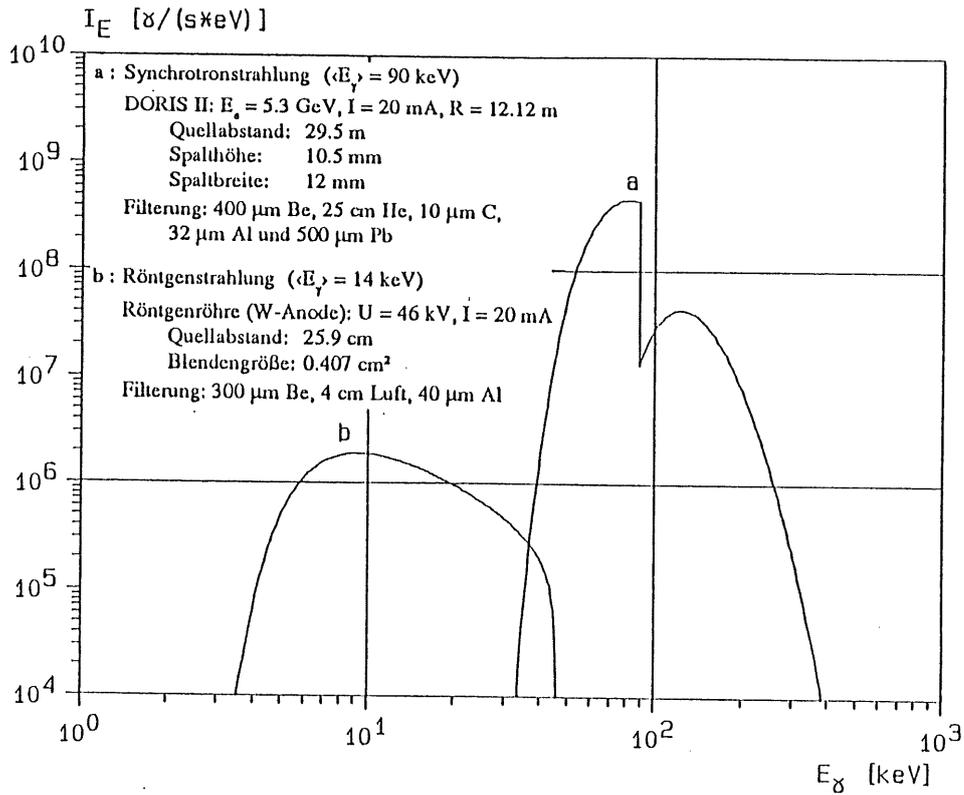


Abb. 3.3: Spektrale Intensitäts- ( $I_E$ ) und Leistungsverteilung ( $P_E$ ) der Synchrotronstrahlung (DORIS II) und der Röntgenstrahlung. Die Spektren sind mit den angegebenen Parametern berechnet worden, wie sie am Ort des jeweiligen Bestrahlungsstandes waren (s. Kap. 4.2).

abhängigkeit der Strahlung und die Absorption in der Anode nicht berücksichtigt worden. Trotzdem entspricht die Form der Verteilung etwa der des realen Spektrums, da sie im wesentlichen durch die Absorption in den dazwischenliegenden Materialien bestimmt wird.

Das berechnete Synchrotronstrahlungsspektrum muß in Bezug auf die abgestrahlte Leistung mit der wirklichen Spektralverteilung direkt vor den zu bestrahlenden Objekten übereinstimmen, da die für diese Experimente notwendige Dosimetrie gute Übereinstimmungen zwischen der im Detektor absorbierten Energie und der berechneten ergab (s. Kap 4.4).

Die wichtigsten Daten der in der Abbildung 3.3 dargestellten, berechneten Spektren sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

	Synchrotronstrahlung	Röntgenstrahlung
Energie beim Maximum des Leistungsspektrums	90 keV	14.1 keV
Energie beim Maximum des Intensitätsspektrums	80 keV	9.2 keV
Gesamtleistung [mW]	227.1	$1.06 \cdot 10^{-2}$
Gesamtintensität [ $\gamma/s$ ]	$1.64 \cdot 10^{13}$	$4.84 \cdot 10^7$
Energien, bei der die Intensität auf 0.1 % der maximalen abgesunken ist	38 keV / 285 keV	3 keV / 46 keV

### 3.2 Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie [MAR 73]

Beim Durchgang von elektromagnetischer Strahlung durch eine Materieschicht wird diese durch Wechselwirkungen mit den Atomen und Molekülen der durchdrungenen Schicht teilweise oder vollständig absorbiert bzw. gestreut. Es wird einerseits der Materie Energie zugeführt (Absorption), andererseits erfährt die Strahlung eine Änderung ihrer Ausbreitungsrichtung (Streuung).

Die durch Absorption und Streuung verursachte Abnahme der Intensität  $dI$  ist proportional zur Dicke  $dx$  der durchquerten Schicht:

$$dI = -\mu_L \cdot I \cdot dx \quad (3.9)$$

Der Proportionalitätsfaktor ist der lineare Schwächungskoeffizient  $\mu_L$ . Er wird aus den Wirkungsquerschnitten  $\mu$  der Prozesse berechnet, die den Intensitätsverlust der Strahlung verursachen.

$$\mu_L = \rho \cdot \mu \cdot L / A \quad (3.10)$$

$\rho$  : Dichte des von Strahlung durchdrungenen Mediums

$L$  : Loschmidt'sche Zahl

$A$  : Atommasse des von Strahlung durchdrungenen Mediums

Der lineare Schwächungskoeffizient  $\mu_L$  ist über  $\rho$  von Druck, Temperatur und Aggregatzustand der durchdrungenen Materie abhängig. Durch Einführung des Massenabschwächungskoeffizienten  $\mu_L/\rho$  werden diese Abhängigkeiten eliminiert:

$$\mu_L/\rho = L \cdot \mu / A \quad (3.11)$$

Die Integration der Gleichung 3.9 über die gesamte Materieschicht  $x$  ergibt den Anteil  $I(x)$  der ursprünglichen Intensität  $I_0$  nach Durchqueren dieser Schichtdicke:

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\mu_L \cdot x) \quad (3.12)$$

Die Intensitätsabnahme der Strahlung erfolgt über verschiedene miteinander konkurrierende Prozesse. Die wichtigsten (häufigsten) Prozesse im Energiebereich unter  $E_\gamma = 1 \text{ MeV}$  sind der Photo- und Comptoneffekt. Andere Prozesse sind in diesem Energiebereich gegenüber den genannten vernachlässigbar.

### Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird die Energie  $E = h\nu$  der einfallenden elektromagnetischen Strahlung vollständig von einem Atom absorbiert. Ist diese Energie niedriger als die Bindungsenergie  $E_B$  des Elektrons, so erfolgt der Übergang in einen gebundenen Zustand höherer Energie (-Anregung), wobei die Rekombination in den Ausgangszustand möglich ist. Für  $h\nu > E_B$  tritt Ionisation auf. Die kinetische Energie des Elektrons ist:

$$E_{\text{kin}} = h\nu - E_B \quad (3.13)$$

Wegen der gleichzeitigen Einhaltung von Energie- und Impulserhaltung findet der Photoeffekt an freien Elektronen nicht statt. Bei gebundenen Elektronen in der Atomhülle ist die vollständige Energieabsorption möglich, weil das Atom den restlichen Impuls als Rückstoß übernimmt.

Mit dem Wirkungsquerschnitt  $\tau$  wird die Wahrscheinlichkeit der Absorption der Strahlungsenergie durch gebundene Elektronen beschrieben. Er ist gegeben durch:

$$\tau = 4 \cdot \sqrt{2} \cdot \sigma_{\text{Th}} \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot \epsilon_\gamma^{-7/2} \quad (3.14)$$

mit:

$$\sigma_{\text{Th}} = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \quad : \text{ Thomson-Querschnitt}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{h \cdot c} \quad : \text{ Feinstrukturkonstante}$$

$$\epsilon_\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad : \text{ reduzierte Photonenenergie}$$

Das Absorptionsvermögen der Hüllenelektronen ist von der Energie der einfallenden Photonen abhängig. Es nimmt mit wachsender Energie ab. Bei den Photonenenergien, die den Ionisationsenergien der K-, L-, M-Elektronen entsprechen, steigt der Wirkungsquerschnitt sprunghaft an. Dieser Anstieg wird als Absorptionskante bezeichnet. Bei hohen Energien ( $\epsilon_\gamma \gg 1$ ) ist eine relativistische Korrektur nötig, die den Verlauf von  $\tau$  mit steigender Energie flacher werden läßt. Ebenfalls ist eine Korrektur bei den Energien nahe der Ionisationsenergien nötig.

Die Winkelverteilung der emittierten Photoelektronen ist ebenfalls energieabhängig. Je höher die Photonenenergie  $h\nu$ , desto kleiner ist der Winkel zwischen der wahrscheinlichsten Emissionsrichtung der Photoelektronen und der Einfallsrichtung der Strahlung. Im Falle hoher Photonenenergien erfolgt die Emission der Photoelektronen bevorzugt in Vorwärtsrichtung und im Falle niedriger Energien senkrecht zur Einfallsrichtung.

Neben dem strahlenden Übergang eines angeregten Elektrons kann die Rekombination auf den Grundzustand auch strahlungslos stattfinden. Die freiwerdende Energie  $\Delta E$  wird auf ein anderes Hüllenelektron übertragen. Dieses wird als AUGER-Elektron mit der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}} = \Delta E - E_B > 0$  emittiert.

### Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt die elastische Streuung eines Photons der Energie  $E = h\nu$  an einem quasifreien Hüllenelektron, dessen Bindungsenergie  $E_B$  sehr klein gegen die Energie des einfallenden Photons ist. Aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz ergibt sich für den Energieverlust des Photons die "Comptonverschie-

lung der Wellenlänge":

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_C \cdot (1 - \cos \vartheta_\gamma) \quad (3.15)$$

$\lambda$  : Wellenlänge des einfallenden Photons

$\lambda'$  : Wellenlänge des gestreuten Photons

$\lambda_C$  : Comptonwellenlänge des Elektrons mit  $\lambda_C = h / m_e c = 2.426 \cdot 10^{-12} \text{ m}$

$\vartheta_\gamma$  : Winkel zwischen dem einfallenden und dem gestreuten Photon

Die kinetische Energie des Elektrons ist:

$$E_{\text{kin}} = hv - hv' \quad (3.16)$$

Für die Energie des gestreuten Photons gilt, wobei  $\epsilon_\gamma = hv / m_e c^2$  ist:

$$hv' = hv \cdot [1 + \epsilon_\gamma \cdot (1 - \cos \vartheta_\gamma)]^{-1} \quad (3.17)$$

Mit dem Winkel  $\vartheta_\gamma$ , unter dem das Photon gestreut wird, variiert die auf das Elektron übertragene Energie  $E_{\text{kin}}$ . Im Falle  $hv = hv'$  ist  $E_{\text{kin}} = 0$  (keine Wechselwirkung) und  $\vartheta_\gamma = 0^\circ$  für jede Frequenz  $\nu$ . Der Energieübertrag ist maximal, wenn  $\vartheta_\gamma = 180^\circ$  ist:

$$E_{\text{kin, max}} = \frac{2 \cdot \epsilon_\gamma}{2 \cdot \epsilon_\gamma + 1} \cdot hv \quad (3.18)$$

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für elastische Streuung elektromagnetischer Wellen ist in der klassischen Näherung nur für  $\epsilon_\gamma \ll 1$  gültig. Bei höheren Photonenenergien ist eine relativistische, quantenmechanische Behandlung erforderlich. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  erfolgt über die Integration der Klein-Nishina-Formel.

### Totaler Schwächungskoeffizient für Photonen und Reichweite der Elektronen

Im Energiebereich zwischen 1 und 300 keV erfolgt die Ionisierung der Atome durch den Photo- und den Comptoneffekt. Der totale Wirkungsquerschnitt  $\mu$  ist die Summe der Wirkungsquerschnitte dieser beiden Prozesse:

$$\mu = \tau + \sigma \quad (3.19)$$

Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse sind sowohl von der Ordnungszahl des durchquerten Mediums  $Z$  als auch von der Photonenenergie  $E_\gamma$  abhängig. Bei sehr niedrigen Energien dominiert der Photoeffekt. Der Wirkungsquerschnitt  $\tau$  fällt mit steigender Energie wie  $E_\gamma^{-7/2}$  ab. Der Comptonwirkungsquerschnitt  $\sigma$  sinkt ebenfalls mit steigender Photonenenergie. Im Energiebereich, in dem die Absorptionsprozesse aufgrund des Photoeffektes überwiegen, steigt  $\sigma$  zunächst an.

Die direkte Wirkung der elektromagnetischen Strahlung ist nur die Ionisation der Atome und die Anregung ihrer Hüllenelektronen. Die bei der Ionisation übertragene Energie übernehmen die freigesetzten Elektronen als kinetische Energie, so daß weitere Ionisations- und Streuprozesse durch sie stattfinden. Daraus resultiert eine mögliche Defekterzeugung durch die elektromagnetische Strahlung in der bestrahlten Materie nur indirekt über den anschließenden Elektron-Atom-Stoß. Nur bei extrem hohen Energien ( $E_\gamma \geq 10 \text{ MeV}$ ) ist eine direkte Schädigungen durch Photonen möglich (Kernphotoeffekt).

Der energieabhängige Verlauf des totalen Massenabschwächungskoeffizienten  $\mu_L/\rho$  und die für Photo- und Comptoneffekt berechneten Koeffizienten sind für Silizium, Siliziumdioxid und Gold graphisch dargestellt (Abb 3.4a - c). Die benutzten Werte sind aus den Tafeln von Storm / Israel [STO 70] entnommen.

Die freigesetzten Elektronen verlieren beim Durchgang durch die Materie ihre kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$ . Dieser Energieverlust, der mit abnehmenden  $E_{\text{kin}}$  ansteigt, führt zu einer begrenzten Reichweite  $r$ :

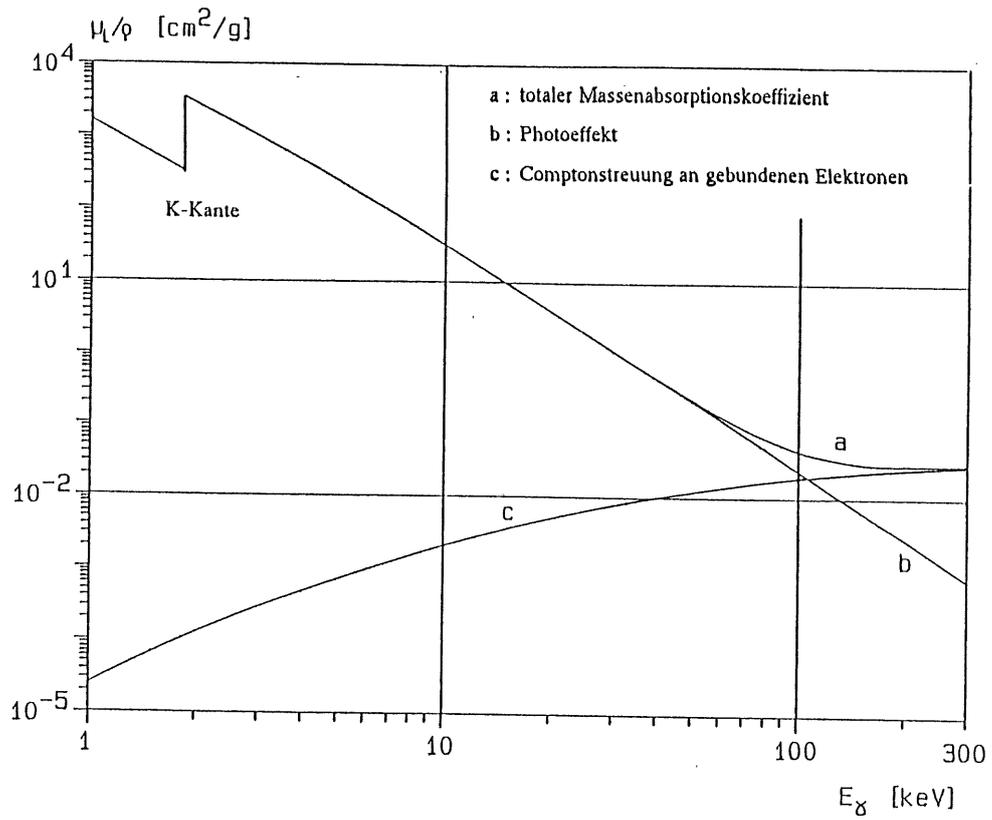


Abb 3.4a: Massenabschwächungskoeffizient  $\mu_L/\rho$  von Photonen in Silizium

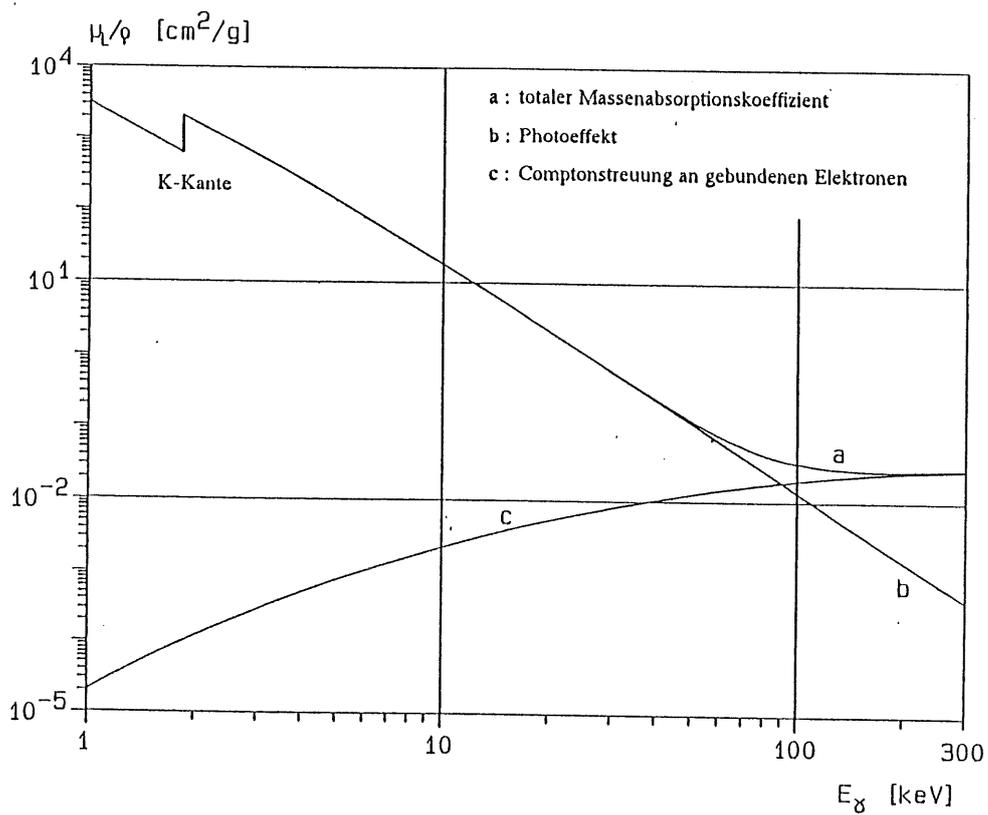


Abb 3.4b: Massenabschwächungskoeffizient  $\mu_L/\rho$  von Photonen in Siliziumdioxid

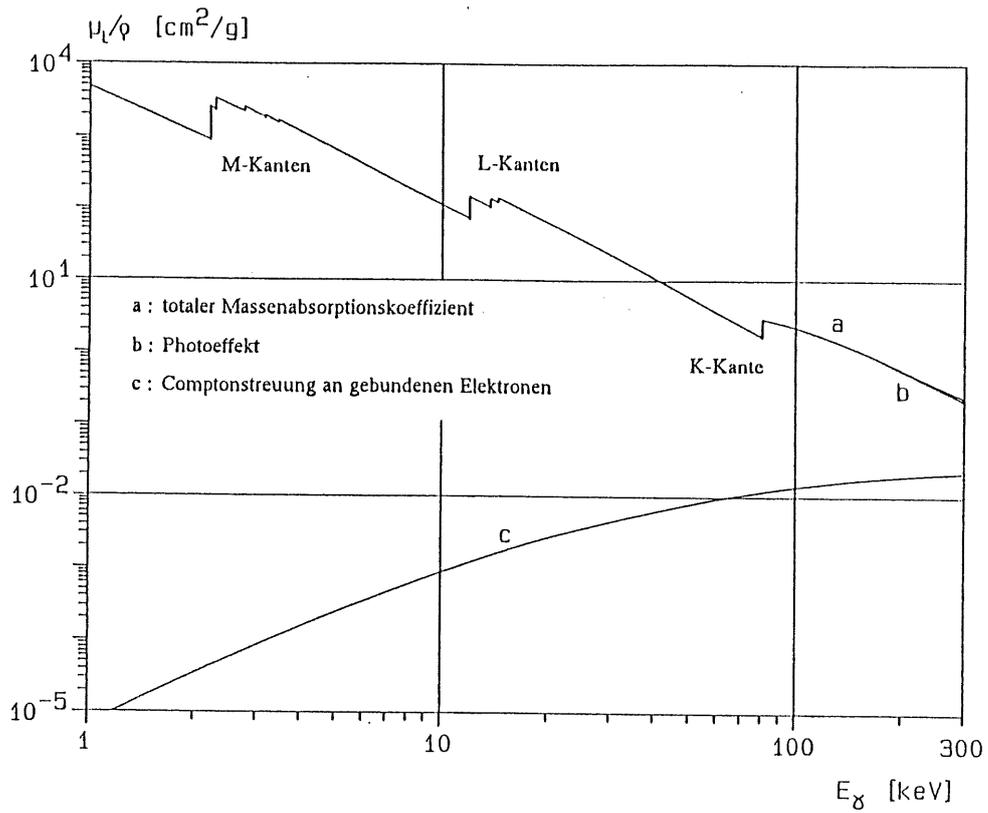


Abb 3.4c: Massenabschwächungskoeffizient  $\mu_L/\rho$  von Photonen in Gold

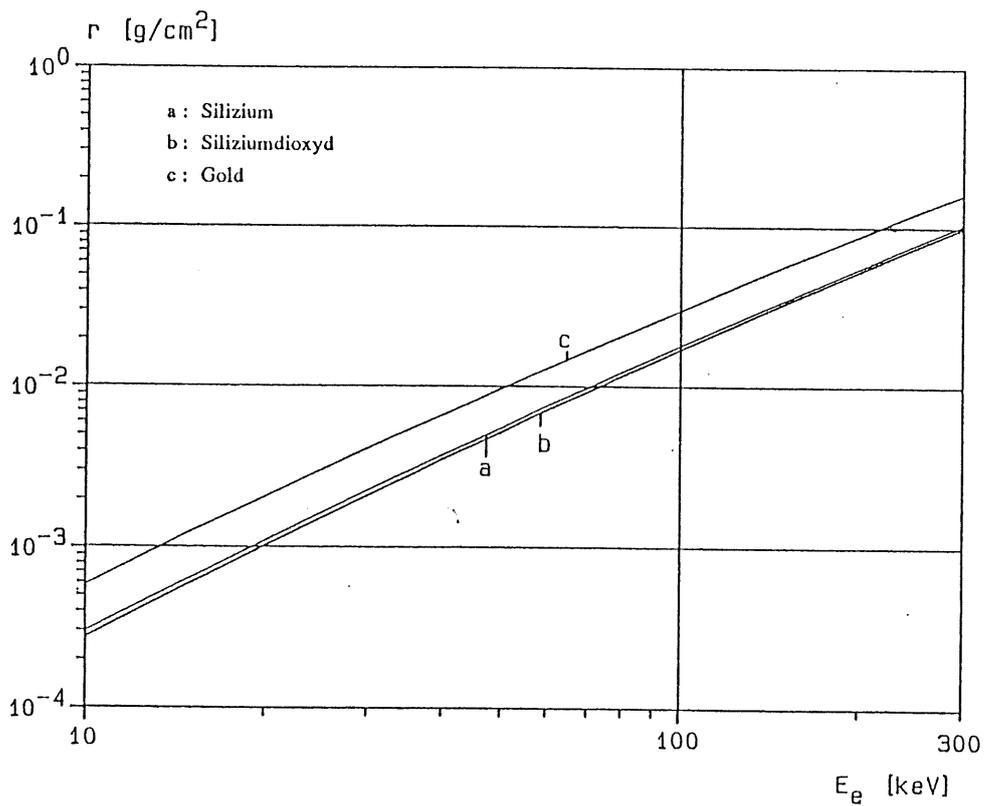


Abb. 3.5: Reichweite  $r$  der Elektronen im Silizium, im Siliziumdioxyd und im Gold [PAG 72]

$$r = \int_{E_{kin}}^0 \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} \cdot dE \quad (3.20)$$

In der nachfolgenden Graphik (Abb. 3.5) sind die Reichweiten  $r$  von Elektronen in Silizium, Siliziumdioxid und Gold im Energiebereich von  $E_{kin} = 10 \dots 300$  keV dargestellt. In Silizium und Siliziumdioxid erstreckt sich die spezifische Reichweite der Elektronen von  $r = 3 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup> bei  $E_{kin} = 10$  keV bis  $r = 0.1$  g/cm<sup>2</sup> bei  $E_{kin} = 300$  keV. Im Gold ist sie höher wegen der Z-Abhängigkeit.

Die spezifischen Goldschichtdicken der zu bestrahlenden Detektoren und MOS-Strukturen betragen  $\rho \cdot d_{Au} = 4 \cdot 10^{-5}$  g/cm<sup>2</sup> und  $1 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup>. Die SiO<sub>2</sub>-Schichten haben eine Dicke von  $\rho \cdot d_{SiO_2} = 4.5 \cdot 10^{-5}$  g/cm<sup>2</sup>...  $1.4 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup>. Die durch die Röntgenstrahlung im Gold freigesetzten Elektronen mit einer kinetischen Energie  $E_{kin}$  erreichen die nachfolgenden Schichten, wie der Vergleich von  $r$  und den spezifischen Materiedichten  $\rho \cdot d_{Au}$  und  $\rho \cdot d_{SiO_2}$  zeigt. Bei  $E_{kin} = 12$  keV beträgt die Reichweite der Elektronen im Gold  $r = 8.1 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup> und im Siliziumdioxid  $r = 4.2 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup>.

Diese Überlegung gilt natürlich auch für die höherenergetische Synchrotronstrahlung, weil bei steigender Elektronenenergie  $E_{kin}$  die Reichweite der Elektronen wächst. Für niedrigere Elektronenenergien sind diese Vergleiche nicht gültig, da dann die Reichweite kleiner ist.

### 3.3 Defektbildung in den Oberflächensperrschichtdetektoren und in den MOS-Strukturen [VAV 77], [NIC 82]

Durch die Wechselwirkung von Photonen und freien Ladungsträgern mit den Atomen der bestrahlten Detektoren und MOS-Strukturen entstehen temporäre und permanente Defekte. Die Unterscheidung der Defekte richtet sich nach ihrer Lokalisierung im Detektor und in der MOS-Struktur. Sie werden dabei in Kristallstrukturdefekte und in Grenzflächen- bzw. Oberflächendefekte unterschieden. Als Kristalldefekte werden diejenigen bezeichnet, die direkt im Silizium-Einkristall auftreten. Zu den Grenzflächendefekten werden jene im Siliziumdioxid sowie in den Grenzbereichen Gold - Silizium und Randpassivierung (Epoxydharz, Siliziumdioxid) - Silizium gerechnet.

#### Kristallstrukturdefekte

Diese Veränderungen sind Störungen in der Struktur des Einkristalls. Durch den Stoß eines Elektrons auf ein Kristallatom wird jenes aus dem Gitterverband entfernt. Das herausgeschlagene Atom verbleibt an anderer Stelle im Kristall als Zwischengitteratom (ZGA); an seinem bisherigen Platz befindet sich eine Leerstelle. Diese Defekte wirken als Rekombinations-Generationszentren und reduzieren die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger  $\tau_p$  im Silizium mit den meßbaren Folgen als Veränderungen in der I-V- und C-V-Kennlinie.

Für die Bildung eines Zwischengitteratom-Leerstelle-Paares (- Frenkelpaar) im Silizium muß mindestens eine Energie von  $E_d = 25$  eV ("Displacement-Energie") vom auftreffenden Elektron auf ein Siliziumatom mit der Masse  $M$  übertragen werden. Mit Hilfe des Impuls- und Energieerhaltungssatzes kann die erforderliche Mindestenergie des Elektrons  $E_{kin, min}$  für den Fall des zentralen Stoßes berechnet werden:

$$E_d = \frac{2 \cdot (E_{kin, min} + 2 \cdot m_e c^2) \cdot E_{kin, min}}{Mc^2} \quad (\text{gültig nur für } M \gg m_e) \quad (3.21)$$

Es ergibt sich für  $E_d = 25$  eV eine Elektronenenergie von  $E_{kin, min} = 256$  keV. Die Energie der elektromagnetischen Strahlung muß mindestens  $E_{\gamma, min} = E_{kin, min} + E_b$  betragen, um ein Elektron über den Photoeffekt freizusetzen, welches dann ein Frenkelpaar im Kristall erzeugen kann. Die Bindungsenergie des K-Elektrons beträgt im Silizium  $E_b = 1.84$  keV. Bei den L- und M-Schalen liegt sie unter 1 keV. Oberhalb einer Photonenenergie von  $E_\gamma = 100$  keV ist allerdings der Photoeffekt gegenüber der Comptonstreuung vernachlässigbar. Im Falle des

Comptoneffektes wird die minimale Photonenenergie  $E_{\gamma, \min}$  aus dem maximalen Energieübertrag für den zentralen Stoß eines Photons auf ein Elektron (Gl. 3.18) bestimmt. Sie beträgt etwa  $E_{\gamma, \min} = 407$  keV, um Elektronen mit der Mindestenergie von  $E_{\text{kin}, \min} = 256$  keV freisetzen zu können.

Die bei den Experimenten zur Verfügung stehenden Strahlungsquellen emittieren ein Photonenspektrum im Energiebereich zwischen 38 keV und 285 keV (0.1-%-Grenzen der maximalen Intensität). Die mittlere Energie der Photonen beträgt beim Synchrotronstrahlungsspektrum  $\langle E_{\gamma} \rangle = 90$  keV, beim Röntgenspektrum  $\langle E_{\gamma} \rangle = 14$  keV. Die zur Verfügung stehenden Strahlungsenergien der Synchrotronstrahlung reichen für die Bildung von Frenkeldefekten im Silizium-Einkristall nicht aus. Mit Hilfe von Kapazitätsmessungen an den bestrahlten Detektoren wurde diese Vorhersage bestätigt (s. Kap 5.1, S. 5 - 11).

### Grenzflächendefekte [NIC 82]

Die strahlungsinduzierten Defekte an den Grenzschichten treten bei den Detektoren an der Gold-Silizium-Grenze sowie an der Grenze zur Randpassivierung und bei den MOS-Strukturen an der Silizium-Siliziumdioxid-Grenze auf.

Die einfallende Strahlung erzeugt in der bestrahlten Si- und der  $\text{SiO}_2$ -Schicht Elektron-Loch-Paare in großer Anzahl. Dies geschieht durch Ionisation der Silizium- und Sauerstoffatome und durch Aufbrechen der Si-O-Bindungen im Siliziumdioxid. Die Energie zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares beträgt im Silizium  $W_{\text{Si}} = 3.6$  eV [NEU 66] und im  $\text{SiO}_2$   $W_{\text{SiO}_2} = 16.5$  eV [PET 85]. Es können weitere Elektron-Loch-Paare gebildet werden, sofern die kinetische Energie der primär erzeugten Teilchen dazu ausreicht. Bei einer Photonenenergie von  $E_{\gamma} = 14$  keV wird aufgrund des Photoeffektes ein freies Elektron aus der K-Schale mit einer kinetischen Energie von etwa 12.2 keV (Bindungsenergie  $E_{\text{B}} = 1.8$  keV) erzeugt. Die Zahl der Elektron-Loch-Paare im  $\text{SiO}_2$ , die durch ein derartiges Elektron erzeugt werden, beträgt  $n_{\text{eh}} \approx 740$ ; im Si sind es bei gleicher Elektronenenergie  $n_{\text{eh}} \approx 3380$ . Zusätzlich erreichen die an der Vakuumseite im Gold produzierten Elektronen die empfindliche Grenzschicht des MOS-Struktur.

Bei den Oberflächensperrschichtdetektoren wird der Metall-Halbleiter-Kontakt durch die freigesetzten Ladungen beeinflusst. Da bekannt ist, daß während des Einfalls der elektromagnetische Strahlung ein Photostrom in Sperrichtung durch den Detektor fließt (s. Kap. 4.4), werden die Elektronen vom Silizium im Richtung des Metall-Halbleiter-Kontaktes getrieben. Durch die hohe Beweglichkeit  $\mu_n$  ist eine Wechselwirkung mit den dort vorhandenen Ladungszuständen mit einer geringen Wahrscheinlichkeit möglich. Eine Erhöhung der akzeptorartigen Oberflächenzustände  $D_{\text{ss}}$  bzw. eine Änderung der Besetzungsenergie  $\phi_0$  ist die Folge, die dann zu einer Absenkung der Potentialbarriere führt. Sichtbar wird dieses durch I-V-Messungen bei niedrigen Spannungen in einer Erhöhung des Sperrstromes. Eine weitere Konsequenz der strahlungsbedingten Änderung der Barrierrhöhe ist das Absinken der "Diffusionsspannung", die mit Hilfe von Kapazitätsmessungen bei kleinen Sperrspannungen bestimmt wird.

Im Siliziumdioxid der MOS-Struktur hängt das weitere Schicksal der freigesetzten Ladungen von der Stärke und Richtung des dort herrschenden elektrischen Feldes ab. Die nach der Elektron-Loch-Paarbildung auftretenden Rekombinationen sind von der angelegten Spannung abhängig. Ohne elektrisches Feld bzw. im Falle eines schwachen elektrischen Feldes rekombinieren viele Elektron-Loch-Paare. Bei starken Feldern wird die Rekombination unterdrückt, da die Elektronen wegen ihrer hohen Beweglichkeit  $\mu_n$  sehr schnell in Richtung auf die positiv vorgespannten Seite von den Löchern getrennt werden. Die Löcher driften langsam in die entgegengesetzte Richtung. Wenige der Löcher erreichen im Falle des positiv vorgespannten Gatters die Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzschicht. Ein Großteil der Löcherladungen wird auf dem Weg zur Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze sowie ein Teil an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzschicht eingefangen (Abb. 3.6). Diese sind für den strahlungsinduzierten Anstieg der positiven Oxydladungen  $Q_{\text{ot}}$  und der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{\text{it}}$  verantwortlich. Im elektrischen Verhalten einer MOS-Struktur sind diese Ladungen die hauptsächliche Ursache für die Veränderungen im Kapazitäts-Spannungs- und im Leitwert-Spannungs-Verhalten.

Die Dichte der durch die Löcher gebildeten gefangenen Oxydladungen  $Q_{\text{ot}}$  ist von der Polarität der angeleg-

ten Gatterspannung während der Bestrahlungen abhängig. Bei einer Driftbewegung der Löcher an die Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze steigt die Dichte der Q<sub>ox</sub> im Oxyd stark an, bei Bewegung in Richtung der Metallelektrode ist die beobachtete Wirkung geringer. Die gefangenen Oxydladungen influenzieren weniger Elektronen im Silizium.

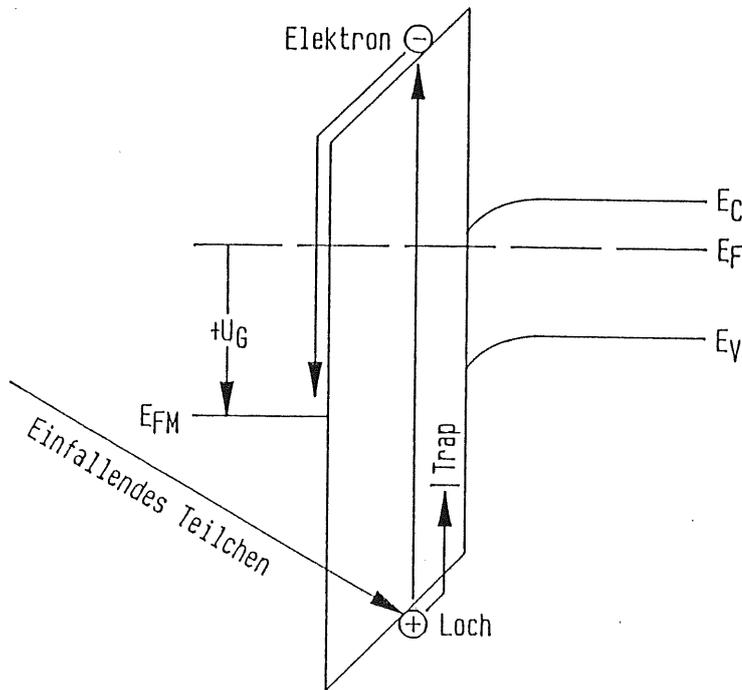


Abb. 3.6: Energiebandschema des MOS-Kontakts. Bei Einfall von elektromagnetischer Strahlung wird ein Elektron-Loch-Paar im SiO<sub>2</sub> gebildet. Unter dem Einfluß der Gatterspannung U<sub>0</sub> wird das Elektron zur Metallseite getrieben. Das Loch, das sich in Richtung auf die Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze bewegt, wird eingefangen und bildet eine positive Oxydladung Q<sub>ox</sub>.

Für die Bildung strahlungsinduzierter Oxydladungen Q<sub>ox</sub> wird ein Modell ("hopping-model") benutzt, welches auf dem Löchertransport durch das Oxyd beruht. Diese Bewegung wird zwar durch das elektrische Feld verursacht, aber sie wird von sogenannten Bulk-Oxyd-Traps beeinflusst. Diese Traps unterscheiden sich von den Einfangstellen an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze dadurch, daß sie die Löcher nur für kurze Zeit einfangen. Die Zeit t<sub>T</sub>, die ein Loch im Trap verbringt (Trapping-Zeit), ist vergleichbar mit der Zeitspanne, die das Loch benötigt, das Oxyd zu durchqueren. Das Loch springt von Trap zu Trap. Die Löcherbeweglichkeit μ<sub>p</sub> ist also von der Oxyddicke d<sub>ox</sub>, dem herrschenden elektrischen Feld E<sub>ox</sub> und der Zeit t<sub>T</sub> abhängig:

$$\mu_p = \frac{d_{ox}}{E_{ox} \cdot t_T} \quad (3.22)$$

Der Löchertransport wird nicht durch die Driftbewegung allein, sondern zusätzlich durch den Einfang und die Emission aufgrund vorhandener Oxyd-Traps beschrieben.

Die experimentell ermittelten Löcherbeweglichkeiten sind sehr klein gegenüber denen der Elektronen. Die Werte von μ<sub>n</sub> und μ<sub>p</sub> im Silizium und Siliziumdioxid sind:

im Si:	μ <sub>n</sub> - 1.4 · 10 <sup>3</sup> cm <sup>2</sup> /Vs [WOL 69]	im SiO <sub>2</sub> :	μ <sub>n</sub> - 2 · 10 <sup>1</sup> cm <sup>2</sup> /Vs [PET 85]
	μ <sub>p</sub> - 3.8 · 10 <sup>2</sup> cm <sup>2</sup> /Vs [WOL 69]		μ <sub>p</sub> - 1 · 10 <sup>-4</sup> cm <sup>2</sup> /Vs [PET 85]

Der durch Defekte kontrollierte Löchertransport ist stark abhängig von der Temperatur, von der angelegten Spannung und von der Art der Herstellung des Oxydes. In feucht gewachsenem Oxyd ist die Löcherbeweglichkeit weitaus geringer als in trocken gewachsenem.

## 4 Durchführung der Bestrahlungsexperimente

### 4.1 Zielsetzung der Experimente

Die Untersuchungen zur Strahlenschädigung, in deren Verlauf die Bestrahlungsexperimente im Hamburger Synchrotronstrahlungslabor (HASYLAB) am DESY durchgeführt wurden, sollten Aufschluß über Veränderungen in den Oberflächensperrschichtdetektoren durch die Einwirkung von elektromagnetischer Strahlung im Röntgenbereich geben. Dabei sind der Sperrkontakt und die Randpassivierung der Detektoren von besonderem Interesse. Im Hinblick auf den Einsatz von oxydpassivierten Detektoren bei HERA wurden die Untersuchungen auf isolierte MOS-Strukturen ausgedehnt.

Die ersten Bestrahlungen wurden mit Synchrotronstrahlung mit einer mittleren Energie  $E_\gamma = 90$  keV durchgeführt. Für Untersuchungen des Sperrkontaktes und des Randes wurden bei den Detektoren der Zentral- und der Randbereich getrennt bestrahlt. Dazu wurde die ankommende Strahlung durch verschiedene Kollimatoren räumlich begrenzt (Abb. 4.1).

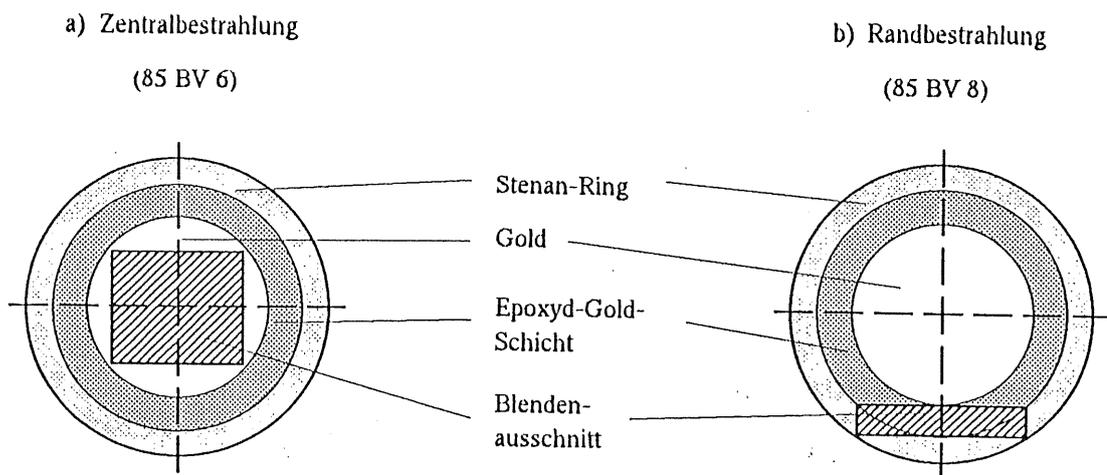


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der Blendengeometrien vor den Detektoren während der Bestrahlungen: a) Detektor 85 BV 6: Blendengröße  $10.5 \times 12$  mm<sup>2</sup>, b) Detektor 85 BV 8: Blendengröße  $3 \times 15$  mm<sup>2</sup>

Die Untersuchungen der MOS-Strukturen mit Guardring-Konfiguration beschränkten sich auf die strahlungsinduzierten Veränderungen des Si-SiO<sub>2</sub>-Bereichs unter der Zentrumselektrode (s. Abb. 2.9, S. 2 - 11). Die Veränderungen der Randkapazität (einschließlich des Kapazitätsbeitrages durch den Epoxydrand) haben einen nachteiligen Einfluß auf die Auswertungen. Deshalb wurde mit einem Kollimator dieser Randbereich ausgeblendet.

Die Bestrahlungen wurden sowohl bei den Detektoren als auch bei den MOS-Strukturen kumulativ durchgeführt (Summation der Einzeldosen bis zu einer Gesamtdosis). Zwischen diesen Einzelbestrahlungen wurde das Strom-Zeit-Verhalten der Detektoren bei einer konstanten Sperrspannung protokolliert. Anschließend erfolgte die Aufnahme der Strom-Spannungs- und Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien. Bei den MOS-Strukturen wurden nur Kapazitätskennlinien aufgenommen. Nach Abschluß sämtlicher Bestrahlungen wurden über einen längeren Zeitraum weitere Messungen zur Ausheilung der strahleninduzierten Schädigungen bei Raumtemperatur an den Detektoren und MOS-Strukturen durchgeführt.

Die weiterführenden Untersuchungen der Bestrahlungseffekte bei den Detektoren und MOS-Strukturen wurden an einer Röntgenröhre (Typ MC 50/W.) mit einer mittleren Energie von  $\langle E_\gamma \rangle = 14$  keV durchgeführt. Anders als bei den Bestrahlungen am Röntgenteststand erfolgten sie im Vakuum, um mögliche chemische

Prozesse mit den Bestandteilen der Atmosphäre ( $N_2$ ,  $O_2$ ) auszuschließen. Das Strahlungsfeld war über die Blendenfläche homogen, was bei den Bestrahlungen mit der Synchrotronstrahlung nicht der Fall war. Bei ihr lag eine stark inhomogene Intensitätsverteilung vor (s. Abb. 3.2, S. 3 - 3). Die Detektoren sind mit einer Randpassivierung, bestehend aus Siliziumdioxid, versehen, welches identisch demjenigen der zeitgleich untersuchten MOS-Strukturen ist. Alle untersuchten Detektoren und MOS-Strukturen sind aus einem einzigen beidseitig oxydierten 3"-Wafer gestanzt worden. Um den Einfluß der Röntgenstrahlung auf den Metall-Halbleiter zu studieren, wurden diese oxydpassivierten Detektoren zentral unter Ausblendung des Oxydrandes bestrahlt. Die Bestrahlungen der untersuchten Detektoren erfolgten kumulativ mit vorgegebenen Bestrahlungszeiten bis zu einer Gesamtdosis, die bei beiden Detektoren identisch ist. Wie bei den Untersuchungen am Röntgenteststand wurden nach den einzelnen Bestrahlungen Sperrstrom-, Strom-Zeit- und Kapazitätsmessungen durchgeführt.

Die Bestrahlungen der MOS-Strukturen an der Röntgenröhre erfolgten einmalig mit definierter Dosis. Die Untersuchungen wurden erweitert auf die Auswertung des mit der Kapazität simultan aufgenommenen Parallelleitwerts. Einige Strukturen wurden während der Bestrahlung sowohl an positiver als auch an negativer Gatterspannung betrieben. Weiterhin erfolgte neben den Untersuchungen zur Langzeitausheilung bei Raumtemperatur bei einigen Strukturen eine kurzzeitige Lagerung bei  $\vartheta = 200\text{ }^\circ\text{C}$ , um thermische Einflüsse auf die Bestrahlungseffekte zu studieren.

#### 4.2 Beschreibung der Bestrahlungsaufbauten

In der Abbildung 4.2 ist der experimentelle Aufbau am Röntgenteststand HG4 C1 schematisch dargestellt. Vom Speicherring DORIS II kommend trifft die Synchrotronstrahlung der mittleren Energie  $E_\gamma = 90\text{ keV}$  auf das Untersuchungsobjekt (Detektor / MOS-Struktur), nachdem sie verschiedene Schichten am Ende des Strahlrohres durchdrungen hat. Diese Schichten bestehen aus 400  $\mu\text{m}$  Beryllium, 25 cm Helium (unter Normaldruck und Raumtemperatur), 20  $\mu\text{m}$  Aluminium, 10  $\mu\text{m}$  Kohlenstoff. Durch sie wird der niederenergetische Teil des Spektrums herausgefiltert.

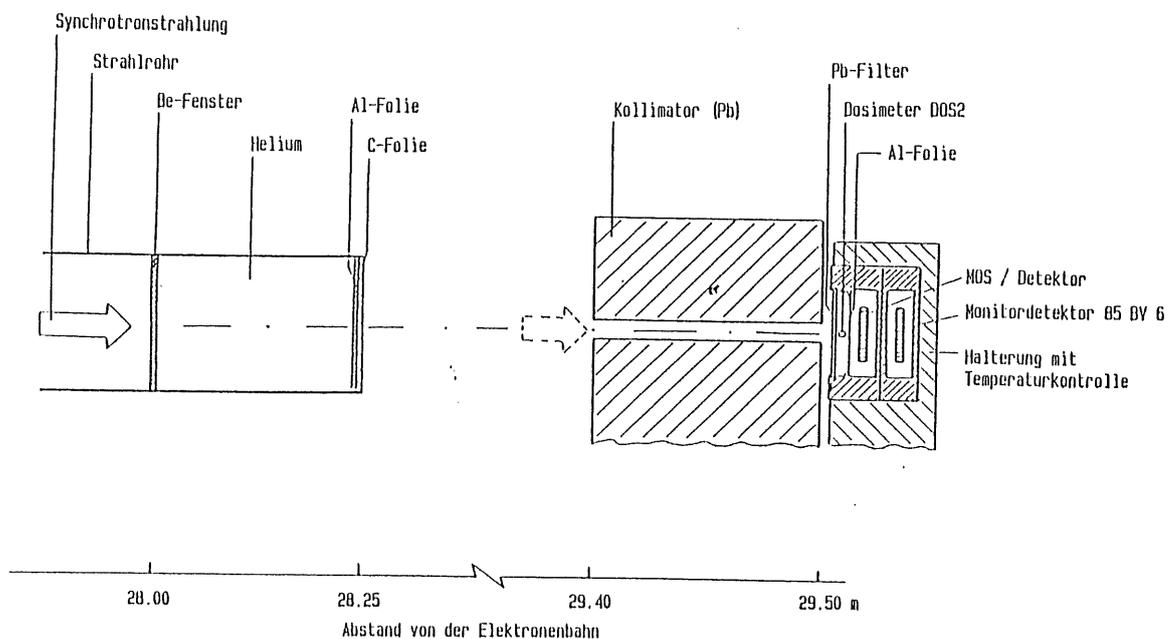


Abb. 4.2: Schematische Darstellung des Bestrahlungsexperiments am Röntgenteststand

Am Ort des Experimentes reduzierte eine eingeschobene Bleifolie ( $d = 0.5 \text{ mm}$ ) die Strahlungsintensität, so daß die Energiedosisleistungen im Bereich zwischen 5 und 20 Gy/s liegen. Bedingt durch die lichtdichte Einkapselung der Proben befand sich eine Aluminiumfolie ( $d = 12 \text{ }\mu\text{m}$ ) im Strahlengang.

Aus Geometriegründen war der direkte Anschluß an das Strahlrohr des Teststandes nicht möglich. Die Bestrahlungen wurden an Luft durchgeführt. Die resultierende Luftstrecke hatte eine Länge von 1.2 m. Die Absorption der Strahlung in der Luft ist vernachlässigbar klein. Die Entfernung zwischen dem Bestrahlungsstand und dem Quellpunkt der Strahlung betrug 29.5 m.

Die Strahlage und der Strahlquerschnitt wurden mit strahlungsempfindlichem Papier überprüft. Anhand der auftretenden Verfärbung des Papiers waren die Strahlage und die Strahldimension meßbar, um eine Justierung des Bestrahlungsstandes zu ermöglichen. Erleichtert wurde die Kalibrierung des Strahles durch zwei Drähte im Strahlrohr, deren Schatten auf dem verfärbten Papier sichtbar waren.

Die Bestrahlungen an der Röntgenröhre wurden mit dem in Abbildung 4.3 dargestellten Bestrahlungsstand durchgeführt. Vom Auftreffpunkt der Elektronen auf der Wolframanode wird die Röntgenstrahlung in alle Richtungen emittiert. Dieser Brennfleck hat eine Ausdehnung von  $1 \times 10 \text{ mm}^2$ . Zwischen den zu bestrahlenden Proben und der Antikathode befinden sich folgende Materieschichten: Beryllium ( $d = 400 \text{ }\mu\text{m}$ ), Luft ( $d = 4 \text{ cm}$ , Normaldruck und Raumtemperatur) und Aluminium ( $d = 40 \text{ }\mu\text{m}$ ). Das Beryllium ist als Röntgenfenster Bestandteil der Röhre; die Aluminiumfolie diente als Vakuumfenster des Bestrahlungsstandes.

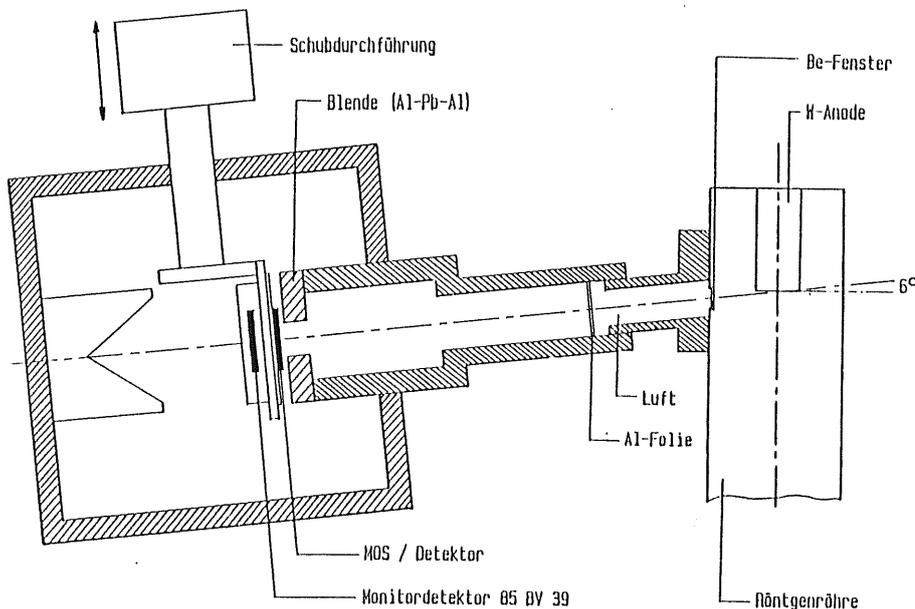


Abb. 4.3: Schematische Darstellung des Bestrahlungsexperiments an der Röntgenröhre

Eine unmittelbar vor dem Probenhalter befindliche Blende begrenzte die Bestrahlungsfläche, um eine direkte Bestrahlung der Detektorränder und der benachbarten MOS-Strukturen zu verhindern. Die Entfernung zwischen dem Detektor bzw. der MOS-Struktur und dem punktförmigen Brennfleck betrug 25.9 cm. Mit einer Schubdurchführung an der Bestrahlungskammer konnten mehrere MOS-Strukturen auf einer Scheibe bestrahlt werden, ohne dabei für einen Umbau die Kammer belüften und neu evakuieren zu müssen.

### 4.3 Meßaufbau

Im folgenden werden die Meßaufbauten vorgestellt, mit deren Hilfe die strahlungsinduzierten Veränderungen der Oberflächensperrschichtdetektoren und MOS-Strukturen bestimmt wurden. Dazu wurden die Sperrstrom- und die Kapazitätscharakteristiken der Detektoren und sowie die Kapazitäts- und Leitwertkennlinien der MOS-Strukturen aufgenommen.

#### Sperrstrom

Die Messung des Sperrstromes wurde wie in Abb. 4.4 dargestellt durchgeführt. An dem Rückkontakt des Detektors wird eine positive Spannung  $U_D$  gelegt. Der durch den Detektor fließende Sperrstrom wird mit einem Picoamperemeter gemessen. Die höchste eingestellte Sperrspannung betrug etwa das 1.5-fache der Spannung für vollständige Verarmung.

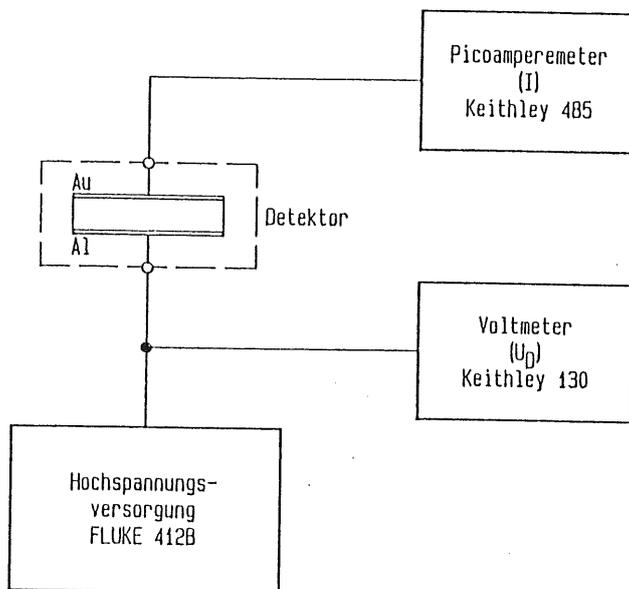


Abb. 4.4: Blockschaltbild des Meßaufbaus zur Aufnahme der Strom-Spannungs-Kennlinien

Für die Messung des zeitlichen Verhaltens des Sperrstroms bei einer festen Spannung (nach einer Bestrahlung) wurde ein x-t-Schreiber zusätzlich an den Ausgang des Picoamperemeters angeschlossen. Der Ausgang am Strommeßgerät liefert eine Spannung, die der Mantisse des angezeigten Stroms entspricht.

Bei den Bestrahlungen an der Röntgenröhre wurden die Sperrstrommessungen mit Hilfe eines Personalcomputers und eines digitalen Amperemeters mit Datenbus-Ausgang durchgeführt. Von diesem wurde die Versorgungsspannung programmgesteuert stufenweise erhöht. Die Meßwerte des Sperrstromes wurden über den IEEE-Bus des Amperemeters abgefragt und direkt in eine Datei geschrieben. Während der I-t-Messungen erfolgte die Aufnahme der Meßwerte durch mehrmaliges Einlesen der Sperrströme in die Meßdatei nach festgelegten Zeitabständen.

## Admittanz

Zur Aufnahme der Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik wird die Probe (Detektor / MOS-Struktur) über einen Bias-Adapter mit einem stromempfindlichen Vorverstärker (ORTEC 5002) verbunden. Dieser wandelt den fließenden Wechselstrom in ein Wechselspannungssignal um. Die Koppelkapazität  $C_k$  stellt die galvanische Trennung der Hochspannung  $U_D$  vom Eingang des Vorverstärkers sicher (s. Abb. 4.5).

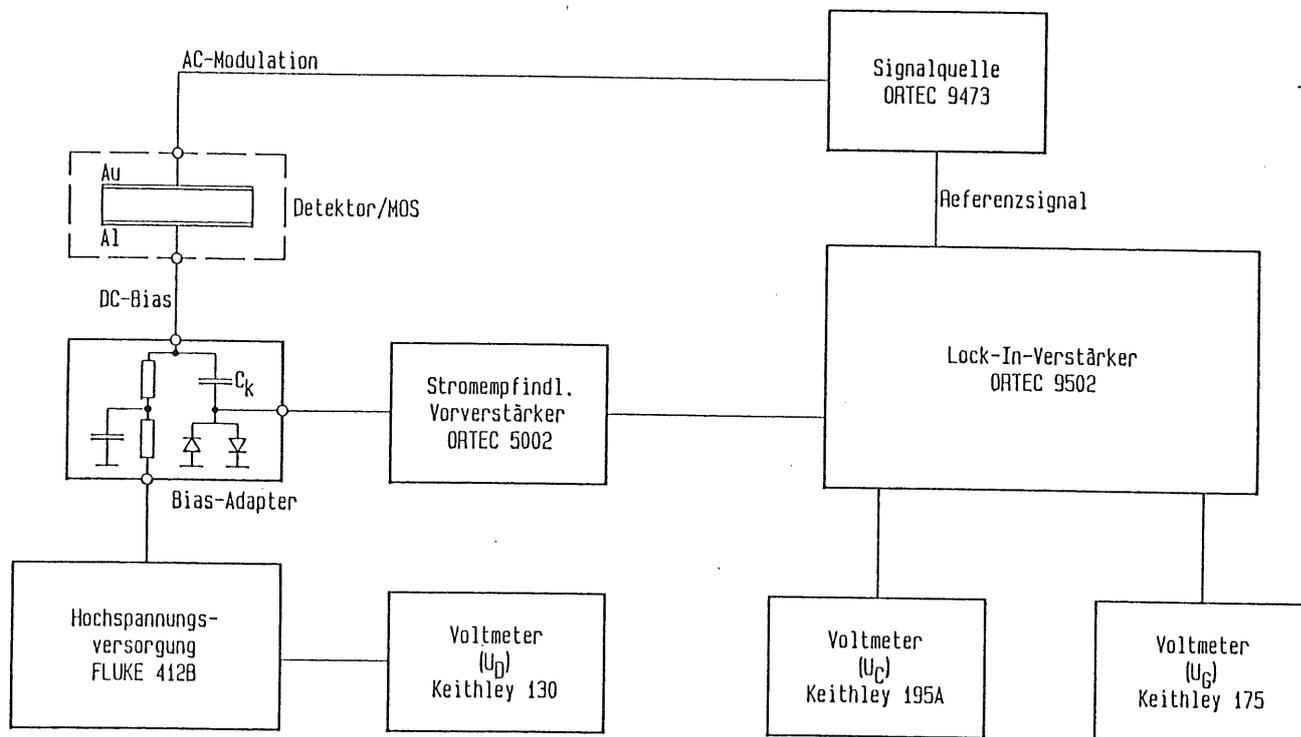


Abb. 4.5: Blockschaltbild des Meßaufbaus zur Aufnahme der Kapazitäts-Spannungs- und Leitwert-Spannungscharakteristiken

Dem nachgeschalteten Lock-In-Verstärker (ORTEC 9502) wird das Meßsignal zugeführt. Gleichzeitig erhält er ein Referenzsignal vom Sinusgenerator (ORTEC 9473), welches die gleiche Frequenz hat wie das aus dem Vorverstärker kommende.

Im Lock-In-Verstärker wird das Referenzsignal in zwei um  $90^\circ$  phasenverschobene Signale geteilt und den beiden dort befindlichen phasensensitiven Detektoren zugeführt. Sie vergleichen das jeweils erhaltene Referenzsignal mit dem ankommenden Meßsignal. Die Ausgänge des Lock-In-Verstärkers liefern zwei Spannungen  $U_G$  und  $U_C$ , die den Komponenten  $G$  und  $\omega C$  der Admittanz  $Y$  direkt proportional sind.

Vor der Durchführung einer Kapazitätsmessung wurde mit Hilfe von genau bekannten Eichkapazitäten  $C_{\text{eich}}$  der dem Realteil der Admittanz  $Y$  entsprechende Ausgangskanal auf Null abgeglichen. Am zweiten Ausgang des Lock-In-Verstärkers wurde die zu den angeschlossenen Kapazitäten  $C_{\text{eich}}$  proportionale Meßspannung  $U_C$  gemessen und der Proportionalitätsfaktor zwischen der Meßspannung  $U_C$  und den angeschlossenen Kapazitäten  $C_{\text{eich}}$  bestimmt.

Durch Vergleich mit dieser Eichmessung werden die Kapazität  $C_m$  des Detektors bzw. die Kapazität  $C_m$  und der Leitwert  $G_m$  der MOS-Struktur errechnet, wobei die Koppelkapazität  $C_k$  mathematisch berücksichtigt wird.

Wie bei den Sperrstrommessungen wurde zur Aufnahme der Admittanz (Kapazitäts- und Leitwertkennlinien)

nach den Bestrahlungen an der Röntgenröhre ein Personalcomputer verwendet, der sowohl die stufenweise Einstellung der Hochspannung als auch das Auslesen der Spannungsmeßgeräte, die mit den beiden Ausgängen des Lock-In-Verstärkers verbunden waren, übernahm.

#### 4.4 Dosimetrie

Die Dosimetrie dient zur Messung physikalischer Größen ionisierender Strahlung, die für die physikalischen Wirkungen auf die bestrahlten Objekte maßgebend sind.

Die Bestimmung der absorbierten Intensität und Energie elektromagnetischer Strahlung im Röntgenbereich wird mittels der Methode der integrierenden Festkörperdosimetrie vorgenommen. Dazu werden Glasdosimeter und Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren eingesetzt.

##### Dosimetrie mit Glasdosimetern [FRA 69], [TES 83]

Die Glasdosimeter sind sogenannte Radio-Photo-Lumineszenz-Gläser (RPL-Glasdosimeter). Sie bestehen in ihrer Zusammensetzung aus Erdalkali-Alkali-Metaphosphaten mit Silber als eingelagertem Aktivator.

Die Einwirkung ionisierender Strahlung verändert das Absorptionsverhalten gegenüber Bestrahlung mit Licht. Es entstehen Absorptionsbanden, die neugebildeten Lumineszenzzentren entsprechen. Werden diese Zentren angeregt, emittieren sie eine Strahlung im langwelligen Spektralbereich (Lumineszenz). Diese durch ionisierende Strahlung induzierte und durch Lichtanregung sichtbar gemachte Erscheinung wird als Radiophotolumineszenz bezeichnet.

Die verwendeten Dosimeter sind silberaktivierte Phosphatgläser vom Typ "DOS 2". Deren Zusammensetzung (in Gewichtsprozent) ist:

O : 53.6 %	Li : 3.5 %
P : 33.2 %	Ag : 4.1 %
Al : 4.7 %	B : 0.9 %

Ihre Form ist zylindrisch mit einem Durchmesser von 1 mm und einer Länge von 6 mm. Die Empfindlichkeit der Dosimeter für elektromagnetische Strahlung liegt im Energiebereich von 20 keV bis 2 MeV. Der meßbare Dosisbereich erstreckt sich von etwa 10 Gy bis  $10^4$  Gy; die Vordosis liegt unter 0.1 Gy. Ab einer deponierten Dosis von 100 Gy verfärben sich die Gläser durch Bildung von Farbzentren.

Bei der Auswertung der bestrahlten Glasdosimeter wird nach Bestrahlung mit ultraviolettem Licht ( $\lambda = 360$  nm) die Intensität des emittierten Lichtes ( $\lambda = 600$  nm) gemessen. Mit Hilfe der Dosischarakteristik wird die im Dosimeter absorbierte Dosis bestimmt. Die Genauigkeit der so ermittelten Dosiswerte beträgt  $\pm 25$  % [TES 83].

##### Dosimetrie mit Oberflächensperrschichtdetektoren [FRA 69], [KIR 74]

Neben Glasdosimetern wurden für die Messung der absorbierten Energie auch Oberflächensperrschichtdetektoren eingesetzt. Unter Ausnutzung des photogalvanischen Effektes erfolgt im Detektor eine direkte Umwandlung der elektromagnetischen Strahlung in elektrischer Energie.

Während der Bestrahlung erzeugen die Photonen im Detektor über den Photo- und Comptoneffekt Elektron-Loch-Paare in großer Anzahl. Das elektrische Feld in der Raumladungzone, die eine Folge des Metall-

Halbleiter-Kontaktes ist, trennt die Elektronen und Löcher voneinander. Das Ladungsungleichgewicht verursacht eine Absenkung der "Diffusionsspannung"  $U_{Br}$ . Am Detektor kann eine Photospannung  $U_{ph}$  abgegriffen werden. Wird der Detektor während der Bestrahlung kurzgeschlossen, fließt in dem Stromkreis ein Strom  $I_{ph}$ , der sich aus dem Elektronenstrom und dem Löcherstrom zusammensetzt. Dieser strahlungsinduzierte Strom (= Photostrom) ist nur von der Energie der auftreffenden Strahlung abhängig, also proportional zur absorbierten Energiedosisleistung  $dD/dt$ . Es wird keine externe Spannungsquelle benötigt.

Der Nachweisbereich der Dosimetrie mit Oberflächensperrschichtdetektoren erstreckt sich über einen Bereich von  $10^{-4} \dots 10^7$  Gy/min. Die meisten Detektoren liefern einen Kurzschlußstrom  $I_{ph}$  zwischen 1 und 10 nA bei einer Energiedosisleistung von  $dD/dt = 10^{-2}$  Gy/min [FRA 69].

Für die Messung des während der Bestrahlung fließenden integralen Photostroms  $I_{ph}$  wird ein Amperemeter an den Detektor angeschlossen (s. Abb. 4.6). Die Bestimmung der genauen Bestrahlungsdauer  $t_{best}$  erfolgte mit einem nachgeschalteten x-t-Schreiber. Die Spannungsversorgung in Verbindung mit dem Amperemeter diente zur Kontrolle des Sperrstroms nach jeder Bestrahlung.

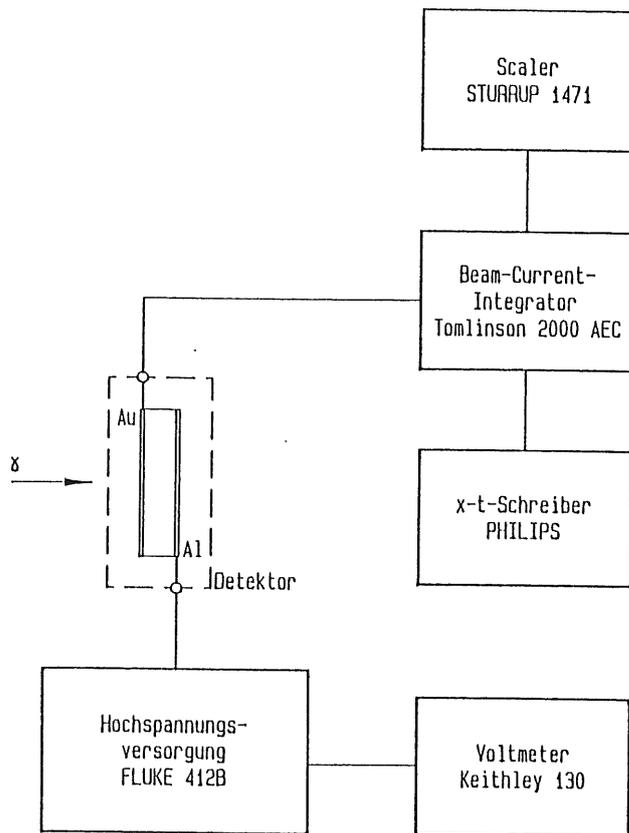


Abb. 4.6: Blockschaltbild zur Messung des Photostroms während der Bestrahlung

Aus der Größe des Photostroms  $I_{ph}$  und der Bestrahlungsdauer  $t_{best}$  kann nun die im Oberflächensperrschichtdetektor absorbierte Strahlungsenergie bestimmt werden, und mit der Masse des bestrahlten Teils des Detektors erfolgt die Berechnung der absorbierten Dosis  $D$  bzw. der Energiedosisleistung  $dD/dt$ .

Zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares ist im Silizium eine mittlere Energie von 3.6 eV notwendig. Da der Gesamtstrom aus dem Elektronenstrom und dem Löcherstrom besteht, und für die Bildung eines Elektron-Loch-Paares  $W_{Si} = 3.6$  eV aufgewendet werden, wird pro freigesetzter Ladungseinheit von 1 Coulomb die Energie  $E_{y,abs} = W_{Si}/2 = 1.8$  eV aus der Strahlung absorbiert.

Zu dem Photostrom tragen nur die Ladungsträgerpaare bei, die aufgrund des elektrischen Feldes in der Raumladungszone getrennt werden und diejenigen, die innerhalb der Diffusionslänge  $L_p$  vom Rand der Verarmungszone entfernt erzeugt werden, da der Monitordetektor nicht vollständig verarmt ist. Die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger ist:

$$L_p = [(kT/q) \cdot \mu_p \cdot \tau_p]^{1/2} \quad (4.1)$$

$$\mu_p = 2.3 \cdot 10^9 \cdot (T [K])^{-2.7} [\text{cm}^2/\text{Vs}] \text{ nach [LUD 56]} \quad (4.2)$$

Die Beweglichkeit der Minoritätsladungsträger beträgt  $\mu_p = 489 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Temperatur von  $T = 296 \text{ K}$ . Daraus folgt unter Einbeziehung der Minoritätsladungslebensdauer von  $\tau_p = 1 \text{ ms}$  (lt. Herstellerangabe) eine Diffusionslänge von  $L_p = 0.112 \text{ cm}$ . Wegen der größeren Beweglichkeit  $\mu_n$  der Elektronen ist deren Diffusionslänge größer als die der Löcher. Alle durch Strahlung produzierten Ladungsträger tragen zum Photostrom bei, da die Dicke des Monitordetektors wesentlich geringer ist als die Diffusionslänge  $L_p$  der Löcher. Trotzdem können Verluste auftreten, da die Rekombinationswahrscheinlichkeit wegen der hohen Ladungsträgerdichten im Detektor groß ist.

### Vergleich der Ergebnisse aus den Dosimetrieverfahren

Die Dosimetrie mit den Glasdosimetern und den Oberflächensperrschichtdetektoren ergab folgende Resultate:

Es wurde ein exakt linearer Zusammenhang zwischen der von den Monitordetektoren 85 BV 6 und 85 BV 39 gesammelten Ladungen  $Q_{\text{ges}}$  in Abhängigkeit von dem Produkt aus dem Elektronenstrom  $I$  des Speicherringes

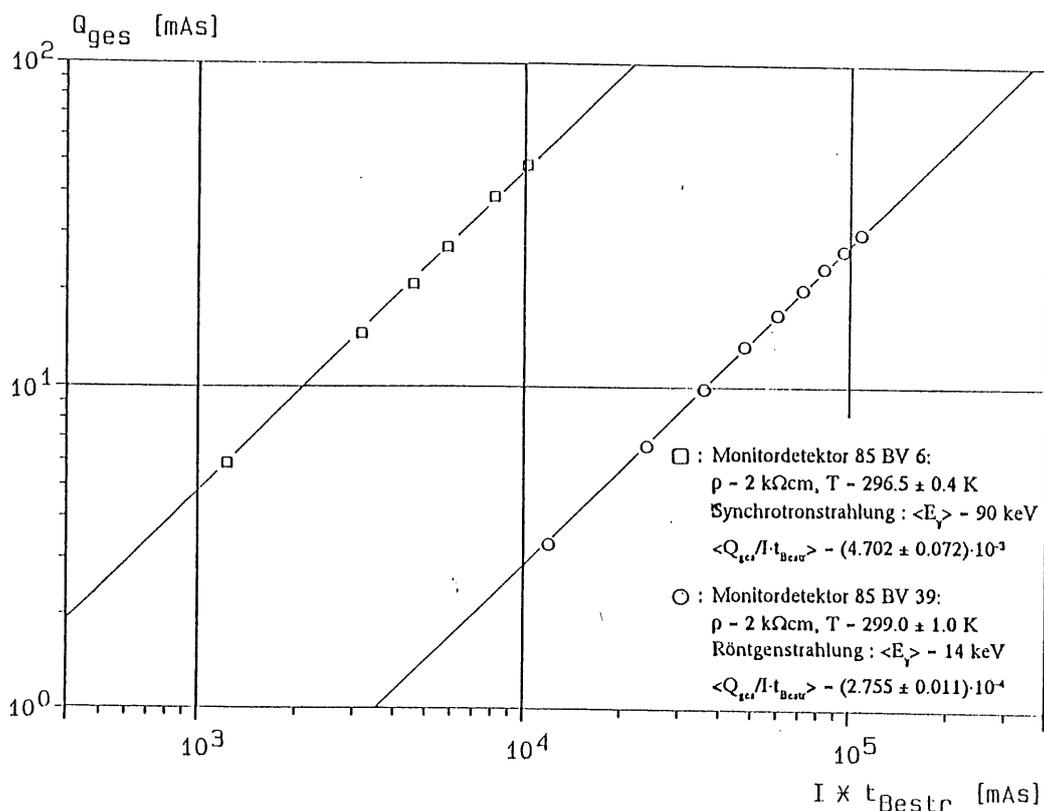


Abb. 4.7: Von den Monitordetektoren 85 BV 6 (am Röntgenteststand) und 85 BV 39 (an der Röntgenröhre) gesammelte Ladungen  $Q_{\text{ges}}$  in Abhängigkeit von dem Produkt aus der Stromstärke  $I$  des Speicherringes DORIS II bzw. der Röntgenröhre und der Bestrahlungsdauer  $t_{\text{Bestr}}$ .

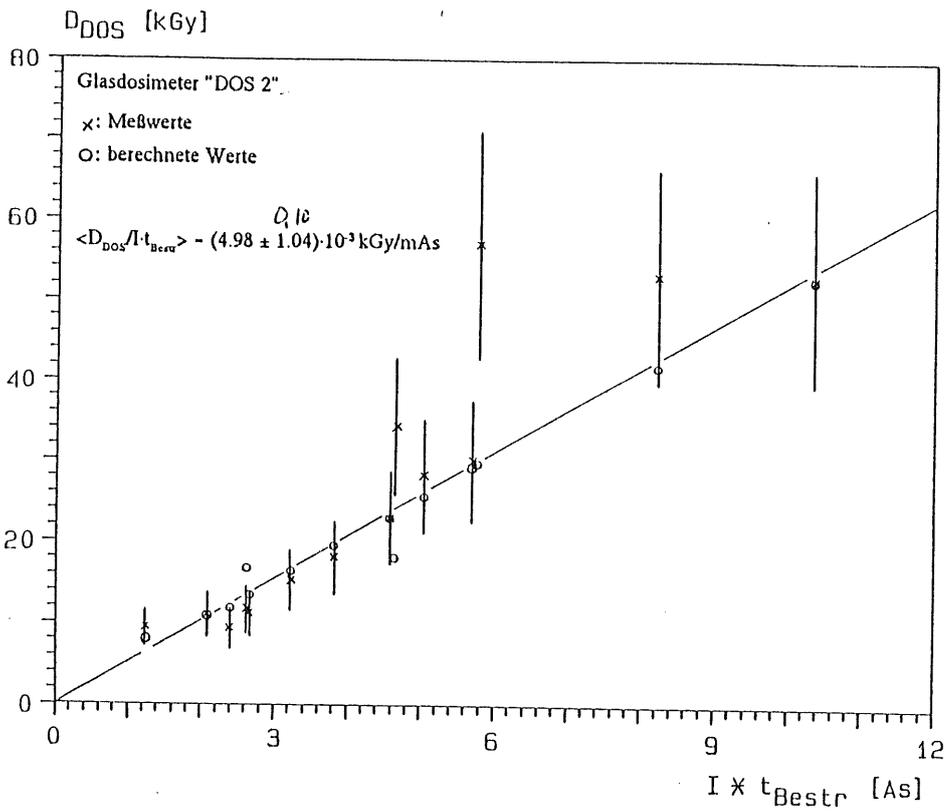


Abb. 4.8: Ergebnisse der Dosimetrie mit den Glasdosimetern "DOS 2" (Synchrotronstrahlung)

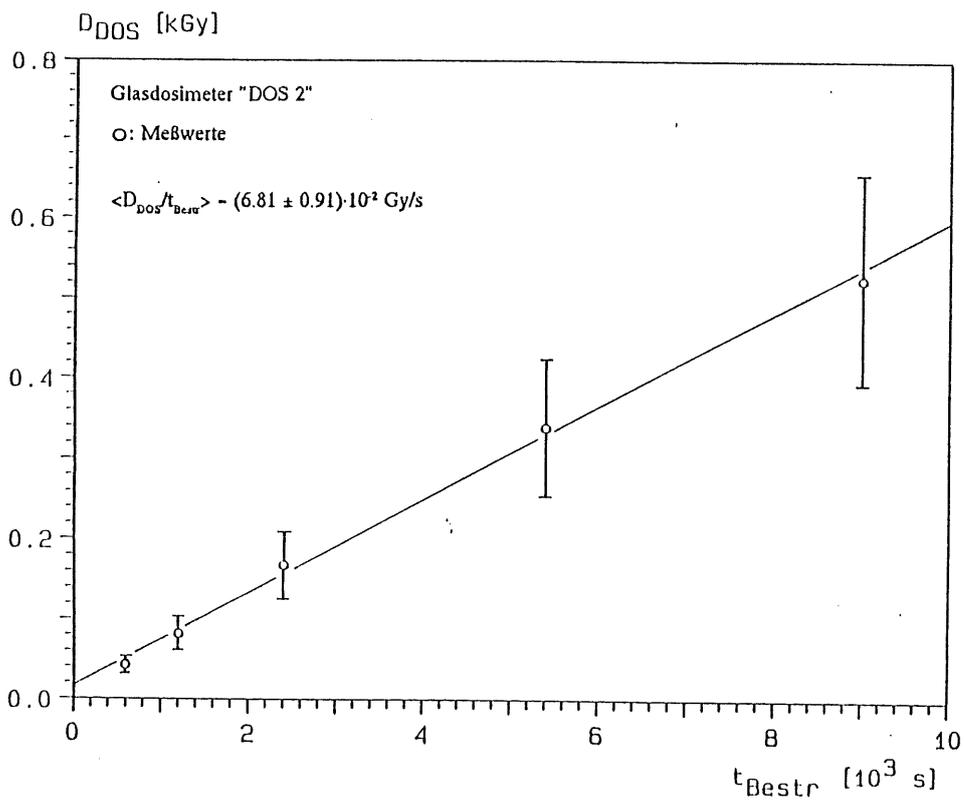


Abb. 4.9: Ergebnisse der Dosimetrie mit den Glasdosimetern "DOS 2" (Röntgenstrahlung)

DORIS II bzw. der Röntgenröhre und der Bestrahlungsdauer  $t_{\text{Bestr}}$  gemessen (s. Abb. 4.7). Der Photostrom  $I_{\text{ph}}$ , der sich aus der Zahl der gesammelten Ladungen pro Zeiteinheit ergibt, ist nur während der Bestrahlungen an der Röntgenröhre konstant, da diese mit einer unveränderten Stromstärke von  $I = 20$  mA betrieben wurde. Beim Betrieb des Speicherringes DORIS II hatte der Strom seinen höchsten Wert kurz nach der Teilcheninjektion ( $I = 33$  mA) und verringerte mit der Zeit auf einen Wert von  $I = 22$  mA, so daß eine neue Injektion notwendig wurde. Aufgrund der zeitlich veränderlichen Stromstärke ist es notwendig, die Ergebnisse der Dosimetrie auf das Produkt  $I \times t_{\text{Bestr}}$  zu beziehen, welches mit einem mittleren Wert für  $I$  berechnet wurde. Neben des erwähnten linearen Zusammenhangs ist deutlich zu erkennen, daß während der Bestrahlungen am Röntgenteststand eine um den Faktor 17 größere Anzahl von Ladungen gesammelt werden als während der Messungen an der Röntgenröhre. Es ist allerdings zu beachten, daß das Absorptionsvermögen des Siliziums bei der niederenergetischen Röntgenstrahlung höher ist als bei der Synchrotronstrahlung.

Zum Teil große Abweichungen zeigten sich bei der Auswertung der an den Röntgenteststand (Synchrotronstrahlung) bestrahlten Glasdosimeter. Innerhalb des von K. Tesch [TES 83] angegebenen Fehlers von  $\pm 25\%$  sind die gemessenen Dosen  $D_{\text{DOS}}$  bis auf wenige Ausnahmen linear mit der Bestrahlungsdauer angestiegen (s. Abb. 4.8, Symbol:  $\bullet$ ). Diese beobachteten Abweichungen sind auf das in vertikaler Richtung stark inhomogene Strahlungsfeld am Röntgenteststand, da die manuelle Positionierung der Glasdosimeter in den Strahlengang mit einem Fehler behaftet ist, der von der Größe 0.2...0.5 mm war. Mit den berechneten Werten für  $D_{\text{DOS}}$  ergibt sich folgender linearer Zusammenhang

$$\langle D_{\text{DOS}}/I \cdot t_{\text{Bestr}} \rangle = (4.98 \pm 0.10) \cdot 10^{-3} \text{ kGy/mAs.}$$

Die Dosimetrie der an der Röntgenröhre benutzten Glasdosimeter zeigt einen über den gesamten gemessenen Dosisbereich linearen Anstieg der Dosis  $D_{\text{DOS}}$  mit der Bestrahlungszeit  $t_{\text{Bestr}}$  (s. Abb. 4.9), der mit

$$\langle D_{\text{DOS}}/t_{\text{Bestr}} \rangle = (6.81 \pm 0.91) \cdot 10^{-2} \text{ Gy/s.}$$

Mit der linearen Regressionsrechnung ergab sich eine additive Konstante von  $D_{\text{DOS}}(t_{\text{Bestr}} = 0) = 17$  Gy. Sie liegt im Bereich der von Tesch [TES 83] angegebenen Vordosis von 10 Gy. Im Vergleich zu den in Abbildung 4.8 dargestellten Ergebnissen zeigen sich hier kaum nennenswerten Abweichungen vom linearen Verlauf, da erstens mehrere Glasdosimeter über denselben Bestrahlungszeit bestrahlt wurden und zweitens diese mehrfach ausgewertet wurden. Die in der Abbildung 4.9 dargestellten Werte sind die errechneten Mittelwerte der Meßwerte  $D_{\text{DOS}}$  für jeweils eine bestimmten Bestrahlungszeit.

Zur Überprüfung dieser Ergebnisse bestand die Möglichkeit, Strahlungsspektren der benutzten Quellen inklusive der gesamten abgestrahlten Intensität und Leistung zu berechnen. Es wurden vor den Bestrahlungsexperimenten einige Vorabberechnungen durchgeführt, um Kenntnisse über die erwarteten Spektren zu erhalten. Hierfür stand das am HASYLAB entwickelte Programmpaket "SPEKTRUM" für die Synchrotronstrahlung und eine daran angelehnte, selbstgeschriebene Routine für die Röntgenstrahlung zur Verfügung.

Nach Eingabe der Daten des Speicherringes (Elektronenenergie  $E_e$ , Krümmungsradius  $R$ , Stromstärke  $I$  des Elektronenstrahls) bzw. der Daten über die Röntgenröhre (Beschleunigungsspannung  $U$ , Stromstärke  $I$ ) und die durch das Experiment vorgegebenen Parameter (Abstand vom Quellpunkt, Blendengröße) wird die spektrale Intensitäts- und Leistungsverteilung berechnet. Durch Integration über den gesamten Energiebereich ermittelt das Programm zusätzlich die abgestrahlte Leistung und Intensität.

Weiterhin können in den "Strahlengang" eingeschobene, absorbierende Medien berücksichtigt werden. Deren Wirkung ist eine Verringerung der spektralen Intensität. Die Spektralverteilung verschiebt sich derart, daß das Intensitäts- und Leistungsmaximum bei höheren Photonenenergien liegt. Für die im Programm benutzten Materialien wurden die Wirkungsquerschnitte für Absorption und Streuung der Strahlung den Tafeln von Storm/Israel [STO 70] entnommen.

Mit Hilfe dieser Spektren wurde der absorbierte Anteil der integralen Intensität und Leistung im Silizium der Detektoren und MOS-Strukturen, im Siliziumdioxid der MOS-Strukturen sowie in den Glasdosimetern ermittelt und mit den gemessenen Dosen bzw. absorbierten Energien verglichen. Die berechneten Dosen im Fall der Glasdosimeter sind in der Abbildung 4.8 (Symbol:  $\circ$ ) dargestellt. Deutlich zu erkennen sind zwei Ausnahmen vom linearen Verlauf, die nicht innerhalb des Fehlers von  $\pm 25\%$  liegen. Das mittlere Verhältnis von

berechneter zu gemessener Dosis beträgt:

$$\langle D_{\text{DOS,theo}} / D_{\text{DOS,gem.}} \rangle = 1.029 \pm 0.198.$$

Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der gemessenen Werte zu den berechneten, obwohl der Elektronenstrom des Speicherringes für die Berechnungen nicht absolut bekannt war. Der Fehler von  $\pm 19.2\%$  beruht sowohl auf dem hervor erwähnten Stromverhalten des Speicherringes als auch auf den großen Abweichungen der Meßergebnisse vom linearen Verlauf.

Für den Oberflächensperrschichtdetektor ergibt sich eine gute Übereinstimmung der berechneten Werte mit den gemessenen. Die berechneten deponierten Energien liegen um etwa 5 % höher. Diese Abweichung läßt sich qualitativ durch eine Rekombination der Ladungsträger erklären, welche in dem Unterprogramm, in dem die Absorption berechnet wird, unberücksichtigt bleibt. Weiterhin wird im Programmpaket ein konstanter Elektronenstrom I über die Bestrahlungszeit vorausgesetzt, was beim Betrieb von DORIS II nicht der Fall war.

Zwei Bestrahlungszyklen am Röntgenteststand zur Eichung zeigten die erwartete Linearität (Abb. 4.10) zwischen der berechneten absorbierten Energie  $E_{\text{abs}}$  und der gemessenen Ladung  $Q_{\text{ges}}$  des Monitordetektors 85 BV 6 (d = 246.8  $\mu\text{m}$ ), wobei bei den Bestrahlungen zwei Materieschichtsätze in den Photonenstrahl eingeschoben waren:

- Filter 1: 400  $\mu\text{m}$  Be, 25 cm He (Normaldruck und Raumtemperatur), 10  $\mu\text{m}$  C, 32  $\mu\text{m}$  Al und 500  $\mu\text{m}$  Pb
- Filter 2: zusätzlich 2 mm Messing (70 % Cu, 30 % Zn)

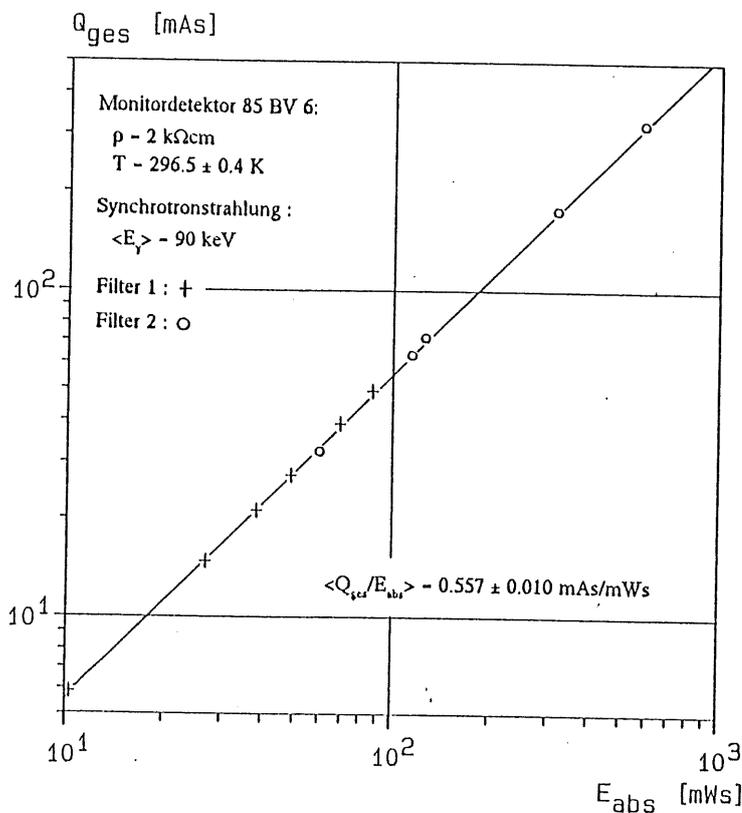


Abb. 4.10: Über den Photostrom gemessenen Ladungen  $Q_{\text{ges}}$  im Vergleich mit den berechneten Werten der absorbierten Energie  $E_{\text{abs}}$  aus theoretischen Synchrotronstrahlungsspektren

Die gute Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Werten erlaubte die Dosisbestimmung aus

den experimentellen Daten, wobei die experimentellen Ergebnisse von den Bestrahlungen der Glasdosimetern am Röntgenteststand zur Überprüfung der berechneten Werte des Monitordetektors herangezogen wurden. Bei den MOS-Strukturen wurde die im Siliziumdioxid der Zentrumsselektrode deponierte Energie über die Zählraten des Monitordetektors 85 BV 6 und durch den Vergleich mit berechneten Synchrotronstrahlungsspektren bestimmt. Eine direkte Messung des absorbierten Anteils der auftreffenden Strahlung konnte nicht durchgeführt werden, da die Strukturen während der Bestrahlung ohne äußere Spannung waren und für unmittelbar anschließende Kapazitätsmessungen in den C-V-Meßaufbau eingebunden waren.

Mit Bezug auf die Bestimmung der absorbierten Strahlungsenergien bzw. Photonen nach den Bestrahlungen an der Röntgenröhre kann die spektrale Intensitäts- und Leistungsverteilung der Röntgenröhre nicht exakt berechnet werden (s. S. 3 - 3 ff.). Jedoch besteht die Möglichkeit, relative Röntgenspektren mit den Eingangsparametern (Stromstärke und Beschleunigungsspannung der Elektronen, Abstand vom Quellpunkt der Strahlung, Blendengröße, Materieschichten), wie sie bei den Bestrahlungsexperimenten waren, zu bestimmen. Damit können die berechneten Werte für die absorbierte Energie bzw. die Energiedosisleistung des Monitordetektors 85 BV 39 ( $d = 237.5 \mu\text{m}$ ) und die Dosis der Glasdosimeter mit den gemessenen Werten aus dem Photostrom des Monitordetektors sowie mit den Ergebnissen der Glasdosimeterauswertung verglichen werden. Durch Verhältnissbildung werden dann nacheinander die Werte für die Energiedosisleistung  $dD_{\text{Si}}/dt$  und über die Bestrahlungszeit  $t_{\text{bestr}}$  die absorbierte Energie für die Detektoren und MOS-Strukturen ermittelt. Dazu werden auch die Ergebnisse von den Glasdosimetern einbezogen. Einen Wert für die 'Zahl der auftreffenden Photonen' kann nicht angegeben werden wegen der nicht exakten Berechnung des Röntgenspektrums. Deshalb werden die Veränderungen auf die deponierte Dosis  $D_{\text{Si}}$  bzw.  $D_{\text{SiO}_2}$  bezogen.

Nur beim Detektor 85 BV 6 ist eine exakte Dosimetrie, d. h. Bestimmung der absorbierten Energie pro Masseneinheit im Silizium und Gold des Detektors, wegen der Zentralbestrahlung möglich. Beim randbestrahlten Detektor 85 BV 8 ist sie aufgrund des unbekanntenen Absorptionsverhaltens des Epoxydrands für elektromagnetische Strahlung im Röntgenbereich und der inhomogenen Schichtdicke nicht möglich. Es kann aus einem vorgegebenen Strahlungsfeld keine Aussage über den absorbierten Anteil der durchdringenden Photonen gemacht werden. Da nur Flächeneffekte und keine Defekte im Silizium erwartet werden, wird anstelle der Dosis  $D_{\text{Si}}$  als Bezugsgröße die 'Zahl der auftreffenden Photonen'  $N_{\gamma}$  benutzt. Sie repräsentiert das Strahlungsfeld unmittelbar vor der Detektorfläche und gestattet Vergleiche der beiden Detektoren untereinander.

Für die zentralbestrahlten Detektoren 87 BV 2 und 87 BV 4 an der Röntgenröhre sind die ermittelten Werte der Dosis  $D_{\text{Si}}$  und Energiedosisleistung  $dD_{\text{Si}}/dt$  auf die Masse des bestrahlten Teils des Detektors bezogen. Die Energiedosisleistung gilt für beide Oberflächensperrschichtdetektoren, weil die oben genannten Parameter des Bestrahlungsstandes konstant gehalten wurden.

Bei den MOS-Strukturen MOS C-2 und MOS C-4 wird die ermittelte deponierte Energie auf die Masse des Siliziumdioxids bezogen, die unter dem bestrahlten Teil der Zentrumsselektrode liegt. Die daraus folgenden Dosiswerte  $D_{\text{SiO}_2}$  werden auch zum Vergleich der beiden MOS-Strukturen benutzt.

Die Festlegung der Energiedosisleistung und der Dosis im Siliziumdioxid der MOS-Strukturen 85 MOS 1 und 87 MOS 2 erfolgt in gleicher Weise wie bei den Oberflächensperrschichtdetektoren 87 BV 2 und 87 BV 4. Die ermittelten Dosiswerte  $D_{\text{SiO}_2}$  entsprechen der absorbierten Strahlungsenergie pro Masseneinheit des Siliziumdioxids unter der jeweiligen Goldelektrode einer MOS-Struktur.

In der nachfolgenden Tabelle sind die Bestrahlungsparameter und die Ergebnisse der Dosimetrie für alle Oberflächensperrschichtdetektoren und MOS-Strukturen zusammengestellt.

Tabelle der Bestrahlungsparameter:

1. Detektoren

Name	85 BV 6	85 BV 8	87 BV 2	87 BV 4
Randpassivierung mit	Epoxydharz	Epoxydharz	Siliziumdioxid	Siliziumdioxid
Art der Bestrahlung	Zentral	Rand	Zentral	Zentral
Name	85 BV 6	85 BV 8	87 BV 2	87 BV 4
Blendengröße [mm <sup>2</sup> ]	10.5 × 12	3 × 15	40.7 (Kreis)	40.7 (Kreis)
Einzelbestrahlungszeiten $t_{\text{best}}$ [s]	14...230	11...600	600...5400	585...5460
Gesamtbestrahlungszeiten $\sum t_{\text{best}}$ [s]	750	3474	13200	13245
Energiedosisleistung $dD_{\text{st}}/dt$ [Gy/s]	17.08 ± 2.36		0.460 ± 0.030	0.460 ± 0.030
absorbierte Energie $E_{\text{abs}}$ [mWs]	926.5 ± 127.8		226.7 ± 14.7	227.5 ± 14.8
Gesamtosis $D_{\text{st}}$ [kGy]	12.81 ± 1.77		6.07 ± 0.40	6.09 ± 0.39

4 - 13

auffreffend  $(1.56 \pm 0.22) \cdot 10^{16}$   $(5.36 \pm 0.96) \cdot 10^{16}$

im Detektor absorbiert  $(7.81 \pm 1.08) \cdot 10^{15}$

2. MOS-Strukturen

Name	MOS C-2	MOS C-4	87 MOS 1-2, -3, -4, -5	87 MOS 2-2	87 MOS 2-3	87 MOS 2-4
Blendengröße [mm <sup>2</sup> ]	14.2 × 6.5	14.2 × 6.5	4 × 7	4 × 7	4 × 7	4 × 7
Einzelbestrahlungszeiten $t_{\text{best}}$ [s]	50...200	6...200	3600	9000	1500	300
Gesamtbestrahlungszeiten $\sum t_{\text{best}}$ [s]	400	577	3600	9000	1500	600
Energiedosisleistung $dD_{\text{soz}}/dt$ [Gy/s]	$(1.43 \pm 0.20) \cdot 10^{-1}$	$(6.77 \pm 0.97) \cdot 10^{-2}$	$0.970 \pm 0.106$	$0.970 \pm 0.106$	$0.970 \pm 0.106$	$0.970 \pm 0.106$
absorbierte Energie $E_{\text{abs}}$ [mWs]	3.63 ± 0.51	$(6.77 \pm 0.97) \cdot 10^{-2}$	$(1.24 \pm 0.14) \cdot 10^{-2}$	$(3.09 \pm 0.34) \cdot 10^{-2}$	$(5.16 \pm 0.57) \cdot 10^{-3}$	$(2.06 \pm 0.22) \cdot 10^{-3}$
Gesamtosis $D_{\text{soz}}$ [kGy]		5.17 ± 0.74	3.49 ± 0.38	8.73 ± 0.96	1.46 ± 0.16	0.58 ± 0.06
Gesamtzahl der Photonen $N_{\text{p}}$ [γ]						
auffreffend	$(2.48 \pm 0.35) \cdot 10^{15}$	$(3.55 \pm 0.51) \cdot 10^{15}$				
im Oxyd absorbiert	$(1.20 \pm 0.17) \cdot 10^{15}$	$(5.67 \pm 0.80) \cdot 10^8$				

## 5 Experimentelle Resultate und deren Diskussion

### 5.1 Messungen an Oberflächensperrschichtdetektoren

Die Untersuchungen zur Strahlenschädigung der Oberflächensperrschichtdetektoren wird wegen deren unterschiedlichen Art der Randpassivierung (Epoxyharz und Siliziumdioxid) getrennt durchgeführt. Zunächst werden die Detektoren mit der Epoxyrandpassivierung behandelt, danach die mit der Siliziumdioxidpassivierung. Bei der Durchführung dieser Untersuchungen wurden spezifische Schwerpunkte gesetzt, die sich aus der Art der Randpassivierung und den unterschiedlichen Arten der Bestrahlung (Rand- und Zentralbestrahlung an der Synchrotronstrahlungsquelle, nur Zentralbestrahlung an der Röntgenröhre) ergaben. Weiterhin wurden die Bestrahlungen an zwei verschiedenen Strahlungsquellen durchgeführt, deren Strahlung ebenfalls spezifische Merkmale besitzt und deren mittlere Energien (Synchrotronstrahlung:  $\langle E_\gamma \rangle = 90$  keV, Röntgenstrahlung:  $\langle E_\gamma \rangle = 14$  keV) verschieden sind. Es werden jeweils die Sperrstrom- und Kapazitätsmessungen getrennt abgehandelt und am Schluß, soweit wie möglich, miteinander verglichen.

#### Oberflächensperrschichtdetektoren mit Epoxyrandpassivierung

##### Untersuchungen zum Sperrstrom

Das Sperrstromverhalten der untersuchten Oberflächensperrschichtdetektoren verändert sich schon nach wenigen kurzzeitigen Bestrahlungen mit Photonen der mittleren Energie  $\langle E_\gamma \rangle = 90$  keV. Dabei werden die Abweichungen zum unbestrahlten Fall umso größer, je höher die erlittene Strahlenbelastung gewesen ist. Es werden bei den I-V-Kennlinien im bestrahlten Fall unterschiedliche Merkmale sichtbar, die auf Schädigungen in den verschiedenen bestrahlten Bereichen der Detektoren (Detektor 85 BV 6: Zentrum, Detektor 85 BV 8: Rand) zurückgeführt werden können.

In den nachfolgenden Abbildungen (Abb. 5.1 - 5.4) sind die Strom-Spannungs-Kennlinien der Detektoren 85 BV 6 und 85 BV 8 in einem Spannungsbereich, der sich bis über die Spannung für vollständige Verarmung hinaus erstreckt (Abb. 5.1 und 5.2), sowie aus Gründen der Übersichtlichkeit im Bereich bis  $U_D = 40$  V (85 BV 6, Abb. 5.3) bzw.  $U_D = 15$  V (85 BV 8, Abb. 5.4) dargestellt. In allen vier Graphiken ist die I-V-Charakteristik des jeweils unbestrahlten Detektors für Vergleichszwecke eingetragen. Die in den Abbildungen 5.1 und 5.2 gekennzeichnete Spannung für vollständige Verarmung  $U_{\text{Depl}}$  wurde mit Hilfe der Kapazitätsmessungen (s. S. 5 - 11) ermittelt.

Die erste Strom-Spannungs-Messung des Detektor 85 BV 6 (Kurve 2) im bestrahlten Fall wurde nach den vier ersten Bestrahlungen mit einer Zeitdauer von  $t_{\text{Beirr}} = 65$  s aufgenommen. Die Zahl der auftreffenden Photonen als Maß für die Strahlenbelastung beträgt  $N_\gamma = 1.35 \cdot 10^{15}$   $\gamma$ . Es wurde eine deutliche Zunahme des Sperrstroms im gesamten gemessenen Spannungsbereich beobachtet, wobei bei Sperrspannungen oberhalb der Spannung für vollständige Verarmung sich die Kennlinie zu höheren Strömen parallelverschoben hatte (Abb. 5.1). Die Erhöhung des Sperrstromes beträgt dort im Mittel  $\Delta I = 90.5 \pm 1.1$  nA. Bei der Spannung für vollständige Verarmung  $U_{\text{Depl}}$  ist eine Stufe in der Kennlinie sichtbar. Die Kennlinie des unbestrahlten Detektors weist diese Stufe nur andeutungsweise auf. Die Messungen, die im Anschluß an die weiteren Bestrahlungen durchgeführt wurden, zeigen das fortgesetzte Anwachsen des sprunghaften Stromanstieges im Bereich um  $U_{\text{Depl}}$  (Kurven 2, 3, 4, 5 in Abb. 5.1). Oberhalb der Spannung für vollständige Verarmung steigt der Sperrstrom mit wachsender Strahlenbelastung wesentlich stärker an als in dem Bereich, in dem der Detektor nur teilweise verarmt ist. Das kann auch durch die Differenzen der Sperrströme gezeigt werden. Bei der Spannung  $U_D = 20$  V beträgt die Zunahme des Sperrstroms nach der letzten Bestrahlung ( $N_\gamma = 1.56 \cdot 10^{16}$   $\gamma$ ) bezogen auf den unbestrahlten Fall  $\Delta I = 77.4$  nA, bei  $U_D = 70$  V gleich  $\Delta I = 127.3$  nA und bei  $U_D = 160$  V gleich  $\Delta I = 200.1$  nA. Diese beobachtete Vergrößerung dieser Stromstufe könnte auf strahlungsbedingte Veränderungen im Bereich der Rückelektrode bzw. des Rückelektrodenrandes hindeuten, da die Verarmungszone bei Auftreten der Stromstufe bis zum Aluminiumkontakt ausgedehnt ist. Die Synchrotronstrahlung wird nicht vollständig im Detektor absorbiert. Ein Großteil tritt an der Rückelektrode des Detektors aus und trifft auf die

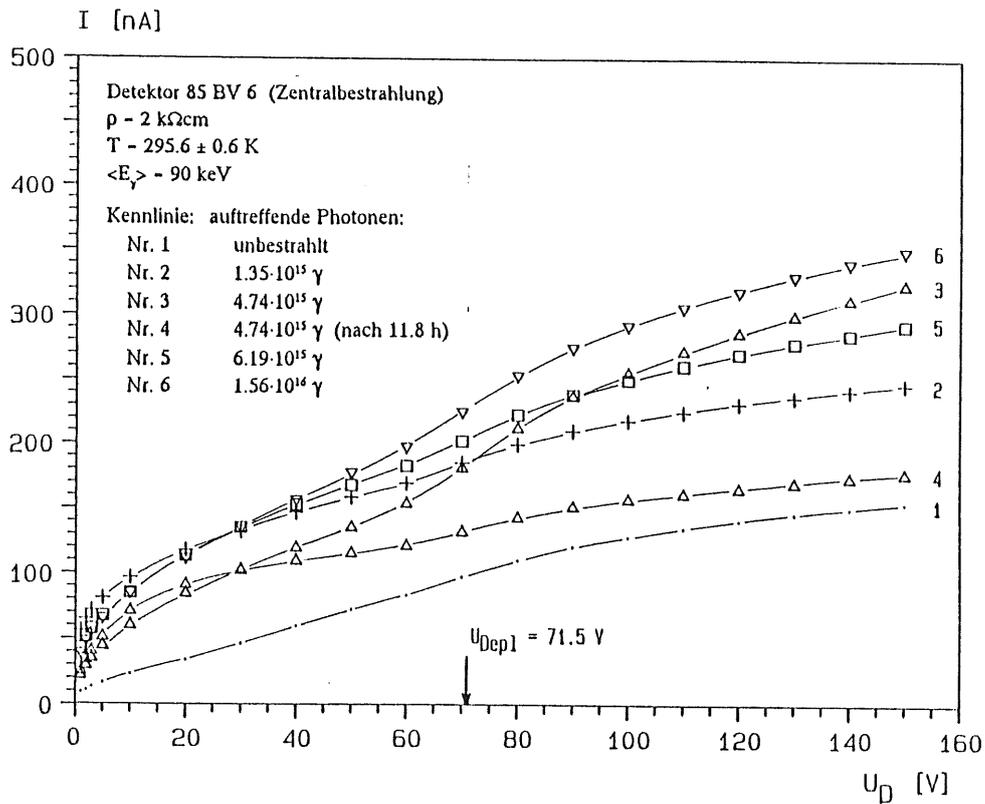


Abb. 5.1: Strom-Spannungs-Kennlinien des Detektors 85 BV 6 vor und nach den Bestrahlungen

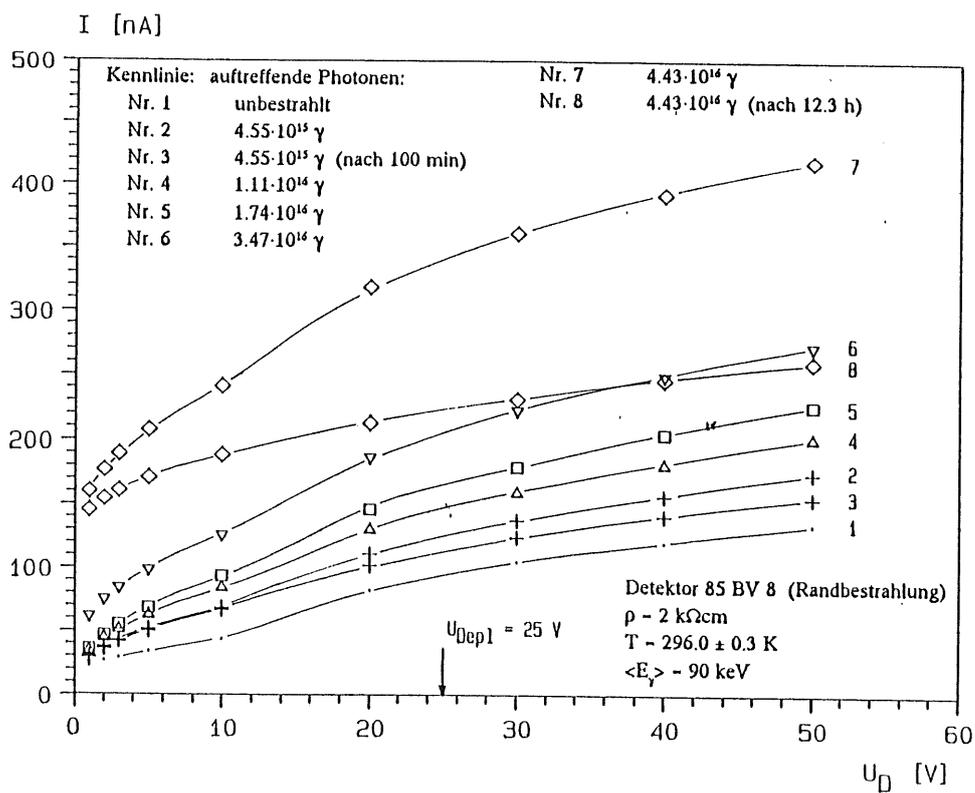


Abb. 5.2: Strom-Spannungs-Kennlinien des Detektors 85 BV 8 vor und nach den Bestrahlungen

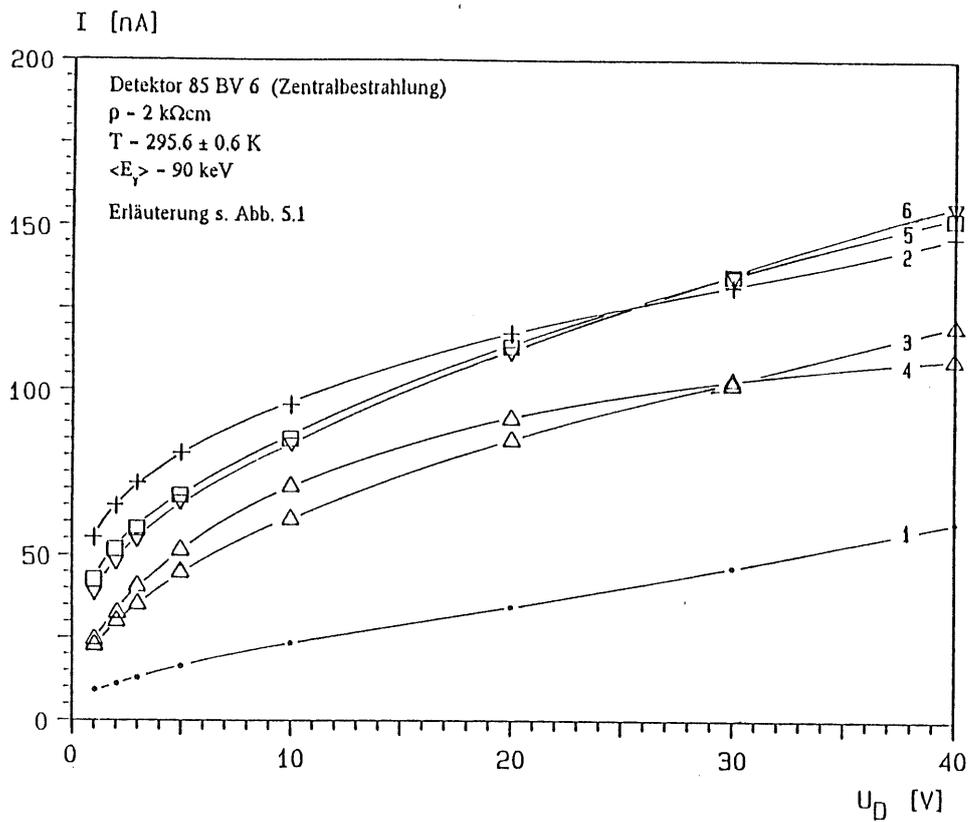


Abb. 5.3: Vergrößerte Darstellung der I-V-Kennlinien von Abbildung 5.1 (Detektor 85 BV 6)

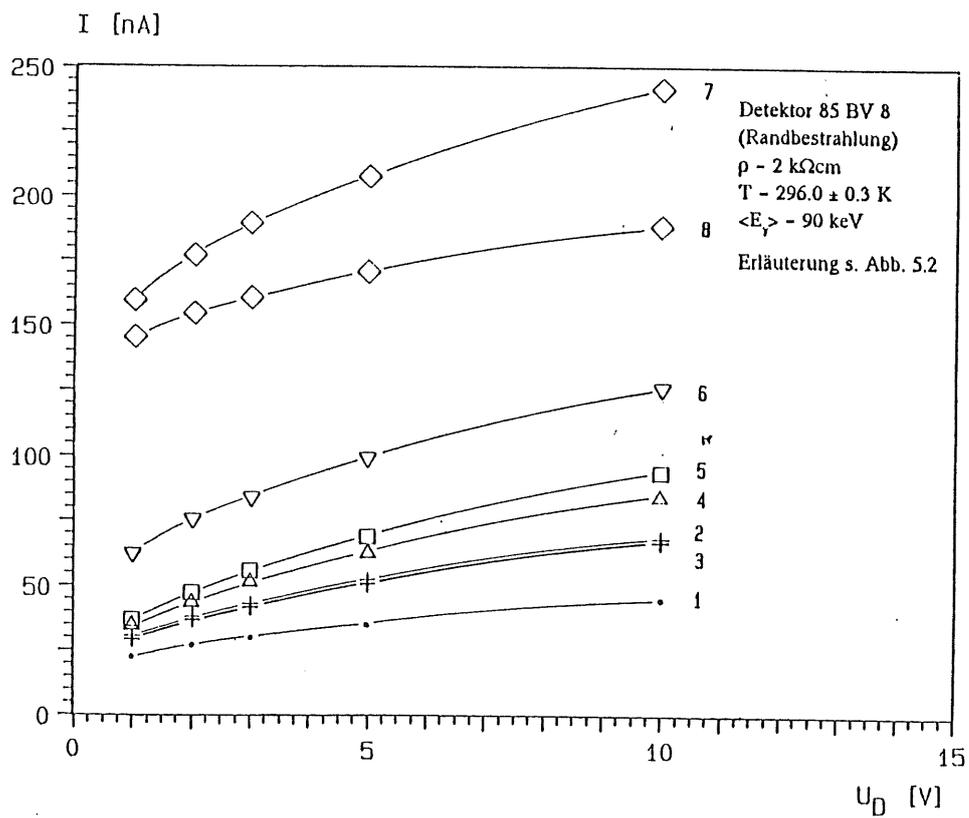


Abb. 5.4: Vergrößerte Darstellung der I-V-Kennlinien von Abbildung 5.2 (Detektor 85 BV 8)

dahinterliegende, aus Messing bestehende Detektorfassung. Durch Rückstreuung kommt es zu einer nicht beabsichtigten Beeinflussung der Randregion am Rückkontakt durch Streustrahlung.

In der vergrößerten Darstellung (Abb. 5.3) weist die Sperrstromcharakteristik unterhalb von  $U_D = 20$  V einen veränderten Kennlinienverlauf mit steigender Spannung auf. Im unbestrahlten Fall steigt der Strom in Abhängigkeit von der angelegten Spannung sehr flach an. Die erste Messung (Kurve 2), die nach den ersten vier Bestrahlungen erfolgte, zeigt einen steilen Stromanstieg im untersten Bereich ( $U_D = 0 \dots 10$  V). Mit zunehmender Spannung wird die Kennlinie flacher. Dabei ist der relative Stromanstieg dieser ersten aufgenommenen Charakteristik im Verhältnis zur erlittenen Strahlenbelastung sehr hoch, wenn diese Messung mit denjenigen (Kurven 3, 5 und 6) verglichen wird, die nach den weiteren Bestrahlungen, welche im einzelnen länger gedauert (bis zu 200 Sekunden) hatten bzw. mit höheren Werten von  $N_\gamma$  verknüpft sind. Diese zeigen eine weniger drastische Veränderung des Strom-Spannungs-Verlaufes, wobei die Strahlenbelastung des Detektors 85 BV 6 kontinuierlich wächst ( $N_\gamma = 1.35 \cdot 10^{15} \dots 1.56 \cdot 10^{16} \gamma$ ). Selbst nach der letzten Bestrahlung (Kurve 6) ergibt sich ein Kennlinienverlauf, der unterhalb der Meßwerte liegt, die aus der ersten Messung des Detektors 85 BV 6 mit der geringsten Strahlenbelastung ( $N_\gamma = 1.35 \cdot 10^{15} \gamma$ ) resultiert (Kurve 2). Bei Sperrspannungen unterhalb von  $U_D = 20$  V liegen alle Charakteristiken des bestrahlten Detektors in einem Bereich der Breite von  $29.6 \pm 2.4$  nA. Das bedeutet eine weitaus geringere Schädigung des Detektors im untersten Spannungsbereich als bei Spannungen oberhalb von  $U_{D_{\text{epi}}}$ , die, wie oben erwähnt, mit der Strahlenbelastung zu einem großen Stromanstieg führt, was sich auch in der vergrößerten Stufe widerspiegelt.

Neben dem Stromanstieg durch eine Bestrahlung wurde die daran anschließende Ausheilung der erlittenen Schädigung im Form des Absinkens des Sperrstromes beobachtet, wenn mehrere Messungen nach einer Bestrahlung verglichen werden. Die in Abbildung 5.1 dargestellte Charakteristik einer Wiederholungsmessung (Kurve 4) erfolgte beim Detektor 85 BV 6 nach einer Ruhezeit des Detektors von  $t = 11.8$  h. Der Sperrstrom sinkt im hohen Spannungsbereich ( $U_D > U_{D_{\text{epi}}}$ ) stark ab. Bei niedrigeren Sperrspannungen ist ein geringerer Rückgang des Sperrstromes sichtbar. Die Differenz, die sich aus diesen beiden Messungen ergibt, beträgt  $\Delta I = 48.8$  nA bei  $U_D = 70$  V,  $\Delta I = 98.8$  nA bei  $U_D = 100$  V und  $\Delta I = 153.9$  nA bei  $U_D = 160$  V. Die Stufe in der Kennlinie des Detektors 85 BV 6 hat sich fast vollständig zurückgebildet und die I-V-Charakteristik verläuft sehr flach (Kurve 4). Unterhalb von  $U_D = 30$  V ist der Sperrstrom sogar noch angewachsen (vgl. Kurve 3 und 4 in Abb. 5.2). Es wurde nach dieser Ausheilungszeit ein bis zu 10 nA höherer Sperrstrom ( $U_D = 10$  V) gemessen. Eine Ausheilung kann bei diesen Messungen im untersten Spannungsbereich praktisch nicht beobachtet werden. Die Temperaturabhängigkeit des Sperrstromes ergibt keinen Zusammenhang mit dem beobachteten Anstieg von I, da zum Zeitpunkt der zweiten Messung eine niedrigere Temperatur gemessen wurde als während der ersten. Sie betrug  $\vartheta = 22.3$  °C gegenüber  $\vartheta = 22.5$  °C.

Beim randbestrahlten Detektor 85 BV 8 ist ebenfalls ein durch Strahlung induzierter Sperrstromanstieg sichtbar (s. Abb. 5.2). Trotz der kleineren bestrahlten Fläche des Detektors 85 BV 8 ( $A_{\text{bestr}} = 0.45$  cm<sup>2</sup>) ist der relative Stromanstieg wesentlich drastischer als beim zentralbestrahlten Detektor mit  $A_{\text{bestr}} = 1.26$  cm<sup>2</sup>. Allerdings beträgt die Zahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma = 4.43 \cdot 10^{16} \gamma$  (Kurve 7 in Abb. 5.2), während beim Detektor 85 BV 6 insgesamt nur  $1.56 \cdot 10^{16}$  Photonen (Kurve 6 in Abb. 5.1) auftrafen. Im Gegensatz zu diesem verschieben sich die Kennlinien über den gesamten Spannungsbereich zu höheren Strömen, und zwar auch umso stärker, je höher die Strahlenbelastung gewesen ist. Im untersten Spannungsbereich ( $U_D \leq 10$  V) ist der Stromanstieg bei identischer Strahlenbelastung geringer als bei den hohen Sperrspannungen. Im einzelnen beträgt der Anstieg von I nach der Bestrahlung mit einer Gesamtphotonenzahl von  $N_\gamma = 4.43 \cdot 10^{16} \gamma$  bezogen auf die Messung im unbestrahlten Fall  $\Delta I = 133.4$  nA bei  $U_D = 1$  V und  $\Delta I = 244.3$  nA bei  $U_D = 50$  V. Ebenso wie beim zentralbestrahlten Detektor ist eine Stufe in der Kennlinie sichtbar. Sie befindet sich allerdings unterhalb von  $U_{D_{\text{epi}}}$  und ist schon im unbestrahlten Fall vorhanden. Die Ausheilung wird durch die Messungen nach 110 Minuten (Kurve 2 und 3) und nach 12.3 Stunden (Kurve 7 und 8) dokumentiert. Im ersten Fall (Kurve 2 und 3) verringert sich der Strom oberhalb der Stufe um  $\Delta I = 18.9$  nA ( $U_D = 50$  V). Unterhalb der Stufe (bis  $U_D = 10$  V) ist der Strom nur um durchschnittlich  $\Delta I = 1.3 \pm 0.1$  nA abgesunken. Im zweiten Fall (Kurve 7 und 8) ist die Ausheilung stark ausgeprägt. Die Rückbildung des strahlungsinduzierten Stromanstieges ist allerdings innerhalb dieser Zeitspanne von 12.3 Stunden von der jeweils anliegenden Sperrspannung abhängig. Bei  $U_D = 50$  V ist der Sperrstrom um  $\Delta I = 158.9$  nA abgesunken, bei  $U_D = 10$  V beträgt die Differenz nur noch  $\Delta I = 53.1$  nA und bei  $U_D = 1$  V nur  $\Delta I = 14.9$  nA. Dadurch verläuft die Kennlinie extrem flach, d. h. der Strom

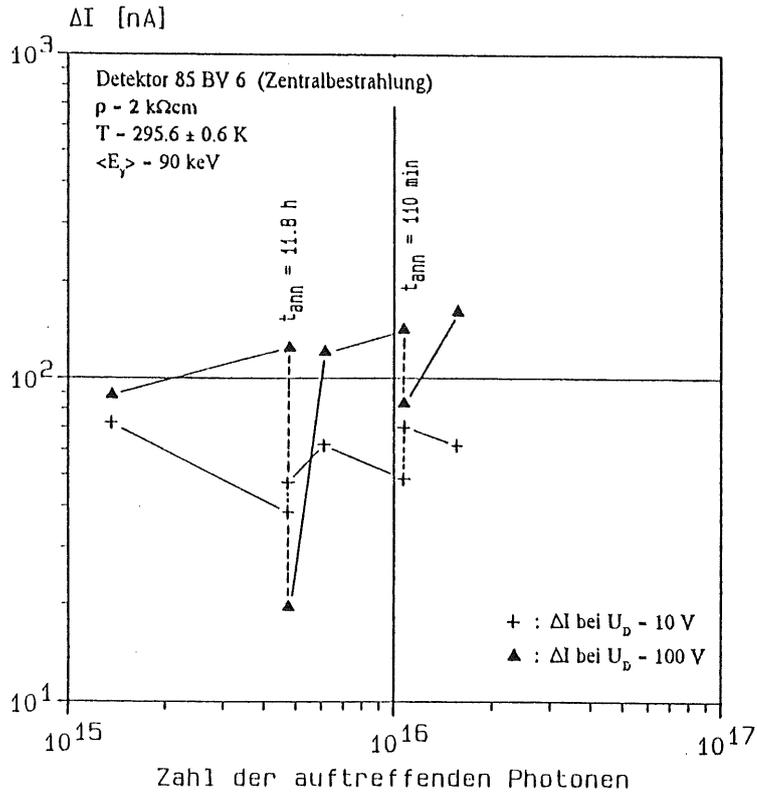


Abb. 5.5: Sperrstromanstieg (unkorrigiert) abhängig von der Strahlenbelastung (Detektor 85 BV 6)

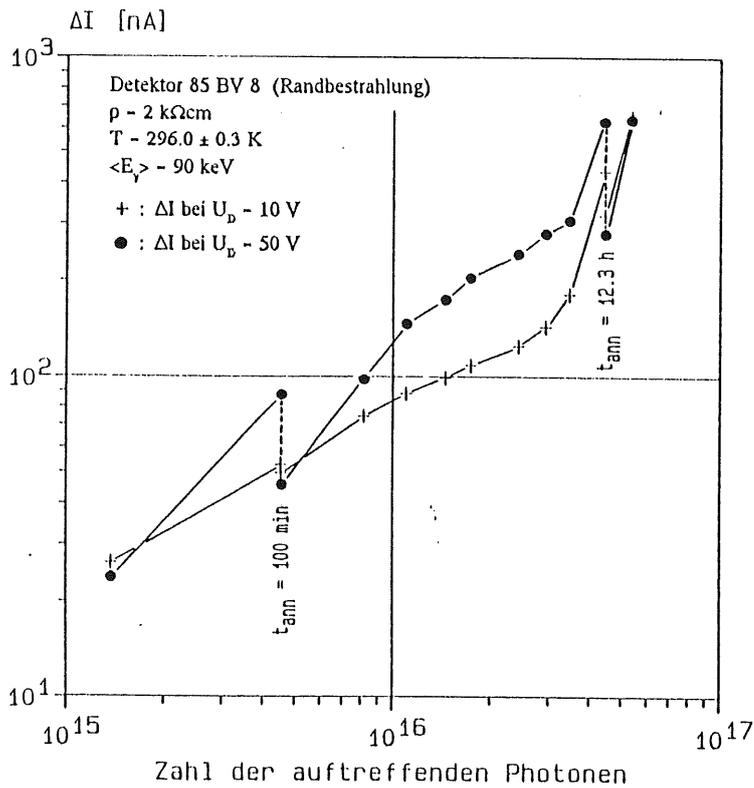


Abb. 5.6: Sperrstromanstieg (unkorrigiert) abhängig von der Strahlenbelastung (Detektor 85 BV 8)

steigt mit wachsender Spannung nur schwach an und seine Größe wird durch den Strom bei den niedrigsten Spannungen bestimmt. Die vor den Bestrahlungen beobachtete Stufe im Sperrstrom ist kaum noch sichtbar.

Nach dieser qualitativen Beschreibung erfolgt die quantitative Behandlung der Bestrahlungseffekte, d.h. es wird der Stromanstieg bei einer bestimmten Spannung  $U_D$  in Abhängigkeit von der Strahlenbelastung, d. h. von der Anzahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma$  untersucht und die daraus resultierenden Konsequenzen erörtert. Der Stromanstieg des Detektors 85 BV 6 kann aufgrund der Zentralbestrahlung mit der deponierten Dosis  $D_{si}$  charakterisiert werden. Es muß aber angenommen werden, daß die beobachtete Veränderung des Sperrstromes ein reiner Oberflächeneffekt ist und mit der deponierten Strahlungsenergie im Silizium nichts zu tun haben kann, da eine Defektbildung im Grundmaterial des Detektors wegen der geringen Photonenenergie auszuschließen ist (s. Kap 3.2, S. 3 - 11). Für den Detektor 85 BV 8 (Randbestrahlung) kann außerdem der absorbierte Anteil der ankommenden Strahlung nicht bestimmt werden. Zum Vergleich der Bestrahlungseffekte der beiden Detektoren untereinander wird deshalb nur die Anzahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma$  angegeben werden, deren Werte schon in den vorhergehenden Abbildungen 5.1 - 5.4 eingetragen sind.

Die Zunahme des Sperrstroms  $\Delta I$  nach den Bestrahlungen ist für zwei Sperrspannungen graphisch dargestellt (Detektor 85 BV 6: Abb. 5.5, Detektor 85 BV 8: Abb. 5.6). Die gewählten Spannungen liegen unterhalb und oberhalb der Spannung für vollständige Verarmung  $U_{D_{epi}}$ , die beim Detektor 85 BV 6  $U_{D_{epi}} = 71.5$  V und beim Detektor 85 BV 8  $U_{D_{epi}} = 25$  V beträgt. Weiterhin sind die Ergebnisse aus den Wiederholungsmessungen (Detektor 85 BV 6: nach einer gesamten Strahlenbelastung von  $N_\gamma = 4.74 \cdot 10^{15}$   $\gamma$  und  $N_\gamma = 1.08 \cdot 10^{16}$   $\gamma$ , Detektor 85 BV 8 nach einer gesamten Strahlenbelastung von  $N_\gamma = 4.55 \cdot 10^{15}$   $\gamma$  und  $N_\gamma = 4.43 \cdot 10^{16}$   $\gamma$ ) eingetragen, die nicht nur einen Rückgang des angestiegenen Sperrstroms zeigen (gestrichelte Linien). Die mögliche Ausheilung des Stromanstieges wurde nicht berücksichtigt, da die in diesen beiden Abbildungen benutzten Werte aus den Strom-Spannungs-Kennlinien stammen. Die Zeitspannen zwischen der jeweiligen Messung und dem Bestrahlungsende betragen zwischen 18 und 27 Minuten (Detektor 85 BV 6) und zwischen 18 und 31 Minuten (Detektor 85 BV 8). Die mittlere Temperatur während der Strom-Spannungs-Messungen des Detektors 85 BV 6 kann mit  $T = 295.6 \pm 0.6$  K und während der des Detektors 85 BV 8 mit  $T = 296.0 \pm 0.3$  K angegeben werden.

Die Zunahme des Sperrstroms bezogen auf den unbestrahlten Zustand ist beim Detektor 85 BV 6 nur bei den Spannungen oberhalb von  $U_{D_{epi}}$  (in Abb. 5.5:  $U_D = 100$  V) nach allen Bestrahlungen mit der Zahl der auftreffenden Photonen korreliert. Bei der Spannung  $U_D = 10$  V ist sowohl ein höherer als auch ein niedrigerer Sperrstrom nach einer Bestrahlung im Vergleich zur vorhergehenden Kennlinien-Aufnahme gemessen worden. Während der zwischen dem Bestrahlungsende und der I-V-Messung verstrichenen Zeit muß die Sperrstromerhöhung sich so weit zurückgebildet haben, daß die Messungen entgegen der Erwartung zu diesen geringeren Stromanstiegen bei  $U_D = 100$  V bzw. keinen Anstieg bei  $U_D = 10$  V führen. Der Stromanstieg  $\Delta I$  wäre zum Beispiel nach der dritten I-V-Messung ( $N_\gamma = 4.74 \cdot 10^{15}$   $\gamma$ ) bei  $U_D = 100$  V um 4.9 nA niedriger als bei der davor durchgeführten Messung, wenn eine weitere Kennlinienaufnahme nach  $t_{ann} = 11.8$  h (gestrichelte Linie) nicht durchgeführt worden wäre. Die wiederholte Aufnahme der I-V-Kennlinien nach  $t_{ann} = 11.8$  h und  $t_{ann} = 110$  min zeigten bei der Spannung von  $U_D = 10$  V einen Anstieg des Sperrstroms (um 10.4 nA nach  $t_{ann} = 11.8$  h und um 22.5 nA nach  $t_{ann} = 110$  min), während bei  $U_D = 100$  V der Strom absank, wobei die Differenz der Ströme mit  $t_{ann}$  wächst (um 98.8 nA nach  $t_{ann} = 11.8$  h und um 61.1 nA nach  $t_{ann} = 110$  min). Der beobachtete Anstieg des Stromes bei  $U_D = 10$  V konnte nicht auf eine Korrelation mit der Temperatur zurückgeführt werden, da zum Zeitpunkt der zweiten Messung nach den Bestrahlungen ( $N_\gamma = 4.74 \cdot 10^{15}$   $\gamma$  und  $N_\gamma = 1.2 \cdot 10^{16}$   $\gamma$ ) eine niedrigere gemessen wurde als während der Messung davor. Die den Wiederholungsmessungen folgenden Bestrahlungen zeigen, wie bei den Betrachtungen der I-V-Charakteristiken schon gesehen, einen überproportionalen Stromanstieg bei  $U_D = 100$  V um 93.9 nA bei einer Zunahme der Strahlenbelastung von  $N_\gamma = 4.74 \cdot 10^{15}$   $\gamma$  auf  $N_\gamma = 6.19 \cdot 10^{15}$   $\gamma$  und um 79.4 nA bei einem Anstieg der Photonenzahl von  $N_\gamma = 1.2 \cdot 10^{16}$   $\gamma$  auf  $N_\gamma = 1.56 \cdot 10^{16}$   $\gamma$ . Bei der Spannung  $U_D = 10$  V ist bei gleicher Zunahme der Strahlenbelastung ein geringer Anstieg des Stromes um 16.5 nA ( $N_\gamma = 6.19 \cdot 10^{15}$   $\gamma$ ) sowie ein um 9.1 nA niedrigerer Sperrstrom ( $N_\gamma = 1.56 \cdot 10^{16}$   $\gamma$ ) sichtbar, wenn die Sperrströme mit denjenigen aus der jeweilig vorhergehenden Messung verglichen werden.

Der Detektor 85 BV 8 weist bei den beiden Sperrspannungen einen mit der Zahl der auftreffenden Photonen korrelierten Stromanstieg auf (s. Abb. 5.6). Anders als beim Detektor 85 BV 6 ist auch bei der Spannung

unterhalb der vollständigen Verarmung ein kontinuierliches Anwachsen des Stromes sichtbar. Bei den Wiederholungsmessungen, die 100 Minuten und 12.3 Stunden nach der ersten Kennlinien-Aufnahme durchgeführt wurden, konnte der Rückgang des strahlungsinduzierten Stromanstieges beobachtet werden. Dieses Absinken des Stromes wurde sowohl bei  $U_D = 10$  V als auch bei  $U_D = 50$  V beobachtet, wobei der Strom während der längeren Ruhezeit stärker absank als während der kürzeren (nach  $t_{\text{ann}} = 110$  min: um 1.5 nA bei  $U_D = 10$  V und um 18.9 nA bei  $U_D = 50$  V, nach  $t_{\text{ann}} = 12.3$  h: um 53.1 nA bei  $U_D = 10$  V und um 158.9 nA bei  $U_D = 50$  V). Die nachfolgenden Bestrahlungen ( $N_\gamma = 4.55 \cdot 10^{15} \gamma$  und  $N_\gamma = 4.43 \cdot 10^{16} \gamma$ ) verursachten auch einen überproportionalen Anstieg von  $I$ , der durch eine Steigung in der doppeltlogarithmischen Auftragung dargestellt ist, die größer als Eins ist. Die einzige Ausnahme ist der Anstieg des Stromes bei  $U_D = 10$  V durch die Zunahme der Strahlenbelastung von  $N_\gamma = 4.55 \cdot 10^{15} \gamma$  auf  $N_\gamma = 8.10 \cdot 10^{15} \gamma$ .

Durch die unterschiedlichen Arten der Bestrahlungen der Detektoren wird jeweils nur ein bestimmter Anteil des Sperrstroms beeinflusst. Der Volumengenerationsstrom  $I_V$  hat sich durch die Bestrahlungen nicht verändert. Dieses trifft sowohl für den randbestrahlten (87 BV 8) als auch für den zentralbestrahlten Detektor (85 BV 6) zu. Wie schon erwähnt, wird die Bildung von Punktdefekten im Silizium wegen der geringen Photonenenergie ausgeschlossen. Im nächsten Abschnitt (Untersuchungen zur Kapazität, S. 5 - 11 ff.) wird diese Annahme bestätigt. Das bedeutet, der Stromanstieg des zentralbestrahlten Detektors wird allein auf das Anwachsen des Barrierenstromanteils  $I_{SB}$  zurückgeführt. Der Randgenerationsstrom bleibt unverändert, da der Epoxyrand unbestrahlt blieb. Der Stromanstieg des randbestrahlten Detektors wird auf die Zunahme des Randgenerationsstroms  $I_R$  reduziert. Der Barrierenstrom  $I_{SB}$  des Detektors 85 BV 8 veränderte sich nicht. Der Vergleich der beiden Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigt schon bei den Werten aus den I-V-Kennlinien deutliche Unterschiede im Anstieg des Sperrstromes vor allem bei der Detektorspannung  $U_D = 10$  V. Während der Strom beim Detektor 85 BV 8 mit der Strahlenbelastung praktisch kontinuierlich steigt, ist beim Detektor 85 BV 6 bei gleicher Sperrspannung nicht immer ein Anstieg beobachtbar.

Während der Bestrahlungen der Detektoren wurde mit Hilfe eines an der Detektorhalterung befindlichen NTC-Widerstandes ein Temperaturanstieg beobachtet, der unmittelbar nach Beendigung derselben sich wieder zurückbildete. Dabei ist die Temperaturzunahme von der Dauer der Bestrahlung abhängig, die bis zu  $\Delta T = 2.5$  K betrug. Das Absinken der Temperatur spiegelt sich in den Strom-Zeit-Protokollen wider, die bei einer konstanten Spannung (85 BV 6:  $U_D = 10$  V, 85 BV 8:  $U_D = 50$  V) unmittelbar nach Ende der einzelnen Bestrahlungen aufgenommen wurden. Sie zeigten die Rückbildung des durch Synchrotronstrahlung hervorgerufenen Stromanstieges, der nach wenigen Minuten einen konstanten Wert erreicht hatte. Die längerfristige Ausheilung, wie sie bei den I-V-Messungen (z. B. beim Detektor 85 BV 6 bei  $U_D = 100$  V und beim Detektor 85 BV 8 bei  $U_D = 50$  V) beobachtet wurde, konnte mit den Strom-Zeit-Messungen nicht erfaßt werden. Die Abklingrate der strahleninduzierten Stromerhöhung ist bei einer identischen Zeitdauer abhängig von der am Detektor anliegenden Sperrspannung. Wegen der Temperaturabhängigkeit des Sperrstromes ist das Absinken desselben unmittelbar nach den Bestrahlungen nicht unbedingt nicht auf einen Ausheilungsprozeß sondern auf die absinkende Temperatur zurückzuführen.

Für die Analyse der I-t-Kennlinien wird angenommen, daß der Sperrstrom exponentell abnimmt, wobei folgende Testfunktion (Gl. 5.1) verwendet wurde, aus der die Zeitkonstanten  $\tau$  und die Amplitude  $I_0$  bestimmt werden. Eine Temperatur-Zeit-Kontrolle war aus meßtechnischen Gründen nicht möglich. Das Absinken der Temperatur konnte lediglich aus deren Messung unmittelbar nach der Bestrahlung und einer späteren geschlossen werden. Die Beobachtung, daß der Strom nach wenigen Minuten auf einen konstanten Wert abgesunken ist, wird durch den Summanden  $I_\infty$  beschrieben.

$$I(t) = I_\infty + \sum I_{0i} \cdot \exp(-t/\tau_i) \quad (5.1)$$

Aus jeder der I(t)-Kurven des Detektor 85 BV 6 konnte nur ein Wert für die Amplitude und Zeitkonstante bestimmt werden. Die Anpassung der I-t-Kennlinien des Detektors 85 BV 8 ergaben zwei Werte für die Amplitude  $I_0$  und die Zeitkonstante  $\tau$ :

85 BV 6:	$I_\infty = 58.0 \dots 93.1$ nA	$I_0 = 4.8 \dots 45.7$ nA	$\tau = 73.6 \text{ s} \pm 23.8 \text{ s}$
85 BV 8:	$I_\infty = 52.9 \dots 383.9$ nA	$I_{01} = 4.1 \dots 65.9$ nA	$\tau_1 = 84.0 \text{ s} \pm 20.0 \text{ s}$
		$I_{02} = 2.5 \dots 50.9$ nA	$\tau_2 = 667 \text{ s} \pm 360 \text{ s}$

Bei der zeitlichen Entwicklung der Sperrströme wurde beobachtet, daß die Werte  $I_0$  und  $I_\infty$  mit steigender Bestrahlungszeit größer wurden. Die Zeitkonstante dagegen schwankte von I-t-Protokoll zu I-t-Protokoll. Deswegen ist für  $\tau$  auch nur der Mittelwert mit der Standardabweichung angegeben. Das Verhalten von  $I_0$  kann mit dem Rückgang der Temperatur korreliert sein, da diese umso stärker absank, je länger die Bestrahlung gedauert hatte. Somit kann die Größe des Sperrstroms am Ende einer Bestrahlung bestimmt werden. Mit dieser Zeitentwicklungsanalyse kann allerdings der Sperrstrom, der bei einer Strom-Spannungs-Messung ermittelt wurde, nicht vorausgesagt werden, da dieser beim Detektor 85 BV 6 in fast allen Fällen höher lag als der asymptotische Wert aus dem I-t-Protokoll.

Für das weitere Vorgehen wurde der Einfluß der Temperatur berücksichtigt, da die Höhe des gemessenen Stromes von der Temperatur abhängig ist. Die Werte des Sperrstroms wurden auf eine einheitliche Temperatur von  $T = 296.16$  K normiert. Da bei den untersuchten Spannungen von  $U_D = 10$  V (85 BV 6) und  $U_D = 50$  V (85 BV 8) der temperaturabhängige Volumenstrom zum Gesamtstrom beiträgt, wird dieser ebenfalls rechnerisch berücksichtigt. Für die Temperatur-Normierung wurde im Falle des Barrierenstromes, der bei  $U_D = 10$  V identisch mit dem Sättigungsstrom  $I_S$  ist, das Verhältnis von  $I_{SB}$  bei der aktuell herrschenden Temperatur zu  $I_{SB}$  bei  $T = 296.16$  K bestimmt. Die in der Gleichung 2.12 enthaltene Barrierenhöhe wird als konstant angenommen mit  $\phi_{bn} = 0.892$  V, die sich aus dem Strom bei  $U_D = 1$  V im unbestrahlten Fall ergibt.

$$I_{SB} = I_S \cdot A - A^{**} \cdot T^2 \cdot \exp(-q\phi_{bn}/kT) \cdot A \quad (2.12)$$

Die Temperatur-Normierung des Randgenerationsstromes  $I_R$  erfolgt unter der Annahme, daß dieser genauso wie der Oxydstrom eines oxydpassivierten Detektors beschrieben werden kann (s. Gl. 2.18) und somit dieselbe Temperaturabhängigkeit besitzt. Es wird anders als beim Barrierenstrom nur die Temperatur benötigt.

$$I_R = q \cdot n_i \cdot S \cdot A_R \quad (2.18)$$

Es verbleiben die Werte des Barrierenstromes  $I_{SB}$  des Detektors 85 BV 6 bzw. die des Randgenerationsstromes  $I_R$  des Detektors 85 BV 8 bei der Temperatur  $T = 296.16$  K, woraus die Zunahme  $\Delta I_{SB}$  und  $\Delta I_R$  nach einer Bestrahlung bestimmt wurden. In der Abbildung 5.7 ist der Stromanstieg der beiden Detektoren als Funktion der Zahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma$  in der doppeltlogarithmischen Auftragung dargestellt, wobei die er-

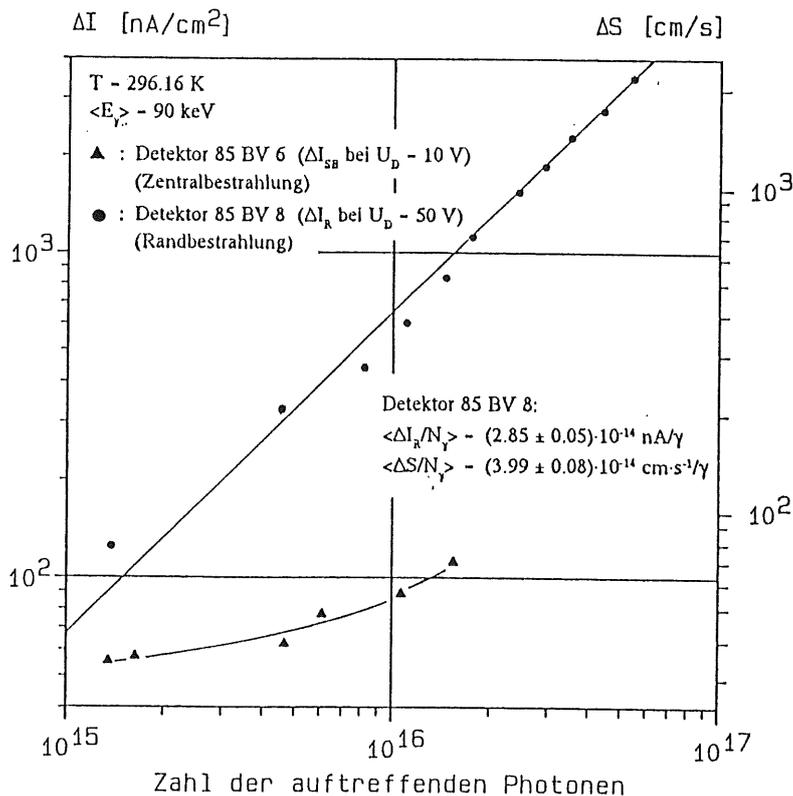


Abb. 5.7: Auf eine einheitliche Temperatur normierter Stromanstieg  $\Delta I$  der Detektoren 85 BV 6 und 85 BV 8

mittelten Werte pro Flächeneinheit in die Graphik eingetragen sind, um wegen der unterschiedlich großen Bestrahlungsflächen einen direkten Vergleich zwischen den beiden Detektoren zu gewährleisten. Es ergibt sich für den strahlungsinduzierten Anstieg des Barrierenstromes  $I_{SB}$  beim Detektor 85 BV 6 kein einfacher Zusammenhang mit der Strahlenbelastung, wie die eingetragenen Werte (Dreiecke) in der Abbildung 5.7 zeigen. Auffallend ist der sehr hohe Stromanstieg aus der ersten Strom-Zeit-Protokollierung, während nachfolgende Messungen wesentlich geringere Zunahmen des Barrierenstromes ergeben. Beim randbestrahlten Detektor 85 BV 8 kann ein zu der Anzahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma$  direkt proportionaler Anstieg des Randgenerationsstromes  $I_R$  mit:

$$\langle \Delta I_R / N_\gamma \rangle = (2.85 \pm 0.05) \cdot 10^{-14} \text{ nA}/\gamma,$$

angegeben werden. Die strahlungsbedingte Zunahme des Randgenerationsstromes ist in der doppeltlogarithmischen Auftragung der Funktion  $\Delta I_R = \langle \Delta I_R / N_\gamma \rangle \cdot N_\gamma^b$  als eine Gerade mit der Steigung  $b = -1$  (Abb. 5.7) dargestellt. Der Stromanstieg, der durch die erste Messung ermittelt wurde, ist ebenfalls bei dem Detektor 85 BV 8 etwas zu hoch. Die Differenz des gemessenen zu dem mit dem mittleren Stromanstieg  $\langle \Delta I_R / N_\gamma \rangle$  berechneten beträgt 15 nA. Die Ursache für diesen zu hohen Wert kann darin liegen, daß die erste Messung nach mehreren Bestrahlungen erfolgte (2 Bestrahlungen). Dadurch wurden die Auswirkungen dieser vorangegangenen Bestrahlung nicht berücksichtigt.

Es ist allerdings auch eine Unsicherheit in der Temperatur-Messung nicht auszuschließen, da mit dem NTC-Widerstand in der Detektorhalterung möglicherweise nicht die exakte Temperatur des Detektors gemessen wurde. Der bestrahlte Detektor befand sich in einem Keramikring eingeklebt und war aus meßtechnischen Gründen mit Hilfe einer Teflonschicht von seiner Messing-Fassung isoliert, so daß eine Temperatur-Ausgleich des Detektors mit seiner Umgebung durch den Wärme-Isolator verhindert wurde.

Der Vergleich des Anstieges von  $I_R$  des Detektors 85 BV 8 mit dem Zuwachs von  $I_{SB}$  des Detektors 85 BV 6 zeigt, daß die Randpassivierung für die Einwirkung von elektromagnetischer Strahlung besonders empfindlich zu sein scheint. Die Zunahme des Stromes beim Detektor 85 BV 8 ist erheblich stärker als beim zentralbestrahlten Detektor 85 BV 6. Bei einer vergleichbaren Anzahl der auftreffenden Photonen von  $N_\gamma = 1.74 \cdot 10^{16} \gamma$  (85 BV 8) und  $N_\gamma = 1.56 \cdot 10^{16} \gamma$  (85 BV 6) ergibt sich ein Verhältnis von  $\Delta I_R / \Delta I_{SB} = 7.46$ .

Aus der Zunahme des Randgenerationsstromes  $\Delta I_R$  ergibt sich eine Erhöhung der Rekombinations-Generations-Geschwindigkeit  $S$  durch die Produktion von strahlungsbedingten Ladungsträger-Generations- und Rekombinations-Zentren an der Epoxyd-Silizium-Grenze. Allerdings ist  $S$  im unbestrahlten Zustand des Detektors und die Fläche  $A_R$  des Epoxydrands nicht bekannt, so daß sich die anschließende quantitative Analyse lediglich auf den Zuwachs um  $\Delta S$  beschränkt. Da die Randstromerhöhung nach allen Bestrahlungen über die Gleichung 2.18 auf eine einheitliche Temperatur normiert wurde, unterscheiden sich die Größen  $\Delta S$  und  $\Delta I_R$  nur um einen konstanten Faktor (Gleichung 5.2).

$$\Delta I_R = q \cdot n_i \cdot A_R \cdot \Delta S \quad (5.2)$$

Es folgt aus Gleichung 5.2 und dem Ergebnis über den strahlungsinduzierten Stromanstieg ( $\Delta I_R \sim N_\gamma$ ), dargestellt in Abbildung 5.7, eine direkte Proportionalität von  $\Delta S$  und  $N_\gamma$ . Der mittlere Anstieg von  $S$  mit wachsender Anzahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma$  der mittleren Energie von  $\langle E_\gamma \rangle = 90 \text{ keV}$  beträgt beim Detektor 85 BV 8 somit:

$$\langle \Delta S / N_\gamma \rangle = (3.99 \pm 0.08) \cdot 10^{-14} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} / \gamma$$

Die direkte Proportionalität zwischen  $\Delta I_R$  und  $\Delta S$  wird durch eine zweite Skala an der rechten Seite der Abbildung 5.7 verdeutlicht. Nach der letzten Bestrahlung (bei Erreichen der höchsten Strahlenbelastung mit  $N_\gamma = 5.36 \cdot 10^{16} \gamma$ ) ist der Randstrom um  $\Delta I_R = 1528 \text{ nA}$  angestiegen, was einer Zunahme der Rekombinations-Generations-Geschwindigkeit um  $\Delta S = 2140 \text{ cm/s}$  entspricht.

Beim Detektor 85 BV 6 resultiert der Sperrstromanstieg allein aus der Zunahme des Barrierenstromanteils  $I_{SB}$ . Die Größe des auf eine einheitliche Temperatur normierten Barrierenstromes wird durch die Höhe des Potentialwalls  $\phi_{bn}$  am Metall-Halbleiter-Kontakt und die Größe der effektiven Richardson-Konstante  $A^{**}$  bestimmt. Die Ursache des Barrierenstrom-Anstieges um  $\Delta I_{SB}$  durch die Synchrotronbestrahlungen mit der mittleren Photonenenergie von  $\langle E_\gamma \rangle = 90 \text{ keV}$  ist bei konstanter Temperatur  $T$  eine Veränderung dieser beiden Größen

(Vergrößerung von  $A^{**}$ , Absenkung von  $\phi_{\text{bn}}$ ). Mit den I-V-Messungen konnte nicht eindeutig geklärt werden, ob sich nur eine oder beiden Größen verändern. Unter der Annahme, daß die Richardson-Konstante  $A^{**}$  nicht durch die Einwirkung der elektromagnetischen Strahlung vergrößert wird, resultiert der Stromanstieg um  $\Delta I_{\text{SB}}$  allein aus der Barrierenabsenkung um  $\Delta\phi_{\text{bn}}$ .

Durch Umstellen der Gleichung 2.12 ergibt sich die Absenkung der Potentialbarriere  $\Delta\phi_{\text{bn}}$  aus der Differenz des Barrierenstromes vor und nach einer Bestrahlung:

$$\Delta\phi_{\text{bn}} = kT/q \cdot \ln(1 + \Delta I_{\text{SB}}/I_{\text{SB}}) \quad (5.3)$$

wobei  $I_{\text{SB}}$  der Barrierenstrom des Detektors 85 BV 6 vor der jeweiligen Bestrahlung ist.

Die Auswertungen ergeben eine mit der Strahlenbelastung des Detektors korrelierte Barrierenabsenkung (s. Abb. 5.8). Jedoch zeigt die erste Messung einen sehr hohen Wert für  $\Delta\phi_{\text{bn}}$ . Für den weiteren Verlauf der Bestrahlungen und Messungen ergibt sich dann ein linearer Zusammenhang von  $\Delta\phi_{\text{bn}}$  mit der Photonenzahl  $N_{\gamma}$ . Der Zusammenhang kann mit folgenden Werten  $a$  (Achsenabschnitt) und  $b$  (Steigung) beschrieben werden:

$$a = 44.67 \text{ mV} \pm 1.30 \text{ mV}$$

$$b = (2.10 \pm 0.17) \cdot 10^{-15} \text{ mV}/\gamma$$

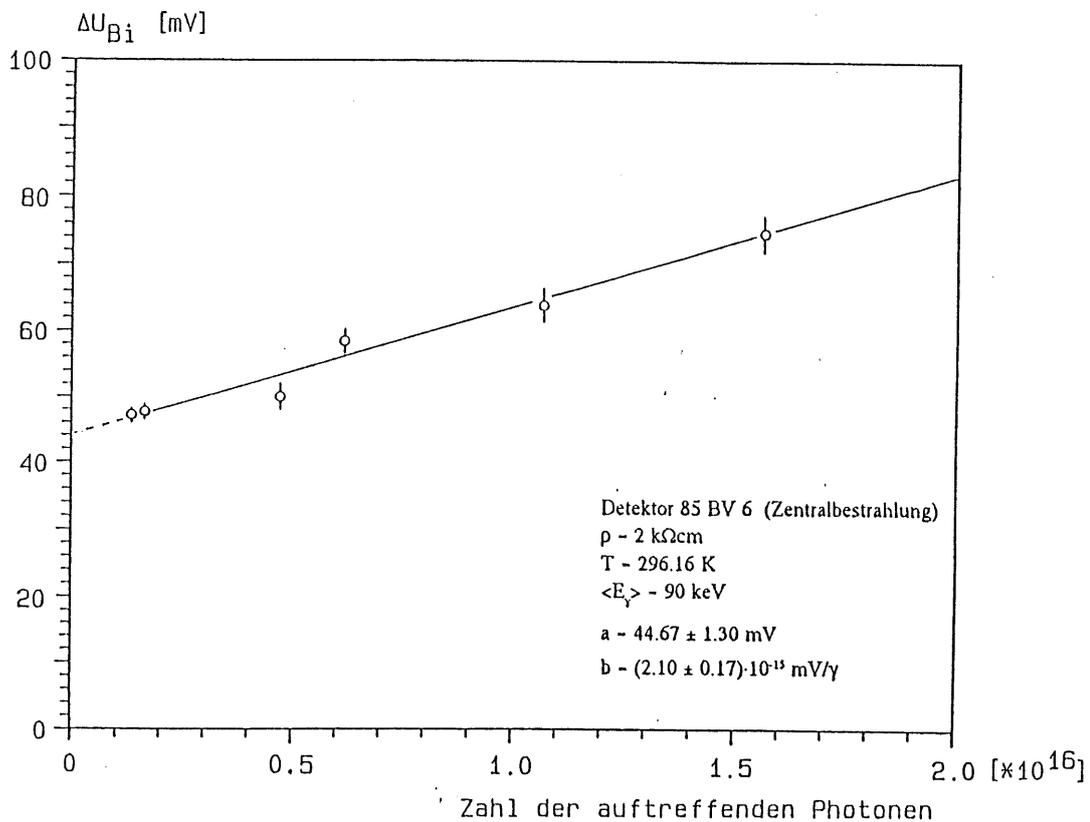


Abb. 5.8: Absenkung der Potentialbarriere am Metall-Halbleiter-Kontakt des Detektors 85 BV 6 (Zentralbestrahlung)

Das nach der ersten Messung drastische Absinken der Barrierenhöhe kann nicht vollständig geklärt werden. Es ist allerdings, abgesehen von der additiven Konstante  $a = 44.67 \text{ mV}$  bei  $N_{\gamma} = 0$ , eine mit der Strahlenbelastung lineare Absenkung des Potentialwalls sichtbar. Dies legt die Vermutung nahe, daß die Bestimmung von

$\Delta\phi_{\text{bn}}$  einen systematischen Fehler enthält. Zum Beispiel wurde bei der Temperaturnormierung eine konstante Barrierenhöhe von  $\phi_{\text{bn}} = 0.892 \text{ mV}$  angenommen, die aus dem Sperrstrom bei  $U_{\text{D}} = 1 \text{ V}$  vor den Bestrahlungen bestimmt wurde. Der systematische Fehler in der Barrierenhöhe kann aber auch auf die schon erwähnte Temperaturunsicherheit zurückgeführt werden. Wird der Wert von  $\Delta\phi_{\text{bn}} = 44.67 \text{ mV}$  allein auf eine falsch ermittelte Temperatur zurückgeführt, so ergibt dieser Umstand eine um  $\Delta T = 14.03 \text{ K}$  höhere Temperatur als bei der I-V-Messung vor der ersten Bestrahlung gemessen wurde. Eine weitere Ursache für das Auftreten der additiven Konstante ist die Wahl der anfänglichen Barrierenhöhe. Wird diese mit Hilfe der Gleichung 2.7 (s. S. 2 - 4) unter Benutzung der Koeffizienten  $c_2$  und  $c_3$  berechnet, so ergibt sie sich zu  $\phi_{\text{bn}} = 0.827 \text{ V} \pm 0.337 \text{ V}$ . Abgesehen von diesem großen Fehler ist der aus der I-V-Messung bei  $U_{\text{D}} = 1 \text{ V}$  bestimmte Wert relativ zum berechneten um  $65 \text{ mV}$  zu groß. Das heißt, durch die Verwendung des niedrigeren, berechneten Wertes für  $\phi_{\text{bn}}$  kann die additive Konstante  $a$  zwar nicht vollständig kompensiert werden, aber sie wäre nicht mehr so drastisch. Die Steigung  $b$  ändert sich durch den anderen Wert von  $\phi_{\text{bn}}$  nicht, da sie lediglich als Anfangswert bei  $N_{\text{y}} = 0$  verwendet wird, und die Temperatur-Normierung nur schwach von der Höhe der Barriere abhängt.

Vom weiteren linearen Verlauf sind zwei geringfügige Abweichungen sichtbar, die allerdings im Verhältnis zur Unsicherheit in der Wahl der Barrierenhöhe relativ niedrig sind. Die Absenkung bei der dritten Messung ist um  $1.86 \text{ mV}$  zu klein und nach der vierten Messung um  $3.41 \text{ mV}$  zu groß.

Mit diesem Ergebnis wurde zwar die durch Strahlung verursachte Barriererniedrigung nachgewiesen, die auch erwartet wurde. Jedoch ist wegen der komplexen Natur des Metall-Halbleiter-Kontakts eine exakte Analyse mit der Zuordnung des Bestrahlungseffektes zu einzelnen Kenngrößen des Metall-Halbleiter-Kontaktes nicht möglich. Die Absenkung der Potentialbarriere nach der letzten Bestrahlung ( $N_{\text{y}} = 1.56 \cdot 10^{16} \text{ } \gamma$ ) ist ohne Berücksichtigung der additiven Konstante minimal ( $\Delta\phi_{\text{bn}} = 30 \text{ mV}$ ) gegenüber der ursprünglich angenommenen Barrierenhöhe. Dagegen sind die Auswirkungen auf den Sperrstrom um so deutlicher (Anstieg um  $\Delta I_{\text{SB}} = 140.1 \text{ nA}$ ).

### Untersuchungen zur Kapazität

Die Untersuchungen der Kapazitäts-Spannungs-Charakteristiken werden aufgeteilt in die Analyse der:

- (a) Kapazitätswmessungen bis über die Spannung für vollständige Verarmung  $U_{\text{D,epi}}$  hinaus und
- (b) Kapazitätswmessungen bei niedrigen Spannungen bis  $U_{\text{D}} = 10 \text{ V}$  bzw. bis  $U_{\text{D}} = 0.1 \text{ V}$ .

Diese Aufteilung begründet sich mit den Auswirkungen auf den spannungsabhängigen Kapazitätsverlauf des Oberflächensperrschichtdetektors, die aus einer Schädigung mit elektromagnetischer Strahlung resultieren.

Mit den C-V-Charakteristiken im gesamten Spannungsbereich (bis über  $U_{\text{D,epi}}$  hinaus) wird die Kapazität bei vollständiger Verarmung  $C_{\text{D,epi}}$ , die zugehörige Spannung  $U_{\text{D,epi}}$  und daraus die mittlere Dotierung  $N_{\text{D}}$  bestimmt. Es kann mit ihnen eine mögliche Defektbildung im Grundmaterial des Detektors nachgewiesen werden, weil diese spannungs- und frequenzabhängige Abweichungen der Detektorkapazität zum unbestrahlten Fall verursacht. Der Verlauf der Kapazitätscharakteristik bei niedrigen Spannungen wird außerdem durch die "Diffusionsspannung"  $U_{\text{in}}$  beeinflusst, die sich aus den Ladungsverhältnissen am Gold-Silizium-Kontakt und damit aus der Höhe der Potentialbarriere ergibt. Mit steigender Sperrspannung wird der Einfluß der Barriere auf den Kapazitätsverlauf geringer, und die spannungsabhängige Detektorkapazität wird durch die Donatorenkonzentration  $N_{\text{D}}$  des Siliziums bestimmt. Der Detektorrand beeinflusst den Verlauf der Kapazität im gesamten Spannungsbereich sichtbar.

#### (a) Kapazität bei hohen Spannungen

Die C-V-Charakteristiken des Detektors 85 BV 6 weisen in diesem Spannungsbereich keinerlei strahlungsbedingte Veränderungen auf (s. Abb. 5.9). Die Kennlinien aus den Messungen mit  $\nu = 10 \text{ kHz}$  vor der ersten und nach der letzten Bestrahlung sind in der Auftragung  $C_{\text{D}}$  vs.  $1/U^{1/2}$  deckungsgleich.

Für die Bestimmung von  $C_{\text{Depl}}$ ,  $U_{\text{Depl}}$  und  $N_D$  werden unterhalb des Abknickpunktes mit den Werten der Kapazität im Spannungsbereich von  $U_D - 12 \text{ V}$  bis  $U_D - 50 \text{ V}$  und den zugehörigen Spannungen  $U_D$  die Steigung  $b$  der Kennlinie in der Auftragung  $C_D$  vs.  $1/U^{1/2}$  durch eine lineare Regressionsrechnung ermittelt. Oberhalb des Abknickpunktes werden alle Kapazitätswerte zur Bildung des Mittelwerts benutzt, da die Kapazität noch ein wenig wegen der lateralen Ausdehnung der Sperrschicht nach Erreichen des Rückkontaktes absinkt. Darüberhinaus konnte die Parasitärkapazität, die durch Kabelzuleitungen und die Detektorfassung auftritt, bestimmt werden und von den gemessenen Kapazitätswerten subtrahiert werden. In der folgenden Abbildung 5.9 ist die Streukapazität in der C-V-Charakteristik nicht mehr enthalten.

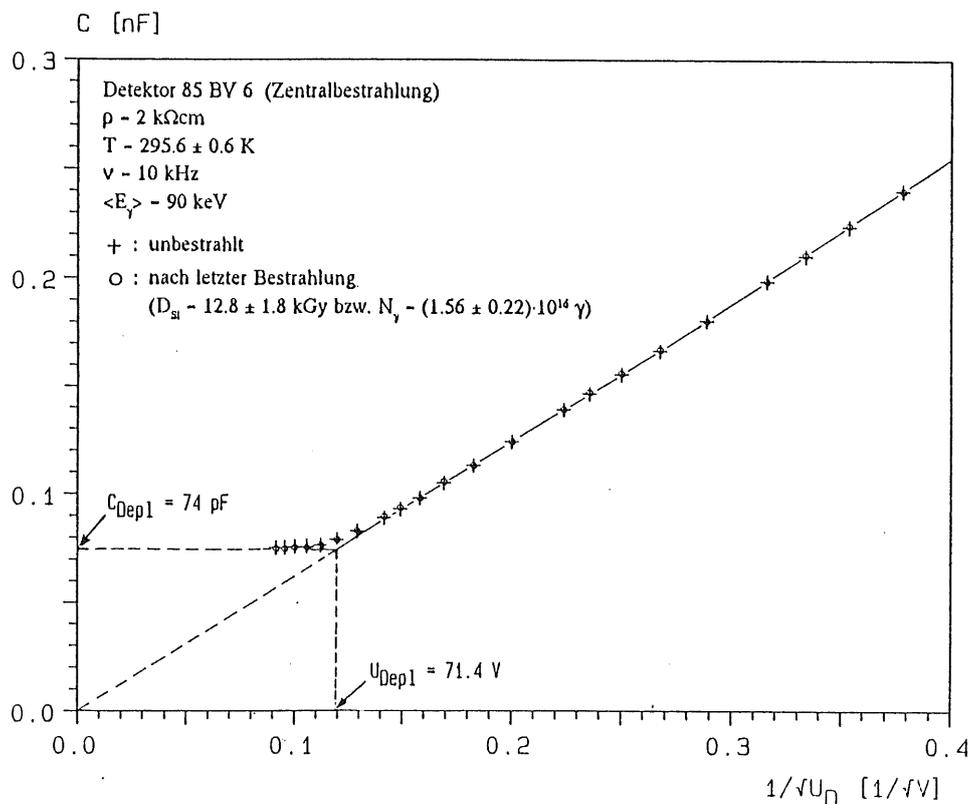


Abb. 5.9: Kapazitätskennlinien des Detektors 85 BV 6 (Zentralbestrahlung). Die Messung nach der letzten Bestrahlung zeigt gegenüber derjenigen vor der Einwirkung mit Synchrotronstrahlung keine Veränderungen, so daß eine Defektbildung im Silizium ausgeschlossen werden kann.

Die Auswertung der Kapazitätsmessungen des zentralbestrahlten Detektors 85 BV 6 vor und nach den Bestrahlungen ergibt folgende Werte für die Steigung der Kennlinie  $b$ , die Spannung für vollständige Verarmung  $U_{\text{Depl}}$  und die zugehörigen Detektorkapazität  $C_{\text{Depl}}$ :

Detektor 85 BV 6:	vor der ersten Bestrahlung	nach der letzten Bestrahlung
Dosis [kGy]	0.0	$12.8 \pm 1.8$
$N_\gamma$ [ $\gamma$ ]	0.0	$(1.56 \pm 0.22) \cdot 10^{14}$
Steigung $b$ [nF $\cdot\sqrt{V}$ ]	$0.626 \pm 0.002$	$0.626 \pm 0.003$
$U_{\text{Depl}}$ [V]	$71.5 \pm 1.4$	$71.3 \pm 1.8$
$C_{\text{Depl}}$ [pF]	$74.0 \pm 0.9$	$74.1 \pm 1.2$

Aus dem Wert der der Spannung für vollständige Verarmung  $U_{\text{Depl}}$  wird gemäß Gleichung 2.23 (s. S. 2 - 8) die

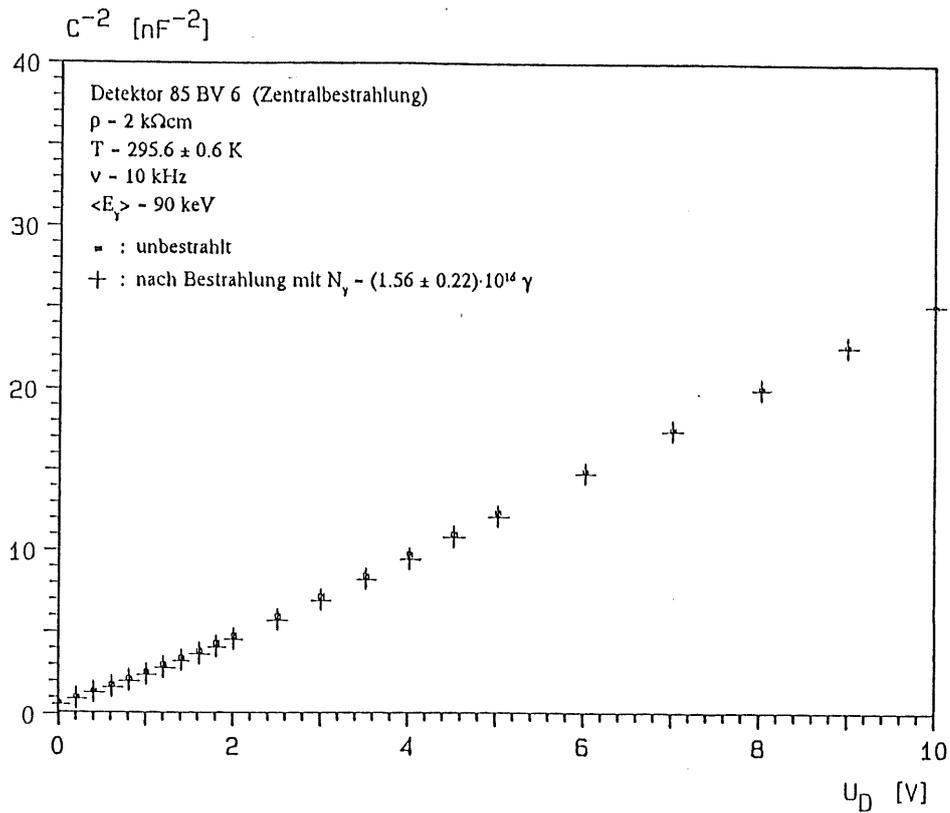


Abb. 5.10: Kapazitätskennlinien des Detektors 85 BV 6 im Spannungsbereich von  $U_D$  - 0 V bis  $U_D$  - 10 V

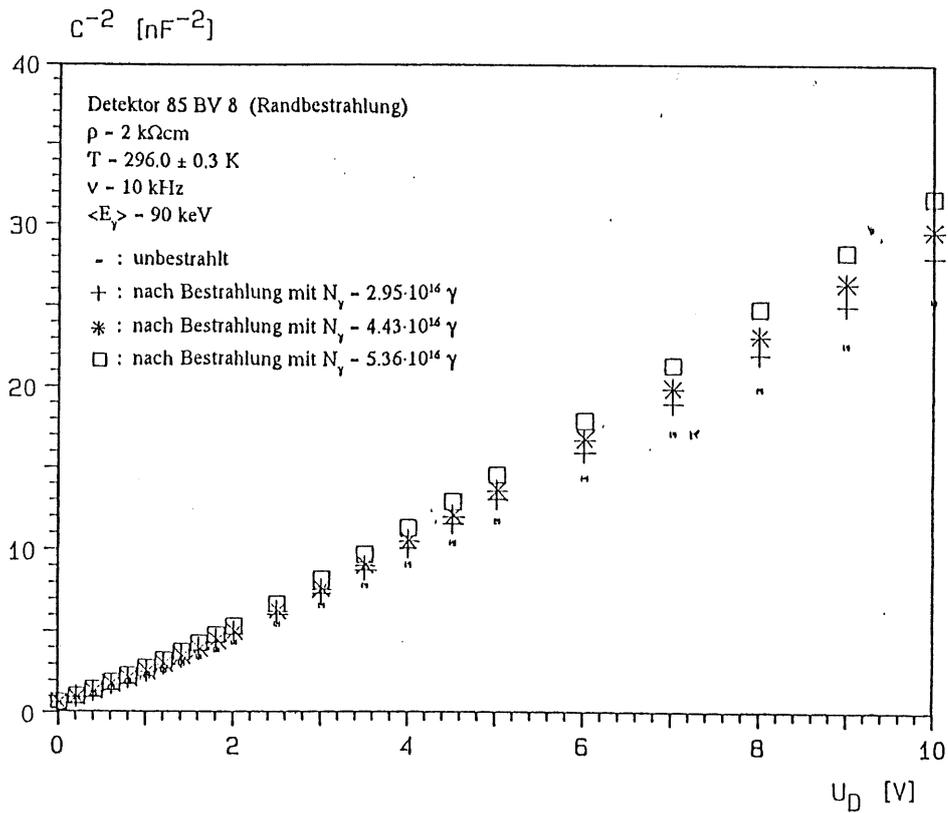


Abb. 5.11: Kapazitätskennlinien des Detektors 85 BV 8 im Spannungsbereich von  $U_D$  - 0 V bis  $U_D$  - 10 V

mittlere Donatorenkonzentration  $N_D$  des Siliziums bestimmt. Die Messungen ergaben folgende Werte von  $N_D$  für den Detektor 85 BV 6:

$$N_D = (1.52 \pm 0.03) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{vor der ersten Bestrahlung})$$

$$N_D = (1.52 \pm 0.04) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{nach der letzten Bestrahlung})$$

Die Messungen vor und unmittelbar nach den Bestrahlungen zeigen, daß sich die ermittelten Kenngrößen des Detektors innerhalb ihrer Fehlergrenzen nicht verändert haben. Im Grundmaterial des Detektors hat keine Defektbildung durch die Einwirkung von Synchrotronstrahlung stattgefunden. Weitere C-V-Messungen, die aus Zeitgründen im Labor bei den Meßfrequenzen  $\nu = 1 \text{ kHz}$  und  $\nu = 100 \text{ kHz}$  stattfanden, lieferten dasselbe Ergebnis wie die Messungen bei  $\nu = 10 \text{ kHz}$ . Der spannungsabhängige Verlauf der Detektorkapazität ist identisch mit dem im unbestrahlten Zustand. Die Auswertungen der Kennlinien ergeben dieselben Werte für die Spannung für vollständige Verarmung  $U_{D_{\text{epi}}}$ , und damit ist eine Veränderung der mittleren Donatorenkonzentration  $N_D$  auszuschließen.

Bei Vorhandensein von Defekten im Silizium würde die Kapazitätscharakteristik des bestrahlten Detektors stark von derjenigen im unbestrahlten Fall abweichen. Die Defekte wären homogen über die gesamte Detektordicke verteilt, da die Synchrotronstrahlung im Detektor nicht bis zu einer bestimmten Tiefe vollständig absorbiert wird. Die durch Strahlung gebildeten Störstellen im Silizium wirken als Generations-Rekombinations-Zentren mit bestimmten Trappingzeitkonstanten. Die Detektorkapazität  $C_D$  bei einer bestimmten Sperrspannung  $U_D$  hinge wegen der Umladung dieser Einfangzentren, die in der Sperrschichttiefe  $x_D$  liegen, von der Frequenz  $\nu$  des Meßsignals ab [GRU 71]. Entspräche die Trappingzeitkonstante der angelegten Meßfrequenz, so würden sie dem angelegten Signal folgen können, und es entstünde ein zusätzlicher Beitrag zur Kapazität  $C_D$ , der in den C-V-Kennlinien sichtbar wäre, wenn diese, gemessen bei verschiedenen Frequenzen, untereinander verglichen werden.

Dieses wichtige Ergebnis bestätigt die Vorhersagen, die sich aus den in Kapitel 3.3 angestellten Überlegungen über die Voraussetzungen für die Entstehung von strahlungsinduzierten Störstellen im Silizium ergeben.

Da bei dem Detektor 85 BV 8 ausschließlich die Randregion bestrahlt wurde, ergeben die an ihm vorgenommenen Kapazitätsmessungen keinen Aufschluß über die Strahlungsresistenz des Siliziums. Der Gold-Silizium-Kontakt und die darunterliegende Siliziumschicht blieben unbestrahlt. Es ist allerdings ein mit der Strahlenbelastung veränderter Kapazitätsverlauf sichtbar, dessen Abweichungen vom unbestrahlten Fall mit der Zahl der auftreffenden Photonen größer werden. Die Abbildung 5.10 zeigt die C-V-Kennlinien des randbestrahlten Detektors 85 BV 8 in der Auftragung  $C^2$  gegen  $U_D$  im Spannungsbereich von  $U_D = 0 \text{ V}$  bis  $U_D = 10 \text{ V}$ . Neben der Charakteristik im unbestrahlten Fall sind diejenigen im Zustand der drei höchsten Strahlenbelastungen ( $N_\gamma = 2.95 \cdot 10^{16} \gamma$ ,  $N_\gamma = 4.43 \cdot 10^{16} \gamma$  und  $N_\gamma = 5.36 \cdot 10^{16} \gamma$ ) dargestellt. Zum Vergleich sind in der Abbildung 5.11 zwei Kennlinien des zentralbestrahlten Detektors 85 BV 6 in demselben Spannungsbereich eingetragen, die vor der ersten und nach der letzten Bestrahlung ( $N_\gamma = 1.56 \cdot 10^{16} \gamma$ ) aufgenommen wurden. Dabei ist nur eine geringfügige Abweichung vom unbestrahlten Fall sichtbar, die, wie noch gezeigt wird, auf eine Veränderung der "Diffusionsspannung" führt. Mit steigender Sperrspannung werden beim Detektor 85 BV 6 die strahlungsbedingten Differenzen in der Kapazität geringer, und schon bei  $U_D = 10 \text{ V}$  sind sie nicht mehr meßbar (s. Abb. 5.9, in einer anderen Auftragung).

Die Abweichungen des Kapazitätsverlaufes vom unbestrahlten Zustand im Falle des Detektors 85 BV 8 sind nicht nur von der Strahlenbelastung abhängig, sondern auch von der anliegenden Spannung, wie aus der Abbildung 5.11 hervorgeht. Diese spannungsabhängigkeit führt zu einem stärker gekrümmten Verlauf der Kennlinie als vor der ersten Bestrahlung. Diese beobachteten Veränderungen in den C-V-Kennlinien müssen auf den Einfluß der bestrahlten Ränder bzw. Epoxyharzes auf die Detektorkapazität zurückzuführen sein, da ein solcher Effekt beim zentralbestrahlten Detektor 85 BV 6 nicht gemessen wurde.

Die Auswertungen ergeben, wie erwartet, keine Änderung der Spannung für vollständige Verarmung  $U_{D_{\text{epi}}}$ . Sie beträgt vor und nach den Bestrahlungen  $U_{D_{\text{epi}}} = 25.0 \pm 1.3 \text{ V}$ . Damit ist die Donatorenkonzentration  $N_D$  konstant geblieben. Dagegen wurde eine Zunahme der Kapazität bei vollständiger Verarmung  $C_{D_{\text{epi}}}$  beobachtet. Die Abbildung 5.12 zeigt die C-V-Charakteristiken des Detektors 85 BV 8 im Spannungsbereich bis über  $U_{D_{\text{epi}}}$  hinaus, wobei nur zwei Kennlinien (im unbestrahlten Zustand und nach der letzten Bestrahlung mit

$N_\gamma = 5.36 \cdot 10^{16} \gamma$ ) aus Gründen der Übersichtlichkeit in die Graphik eingetragen sind. Die ermittelten und in der Abb. 5.12 gekennzeichneten Werte von  $C_{\text{Depl}}$  enthalten noch die Streukapazität. Sie beträgt  $C_{\text{Streu}} = 57.1 \text{ pF}$  (Messung des unbestrahlten Detektors) bedingt durch die extrem langen Kabelzuführungen von 20 Metern und der Detektorfassung. Durch vertikales Verschieben können diese beiden Kennlinien im Bereich des Abknickpunktes zur Deckung gebracht werden. An dem experimentellen Aufbau während der Untersuchungen des Detektors 85 BV 8 wurde nichts verändert, so daß die aus den Kabelzuleitungen und der Detektorfassung resultierende Streukapazität nach den Bestrahlungen derjenigen vor den Bestrahlungen entsprechen muß. Die aus der Vertikalverschiebung ermittelte Differenz von  $\Delta C = 11.5 \text{ pF}$  ergeben sich demnach aus den Veränderungen des Detektorrandes nach einer gesamten Belastung durch  $5.36 \cdot 10^{16}$  Photonen.

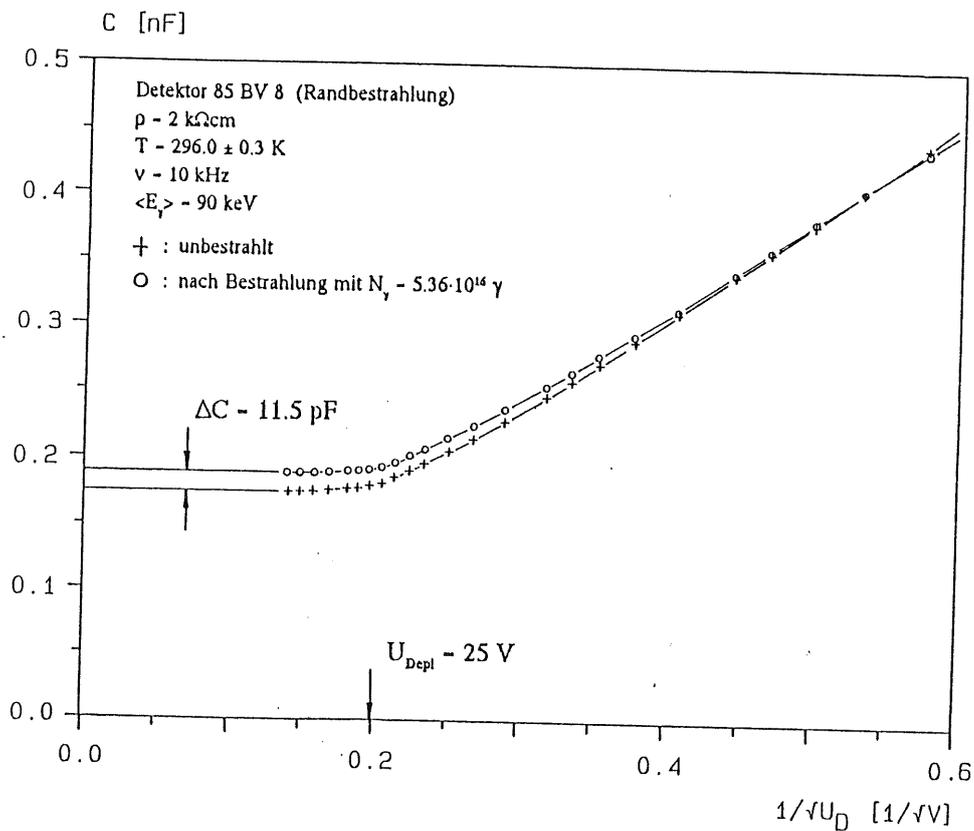


Abb. 5.12: Kapazitätskennlinien des randbestrahlten Detektors 85 BV 8

Frühere Untersuchungen [WUN 86] zeigten einen ähnlichen Effekt in Bezug auf die Kennlinienkrümmung vor und nach dem Ausheizen von Oberflächensperrschichtdetektoren, die in ähnlicher Weise hergestellt wurden. Damals wurde nach dem Ausheizen eine Zunahme der Kapazität bei konstanter Spannung gemessen, so daß deren  $C_D^{-2} - U_D$ -Kennlinie mit geringerer Steigung verlaufen als vor der Temperung. Die Probleme bei der Behandlung dieses Effektes sind dort diskutiert. Sie liegen einerseits in der Beeinflussung des Randes auf den Kapazitätsverlauf über den gesamten Spannungsbereich und andererseits in der ungenügenden Kenntnis über die Dimensionen des Epoxydrandes und des reinen Gold-Silizium-Kontaktes. Mit dem Kapazitätsmessungen ist eine Klärung für das Auftreten der Kennlinienkrümmung sowohl im unbestrahlten als auch im bestrahlten Zustand nicht möglich. Aus der Erhöhung der Kapazität  $C_{\text{Depl}}$  kann nur geschlossen werden, daß durch die Einwirkung der Synchrotronstrahlung auf den Epoxydhartrand ein zusätzlicher Beitrag zur Detektorkapazität entsteht, der bei den Auswertungen zur Streukapazität gerechnet wird, wenn diese im unbestrahlten Fall unbekannt wäre.

## b) Kapazität bei niedrigen Spannungen

Die Untersuchungen der Kapazität bei niedrigen Spannungen geben Aufschluß über die strahlungsinduzierten Veränderungen des Sperrkontaktes beim zentralbestrahlten Detektor 85 BV 6. Dazu sind in der Abbildung 5.13 alle nach den Bestrahlungen gemessenen Kapazitätskennlinien sowie die Charakteristik (Kurve 1) des unbestrahlten Detektors in der Auftragung  $C^{-2}$  gegen  $U_D$  im Spannungsbereich von  $U_D = 0$  V bis  $U_D = 0.1$  V eingetragen. Die Synchrotronstrahlung verursacht eine Absenkung der Kennlinie in dieser gewählten Darstellung, entsprechend einer Zunahme der Kapazität bei konstant gewählter Spannung. Bis auf die Kennlinie Nr. 4 ist jeweils praktisch nur eine Parallelverschiebung sichtbar. Nach der letzten Bestrahlung verläuft die Charakteristik mit einer geringen Krümmung, d.h. die Steigung der  $C^{-2}$ - $U_D$ -Charakteristik wird mit zunehmender Sperrspannung kleiner. Diese beobachteten Effekte sind sehr kurzlebig. Nach 12 Stunden hatte sich die Absenkung der "Diffusionsspannung" zurückgebildet, wie bei einer Messung (Kurve 2) beobachtet wurde, die nach dieser Zeitspanne erst durchgeführt wurde. Die Wiederholungsmessung nach 7.6 Tagen (Kurve 5) zeigt ebenfalls eine vollständige Ausheilung des vorher gemessenen Bestrahlungseffektes. Die Kennlinie verläuft sogar oberhalb derjenigen vor jeglicher Bestrahlung. Diese Absenkung der C-V-Kennlinien bzw. die Verschiebung zu höheren Spannungen führt auf ein Absinken der "Diffusionsspannung"  $U_{D1}$ , die mit der erlittenen Strahlenbelastung (Zahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma$ ) korreliert ist, wenn der gemessene Verlauf der Kapazität in den Bereich der negativen Spannungen fortgesetzt wird.

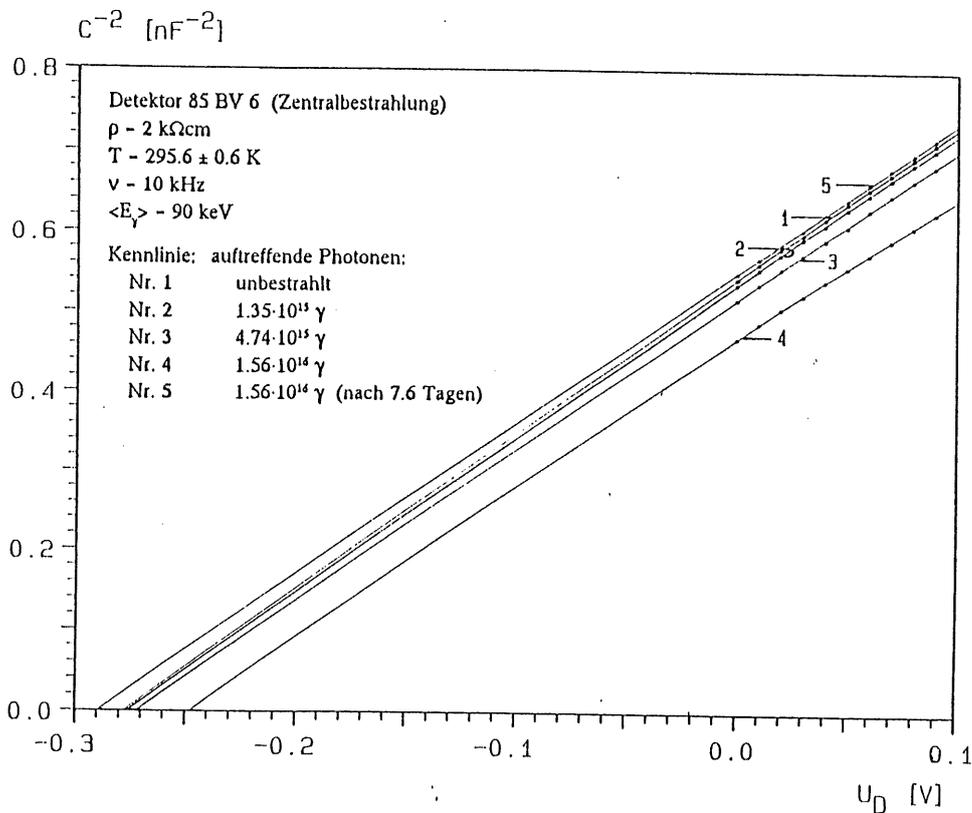


Abb. 5.13: Kapazitätskennlinien des Detektors 85 BV 6 bei niedrigen Spannungen bis  $U_D = 0.1$  V

Für die Untersuchungen der Kapazität in diesem Spannungsbereich wird die "Diffusionsspannung"  $U_{D1}$  aus der Extrapolation der Meßwerte nach  $C_D^{-2} \rightarrow 0$  bestimmt. Im Falle des idealen Oberflächensperrschichtdetektors mit homogener Dotierung  $N_D$  ist die  $C_D^{-2}$ - $U_D$ -Charakteristik eine Gerade mit konstanter Steigung bis zum Punkt  $U = U_{D\text{epl}}$ . Frühere Untersuchungen [WUN 86], [ZIN 87] und die Messungen vor und nach den Bestrahlungen (s. Abb. 5.13) zeigen allerdings keinen geradlinigen Verlauf von  $C_D^{-2}$  abhängig von der Spannung  $U_D$ .

Diese Nichtlinearität ist zurückführbar auf Effekte, die aus der Randpassivierung (Epoxyd-Silizium-Bereich) resultieren. Der Detektorrand verhält sich wie eine MIS-Struktur (engl.: metal-insulator-semiconductor), aus dem zusätzliche spannungsabhängige Beiträge zur Detektorkapazität  $C_D$  resultieren. Aus diesem Grunde wurden nur die drei Meßwerte von  $C_D^{-2}$  bei  $U_D = 0, 0.01$  und  $0.02$  V zur Bestimmung der "Diffusionsspannung" benutzt. Die Bestimmung des strahlungsbedingten Absinkens der "Diffusionsspannung" kann nur bei dem zentralbestrahlten Detektor 85 BV 6 vorgenommen werden. Beim randbestrahlten Detektor 85 BV 8 ergeben die Auswertungen der "Diffusionsspannung" wegen der Ausblendung des Gold-Silizium-Übergangs keine für diese Untersuchungen relevanten Ergebnisse.

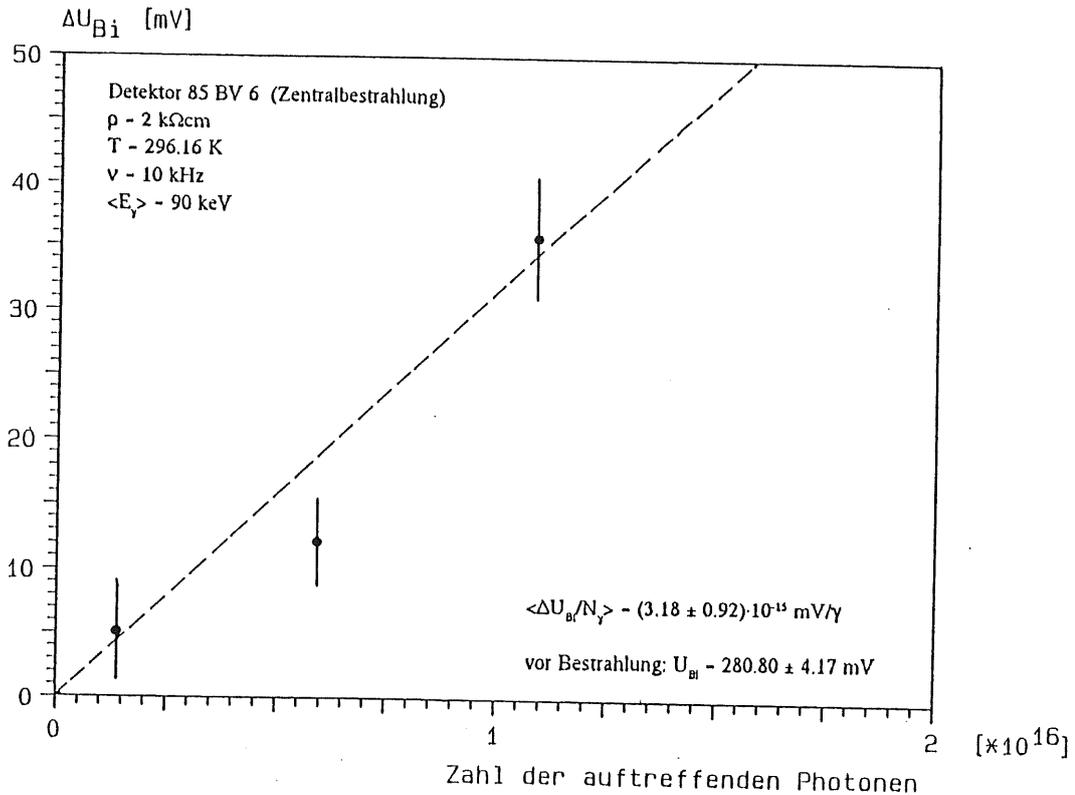


Abb. 5.14: Absenkung der "Diffusionsspannung"  $U_{Bi}$  (- Absenkung der Barrierenhöhe  $\phi_{bn}$ ) des Detektors 85 BV 6 durch die Bestrahlungen

Die Abbildung 5.14 zeigt als Resultat der C-V-Kennlinien-Auswertung (Detektor 85 BV 6) eine Absenkung der "Diffusionsspannung"  $U_{Bi}$ , die abhängig von der Anzahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma$  dargestellt ist. Dabei konnte die Selbstaushilung, die im Anschluß an die Bestrahlung erfolgte, nur in soweit berücksichtigt werden, als das die Messung, die erst 12 Stunden nach dem Bestrahlungsende durchgeführt wurde und bei der keine Absenkung von  $U_{Bi}$  meßbar war, als "Messung im unbestrahlten Fall" für die nachfolgenden Messungen behandelt wurde. Ein linearer Zusammenhang zwischen der Strahlenbelastung und der Absenkung der "Diffusionsspannung" beim Detektor 85 BV 6 ist infolge der unvollständigen Berücksichtigung der Ausheilung nur mit einer großen Unsicherheit bestimmbar, der mit folgender mittlerer Steigung  $\langle \Delta U_{Bi}/N_\gamma \rangle$  beschrieben wird:

$$\langle \Delta U_{Bi}/N_\gamma \rangle = (3.18 \pm 0.92) \cdot 10^{-15} \text{ mV}/\gamma$$

Durch die "Diffusionsspannung"  $U_{Bi}$  wird die Höhe der Barriere am Metall-Halbleiter-Kontakt bezüglich der Leitungsbandkante im Silizium beschrieben. Ihre Größe wird im wesentlichen durch die Oberflächenzustän-

de  $Q_{ss}$  und deren Besetzung bis zur Energie  $\phi_0$  bestimmt. Die Barrierenhöhe  $\phi_{Bn}$  wird durch die "Diffusionsspannung"  $U_{B1}$  und die Potentialdifferenz  $V_n$  bestimmt (s. Abb. 2.4, S. 2 - 3). Die Größe  $V_n$  ist von der Donatorenkonzentration  $N_D$  und der Temperatur  $T$  abhängig und wird durch die Einwirkung der Synchrotronstrahlung nicht beeinflusst.

Aus der Abbildung 2.4 folgt die Beziehung zwischen der "Diffusionsspannung"  $U_{B1}$  und der Barrierenhöhe  $\phi_{Bn}$

$$U_{B1} - \phi_{Bn} + \Delta\phi - V_n \quad (5.4)$$

Die Absenkung von  $U_{B1}$  ist direkt proportional zur Barrierenabsenkung um  $\Delta\phi_{Bn}$ , da  $\Delta\phi$  nur den Schottky-Effekt beschreibt und von einer äußeren Strahlungseinwirkung unabhängig ist:

$$\Delta U_{B1} - \Delta\phi_{Bn} \quad (5.5)$$

Nachfolgend wird untersucht, welche Größen, die durch die Einwirkung der elektromagnetischen Strahlung verändert werden, die Absenkung der "Diffusionsspannung"  $U_{B1}$  und die damit verbundene Verringerung der Potentialhöhe  $\phi_{Bn}$  verursachen. Die Gleichungen 2.7 (s. S. 2-4) und 5.5 ergeben die Änderung von  $U_{B1}$  (die Werte nach der Bestrahlung werden mit dem Apostroph gekennzeichnet):

$$\Delta U_{B1} - (c_2' - c_2) \cdot (E_M/q - \chi) + (c_2 - c_2') \cdot E_g/q + (1 - c_2) \cdot \phi_0 - (1 - c_2') \cdot \phi_0' \quad (5.6)$$

Die Absenkung von  $U_{B1}$  hängt sowohl von der Änderung der Oberflächenzustandsdichte  $D_{ss}$  über  $c_2$  ab, als auch von der Energie  $\phi_0$ , bis zu der diese Zustände mit der Gesamtladung  $Q_{ss}$  geladen sind. Alle anderen in der Gleichung 5.6 enthaltenen Größen bleiben während und nach den Bestrahlungen konstant.

Wegen der beiden Größen  $D_{ss}$  und  $\phi_0$ , die in nicht genau bekannter Weise die "Diffusionsspannung" verändern, werden die nachfolgenden Rechnungen in zwei Fälle unterschieden:

- (1) die Größe  $\phi_0$  bleibt konstant und die Oberflächenzustandsdichte  $D_{ss}$  verursacht die Absenkung der "Diffusionsspannung"
- (2) die Oberflächenzustandsdichte  $D_{ss}$  ist konstant und die Energie  $\phi_0$  ändert sich durch die Bestrahlung

Fall (1):

Die Gleichung 5.6 reduziert sich wegen der Konstanz von  $\phi_0$  auf:

$$\Delta U_{B1} - (E_M/q - \chi - E_g/q + \phi_0) \cdot (c_2' - c_2) \quad (5.7)$$

Der Klammerausdruck  $(E_M/q - \chi - E_g/q + \phi_0)$  beinhaltet außer dem als konstant vorausgesetzten  $\phi_0$  nur noch materialspezifische Größen, die sich durch die Bestrahlungen am Röntgenestand nicht veränderten. Die Absenkung der "Diffusionsspannung" ist also direkt proportional zur Differenz  $(c_2' - c_2)$ :

$$\Delta U_{B1} - \text{const.} \cdot (c_2' - c_2) \quad (5.8)$$

Mit den Werten von  $E_M = 5.1 \text{ eV}$ ,  $\chi = 4.01 \text{ V}$ ,  $E_g = 1.09 \text{ eV}$  und  $\phi_0 = 0.3 \text{ V}$  [SZE 81] ergibt sich für den konstanten Faktor  $(E_M/q - \chi - E_g/q + \phi_0)$  einen Betrag von  $(E_M/q - \chi - E_g/q + \phi_0) = 0.3 \text{ V}$

Die Dichte der Oberflächenzustände  $D_{ss}$  ist nach Gleichung 2.9 (S. 2 - 5) nur abhängig von der Größe  $c_2$ :

$$D_{ss} = \frac{1 - c_2}{\alpha \cdot c_2} \quad (2.9)$$

Die materialspezifischen Konstanten sind in der Abkürzung  $\alpha = q^2 \cdot \delta / \epsilon_1$  zusammengefaßt. Für  $D_{ss}'$  gilt die entsprechende Beziehung mit  $c_2'$ .

Mit einer Änderung der "Diffusionsspannung" von  $\Delta U_{B1} = -35.8 \text{ mV}$ , deren Größe aus den Messungen nach der letzten Bestrahlung bestimmt wurde, ergibt sich somit für  $(c_2' - c_2) = -0.119$  und mit dem bei Sze [SZE 81] angegebenen Wert für  $c_2$  (s. S. 2 - 4):

$$c_2' = 0.151.$$

Die Dichte der Oberflächenzustände  $D_{ss}$  ist vor der Bestrahlung mit der Dicke der Zwischenschicht  $\delta = 4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$  und der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_1 = \epsilon_0$ :

$$D_{ss} = 3.74 \cdot 10^{13} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Nach der letzten Bestrahlung mit einer Belastung von  $N_y = (1.56 \pm 0.22) \cdot 10^{16} \gamma$  beträgt die Oberflächenzustandsdichte, errechnet aus den Gleichungen 5.8 und 2.9:

$$D_{ss}' = 7.79 \cdot 10^{13} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}.$$

Daraus folgt ein Anstieg der Oberflächenzustandsdichte um 108 % bei einer Absenkung der "Diffusionsspannung" bzw. Barrierenhöhe um 12 %.

Fall (2):

Bei konstantem  $D_{ss}$  und veränderlichem  $\phi_0$  ergibt sich für  $\Delta U_{bi}$  aus der Gleichung 5.6:

$$\Delta U_{bi} = (1 - c_2) \cdot (E_g/q - \phi_0') - (1 - c_2) \cdot (E_g/q - \phi_0) - (1 - c_2) \cdot (-\Delta\phi_0) \quad (5.9)$$

Die Absenkung der "Diffusionsspannung" um  $\Delta U_{bi} = -35.8 \text{ mV}$  ergibt sich damit aus einer Erhöhung der Energie  $\phi_0$  um  $\Delta\phi_0 = 49.0 \text{ mV}$  bei konstant angenommener Oberflächenzustandsdichte  $D_{ss}$ . Vor den Bestrahlungen betrug die Energie  $\phi_0 = 0.30 \text{ eV} \pm 0.36 \text{ eV}$  [SZE 81]. Die relative Zunahme von  $\phi_0$  beträgt 16 % bei derselben Verringerung der "Diffusionsspannung".

Im Grenzfall  $D_{ss} \rightarrow \infty$  ist  $c_2 = 0$ , und die Energie  $\phi_0$  steigt um  $\Delta\phi_0 = \Delta U_{bi} = -35.8 \text{ mV}$ . Die Zunahme der Energie  $\phi_0$  ist bei einer unendlich hohen Oberflächenzustandsdichte weniger stark als bei einer endlich hohen unter der Voraussetzung, daß in beiden Fällen  $\Delta U_{bi}$  gleichgroß ist. Der Unterschied macht hier nur 13.2 mV aus.

Die obigen Abschätzungen ergeben unterschiedliche Aussagen über die Gründe der Barrierenabsenkung. In beiden Fällen wird angenommen, daß eine der Größen  $\phi_0$  und  $D_{ss}$  konstant bleibt, während sich die andere durch die Einwirkung der Röntgenstrahlung verändert. Dieses trifft in der Realität nicht zu. Die beiden Größen verändern sich unabhängig voneinander durch äußere Einflüsse (hier: Röntgenstrahlung) und ziehen die meßbare Barrierenabsenkung am Metall-Halbleiter-Kontakt nach sich. Deshalb können diese Abschätzungen hier nur einen groben Überblick über die Veränderungen der Ladungsverhältnisse am Gold-Silizium-Kontakt geben.

Der Vergleich mit dem aus den Sperrströmen bei  $U_D = 10 \text{ V}$  ermittelten Zusammenhang zwischen der Verringerung der Potentialbarriere und der Zahl der auftreffenden Photonen zeigt eine um 34 % geringere Absenkung  $\phi_{bn}$  mit der Strahlenbelastung als bei dem gleichen Zusammenhang, der sich aus den Kapazitätsmessungen ergibt. Die beiden Werte für  $\langle \Delta\phi_{bn}/N_y \rangle$  stimmen innerhalb ihrer Fehlergrenzen überein. Der aus den Sperrströmen bestimmte Wert von  $\Delta\phi_{bn} = 44.7 \text{ mV}$  bei  $N_y = 0$  ist, wie schon erwähnt, auf eine systematische Unsicherheit in der Wahl der Barrierenhöhe im unbestrahlten Fall zurückzuführen. Bei den Auswertungen der Kapazitätsmessungen wurde zwar auch ein Wert für die "Diffusionsspannung" des unbestrahlten Detektors aus der Extrapolation auf eine unendlich hohe Kapazität bestimmt. Dabei ist der genaue Verlauf der  $C_D^{-2}$ - $U_D$ -Charakteristik unterhalb von  $U_D = 0 \text{ V}$  nicht bekannt, so daß dort ein linearer angenommen wurde. Die "Diffusionsspannung" kann vor den Bestrahlungen mit  $U_{bi} = 280.8 \text{ mV} \pm 4.2 \text{ mV}$  angegeben werden. Der Zusammenhang zwischen Barrierenhöhe und "Diffusionsspannung" wird mit der Gleichung 5.4 beschrieben. Es ergibt sich daraus ein asymptotischer Wert für die Barrierenhöhe vor den Bestrahlungen von  $\phi_b = 0.706 \text{ V}$ , wobei der Schottky-Effekt nicht in die Berechnung einbezogen wird, durch den die Höhe der Barriere noch niedriger werden würde. Bei der Sperrstromanalyse ist keine Ausheilung berücksichtigt worden. Das beobachtete Absinken des Sperrstromes ist ausschließlich auf die Veränderung der Temperatur reduzierbar, während bei den Kapazitätsmessungen eine Rückbildung der "Diffusionsspannungs"-Absenkung sichtbar war, die aber nicht exakt berücksichtigt werden konnte.

## Oberflächensperrschichtdetektoren mit Oxydrandpassivierung

### Untersuchungen zum Sperrstrom

Nachfolgend (Abb. 5.15) sind die I-V-Charakteristiken des Detektors 87 BV 4 im Bereich von  $U_D = 0$  V bis  $U_D = 160$  V graphisch dargestellt. Neben den Kennlinien, die wie die Sperrstrommessungen am Detektor 87 BV 2 im zeitlichen Abstand von 18 bis 35 Minuten nach dem Bestrahlungsende aufgenommen worden, ist auch die Strom-Spannungs-Kurve (Kurve Nr. 1) desselben Detektors im unbestrahlten Fall abgebildet. Mit den angegebenen Dosiswerten  $D_{si}$  wird die Stärke der Strahlenbelastung beschrieben, da sie proportional zur Länge der Gesamtbestrahlungszeit  $t_{best}$  sind. Bei den Bestrahlungen an der Röntgenröhre wurden die Bestrahlungsparameter der Detektoren (s. Tabelle, S. 4 - 13) konstant gehalten, und es wurde nur die Goldelektrode der beiden Detektoren unter Ausblendung des Oxydrandes direkt bestrahlt. Es wurde ein Anwachsen des Sperrstroms bei den beiden Detektoren beobachtet, welches mit zunehmender Strahlenbelastung geringer ausfällt. Exemplarisch wird dieses am Detektor 87 BV 4 gezeigt. Am deutlichsten ist dieser Sättigungseffekt beim Vergleich der Kurven 5 und 6 sichtbar. Der Stromanstieg aufgrund der letzten Bestrahlung beträgt  $\Delta I = 0.36$  nA bei einer Sperrspannung von  $U_D = 120$  V, wobei die deponierte Dosis um  $\Delta D_{si} = 2.48$  kGy zunahm, während die Kennlinie Nr. 2 ( $D_{si} = 0.28$  kGy) einen Zuwachs um  $\Delta I = 2.89$  nA bei derselben Spannung zeigte. Außer der beobachteten Parallelverschiebung hin zu höheren Strömen verlaufen die Kennlinien mit kaum veränderter Krümmung.

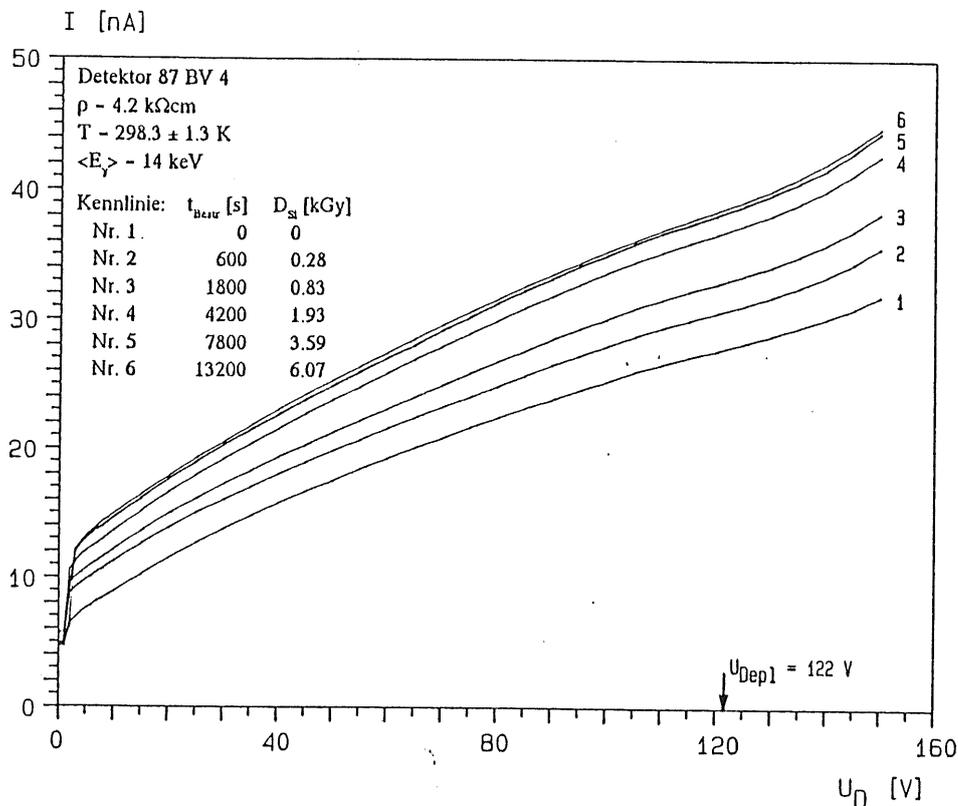


Abb. 5.15: Strom-Spannungs-Charakteristiken des Detektors 87 BV 4 vor und nach allen Bestrahlungen mit Röntgenstrahlung mit  $\langle E_\gamma \rangle = 14 \text{ keV}$  unter Angabe der im Detektor deponierten Dosis  $D_{si}$  und der Gesamtbestrahlungszeit  $t_{best}$

Die unmittelbar im Anschluß an die einzelnen Bestrahlungen durchgeführten Strom-Zeit-Protokolle bei einer konstanten Sperrspannung von  $U_D = 100$  V zeigten ein Abklingen des Sperrstroms. Der Vergleich mit dem

Hysteresis-Verhalten des Sperrstroms nach dem Hochschalten auf dieselbe Spannung zeigt sowohl für die Hysteresis als auch für das Absinken des Sperrstromes nach einer Bestrahlung dasselbe  $I(t)$ -Verhalten. Aus dieser Beobachtung konnte geschlossen werden, daß die Ausheilung des Sperrstromanstieges so langsam abläuft, daß sie durch die Hysteresis verdeckt wird. Somit war die quantitative Behandlung der Selbstaushilung nicht durchführbar, und eine Korrektur der Meßwerte auf den Zeitpunkt des Bestrahlungsendes war nicht möglich.

Eine auffällige Besonderheit stellt die sehr kleine Änderung des Sperrstroms bei  $U_D = 1$  V dar. Der Hauptanteil des Sperrstroms in diesem Spannungsbereich ist der Barrierenstrom  $I_{SB}$ . Die anderen Anteile sind vernachlässigbar (Volumenstrom  $I_V$ ) bzw. Null (Oxydrandstrom  $I_{OX}$ ). Er schwankt nach den Bestrahlungen zwischen  $I = 4.64$  nA und  $I = 5.72$  nA beim Detektor 87 BV 4 und zwischen  $I = 4.14$  nA und  $I = 6.31$  nA beim Detektor 87 BV 2, wobei sich diese Beobachtung auf den Einfluß der Umgebungstemperatur zurückführen läßt, die während der Untersuchungen und Bestrahlungen zwischen  $22$  °C und  $28$  °C betrug.

Es wurde erwartet, daß bei den Bestrahlungen mit der Röntgenstrahlung, deren mittlere Photonenenergie niedriger ist als die der Synchrotronstrahlung, die Wirkung auf den Barrierenstrom größer wäre wegen der stärkeren Absorption der einfallenden Strahlung. Da aber die Röntgenstrahlung keinen meßbaren Einfluß auf diesen Stromanteil hat, und die früheren Untersuchungen (s. S. 5 - 9ff) dagegen einen Anstieg von  $I_{SB}$  ergaben, muß der Einfluß der Umgebungsatmosphäre die entscheidende Ursache für das Anwachsen des Barrierenstroms  $I_{SB}$  sein. Durch die Synchrotronstrahlung werden die Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle der Luft gespalten, und es bilden sich neue Verbindungen (Ozon, Stickoxyde), die die Dichte bzw. Besetzung der Oberflächenzustände am Metall-Halbleiter-Kontakt der an Luft bestrahlten Detektoren durch Adsorption bzw. Desorption verändern. Diese hier untersuchten Detektoren lagerten während der Bestrahlungen im Vakuum, so daß Reaktionen mit den Bestandteilen der Atmosphäre unterbunden wurden.

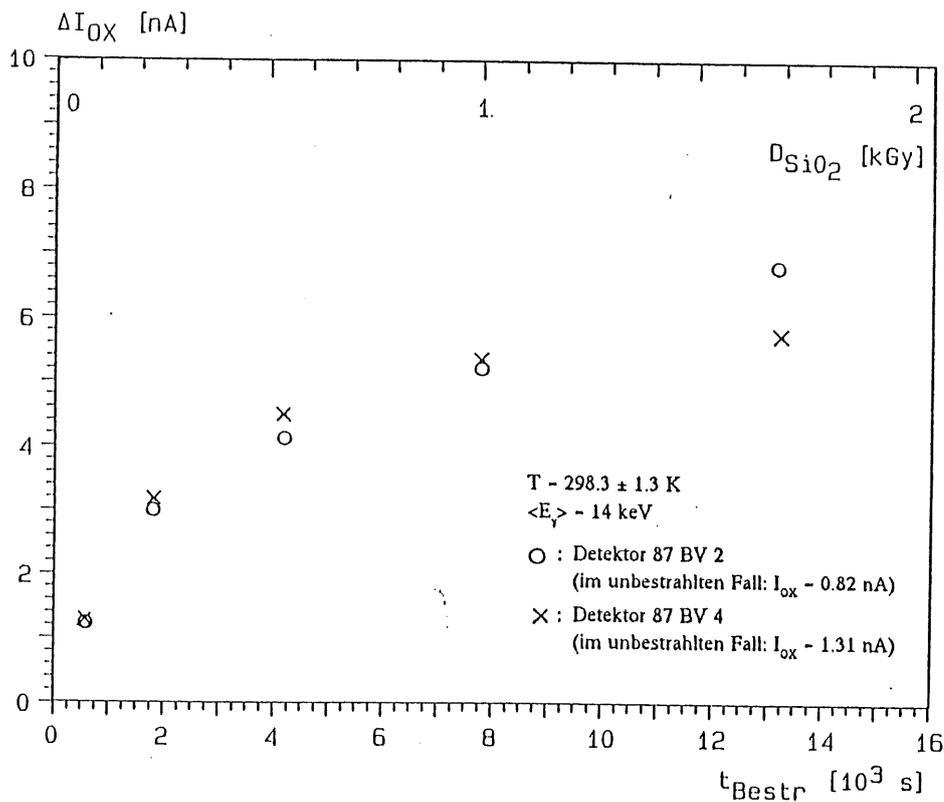


Abb. 5.16: Anstieg des Oxydrandstromes  $I_{OX}$  der Detektoren 87 BV 2 und 87 BV 4. Wegen der mittelbaren Beeinflussung des Oxydrandes durch die primäre Strahlung wird die Änderung um  $\Delta I_{OX}$  auf die Bestrahlungszeit  $t_{\text{Bestr}}$  bzw. Dosis  $D_{\text{SiO}_2}$  anstatt auf die Werte von  $D_{\text{Si}}$  bezogen.

Die Strom-Spannungs-Messungen zeigen entgegen der gesetzten Erwartungen einen Anstieg des Oxydstromanteils  $I_{OX}$  mit wachsender Strahlenbelastung (s. Abb. 5.16). Die durch die Einwirkung der Röntgenstrahlung induzierte Erhöhung des Oxydstroms ist sowohl als Funktion der Bestrahlungszeit  $t_{best}$  als auch der Dosis  $D_{SiO_2}$  graphisch dargestellt. Für die beiden untersuchten Detektoren ergibt sich zwar eine Abhängigkeit des Stromanstiegs  $\Delta I_{OX}$  von der Bestrahlungszeit bzw. Dosis, jedoch ist dieser gefundene Zusammenhang nicht linear.

Die Größe dieser Stufe in der Kennlinie (= Oxydstrom) beträgt vor der ersten Bestrahlung  $I_{OX} = 0.82$  nA und nach der letzten  $I_{OX} = 7.61$  nA (87 BV 2), beim Detektor 87 BV 4 wuchs sie von  $I_{OX} = 1.31$  nA auf  $I_{OX} = 7.06$  nA an. Die Lage der Stufe verschiebt sich dabei zu höheren Spannungen. Die Bestimmung des Oxydstromanteils erfolgte durch lineare Extrapolation der Ströme oberhalb der Stufe bis  $U_D = 8$  V, die in diesem Bereich mit der Sperrspannung linear ansteigen, auf die Spannung von  $U_D = 1$  V unterhalb der Stromstufe. Dieser berechnete Wert ist somit die Summe aus dem Barrieren- und Oxydstrom und wird vom gemessenen bei  $U_D = 1$  V subtrahiert. Aufgrund der gewählten Blendengröße ( $\varnothing = 7.2$  mm) am Bestrahlungsstand und des Detektordurchmessers ( $\varnothing = 10$  mm) sollte die Randpassivierung unbestrahlt bleiben. Jedoch wurden durch vorhandene Streustrahlung die Oxydränder der Detektoren beeinflusst, woraus die Erhöhung des Oxydstroms  $I_{OX}$  resultierte. Die quantitative Auswertung des strahlungsinduzierten Sperrstromanstiegs reduziert sich auf die Bestimmung der dosisabhängigen Zunahme des Oxydstroms  $\Delta I_{OX}$ . Die anderen Anteile, der Volumenstrom  $I_V$  und der Barrierenstrom  $I_{SB}$ , werden durch die Einwirkung der Röntgenstrahlung nicht verändert. Der Anstieg  $\Delta I_{OX}$  kann nur auf die Bestrahlungszeit  $t_{best}$  bezogen werden, da der Anteil der absorbierten Energie im Siliziumdioxid des Detektorrandes mit der in Kapitel 4.4 beschriebenen Dosimetrie nicht bestimmt werden kann. Es ist allerdings möglich, mit Hilfe der Kapazitätsmessungen (s. S. 5 - 26ff) und mit der Verschiebung der Flachbandspannung  $\Delta U_{FB}$  der MOS-Strukturen (Kap. 5.2) die deponierte Dosis im Siliziumdioxid des Detektorrandes, welche direkt proportional zur Bestrahlungszeit ist, zu bestimmen und den Anteil der Streustrahlung abzuschätzen. Die Abbildungen 5.16 - 5.18 sind deswegen mit zwei horizontalen Skalen ausgestattet, eine für die Bestrahlungszeit  $t_{best}$  und eine für die dazu korrespondierende Dosis  $D_{SiO_2}$ . Für die Gesamtbestrahlungszeit von 13200 Sekunden konnte eine Dosis von  $D_{SiO_2} = 1.78$  kGy bestimmt werden.

Die Ursache, die zu dem Anstieg des Oxydstroms  $I_{OX}$  führt, liegt in einer Erhöhung der Grenzflächenladungen mit der Zustandsdichte  $D_t$  an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze bzw. deren Generations-Rekombinations-Geschwindigkeit  $S$ . Für die Berechnung von  $I_{OX}$ , der infolge der Bildung von Generations-Rekombinationszentren entsteht, gilt folgende Beziehung (s. Kap 2.1):

$$I_R = I_{OX} = q \cdot A_R \cdot n_i \cdot S \quad (2.18)$$

Bei einer konstanten Temperatur ist die Änderung von  $I_{OX}$  direkt proportional zu  $\Delta S$ :

$$\Delta I_{OX} = q \cdot A_R \cdot n_i \cdot \Delta S \quad (5.2)$$

Da die Temperatur zur Zeit der Untersuchungen nicht konstant war ( $\vartheta = 22...28$  °C), mußte zunächst der gemessene Oxydstrom  $I_{OX}$  auf eine einheitliche Temperatur von  $T = 296.16$  K normiert werden. Dies geschieht über die in  $I_{OX}$  enthaltenen temperaturabhängigen Größen  $n_i$  und  $S$ . Aus den Differenzen von  $I_{OX}$  vor und nach einer Bestrahlung ergibt sich die Zunahme der Generations-Rekombinations-Geschwindigkeit  $\Delta S$ . Wegen der nicht sehr genauen Temperaturkontrolle muß eine prinzipielle Meßunsicherheit von  $\sigma_T = \pm 1$  K einkalkuliert werden. Daraus ergeben sich die Fehler von  $\Delta S$  von bis zu 50 %, und sie zeigen die extreme Temperaturabhängigkeit von  $S$ . Für die Detektoren im unbestrahlten Fall ergaben die Messungen des Oxydstromes mit der Temperaturnormierung einen Wert von  $S = 6.85 \pm 1.17$  cm/s (87 BV 2) und  $S = 8.73 \pm 1.47$  cm/s. In der Abbildung 5.17 ist die Zunahme der Rekombinations-Generations-Geschwindigkeit um  $\Delta S$  der beiden bestrahlten Detektoren abhängig von der Bestrahlungszeit  $t_{best}$  bzw. Dosis  $D_{SiO_2}$  graphisch dargestellt.

Der strahlungsinduzierte Anstieg von  $S$  wird mit zunehmender Strahlenbelastung geringer. Sein Verlauf ist wegen der direkten Proportionalität zu  $I_{OX}$  ähnlich zu demjenigen, dargestellt in Abbildung 5.16. Aufgrund der mangelnden Kenntnis des Ausheilungsverhaltens nach einer Bestrahlung wurde diese Beobachtung als einen Sättigungseffekt interpretiert (s. S. 5 - 20). Allerdings konnte durch den Vergleich mit dem zeitlichen Verhalten des Paralleleitwertes (MOS-Strukturen), dessen Anstieg auf dieselbe Ursache zurückzuführen ist, gefolgert werden, daß es im Falle der Oxydstrom-Zunahme und damit auch für den Anstieg der Rekombinations-

Generations-Geschwindigkeit  $S$  praktisch keine Erholungserscheinungen der Detektoren zwischen den Bestrahlungen auftraten. Nach einer Gesamtbestrahlungszeit von  $t_{\text{Bestr}} = 13200 \text{ s}$  wird ein Sättigungswert von  $\Delta S = 38.4 \text{ cm/s}$  (87 BV 4) bzw.  $\Delta S = 33.8 \text{ cm/s}$  (87 BV 2) erreicht. Die Fehler von  $\Delta S$ , die aus der oben beschriebenen Temperaturunsicherheit resultieren, decken einen gemeinsamen Bereich von  $\Delta S$  für die beiden Detektoren ab, und die ermittelten Werte für den Anstieg der Rekombinations-Generations-Geschwindigkeit des einen Detektors liegen innerhalb der Fehlerbalken des anderen.

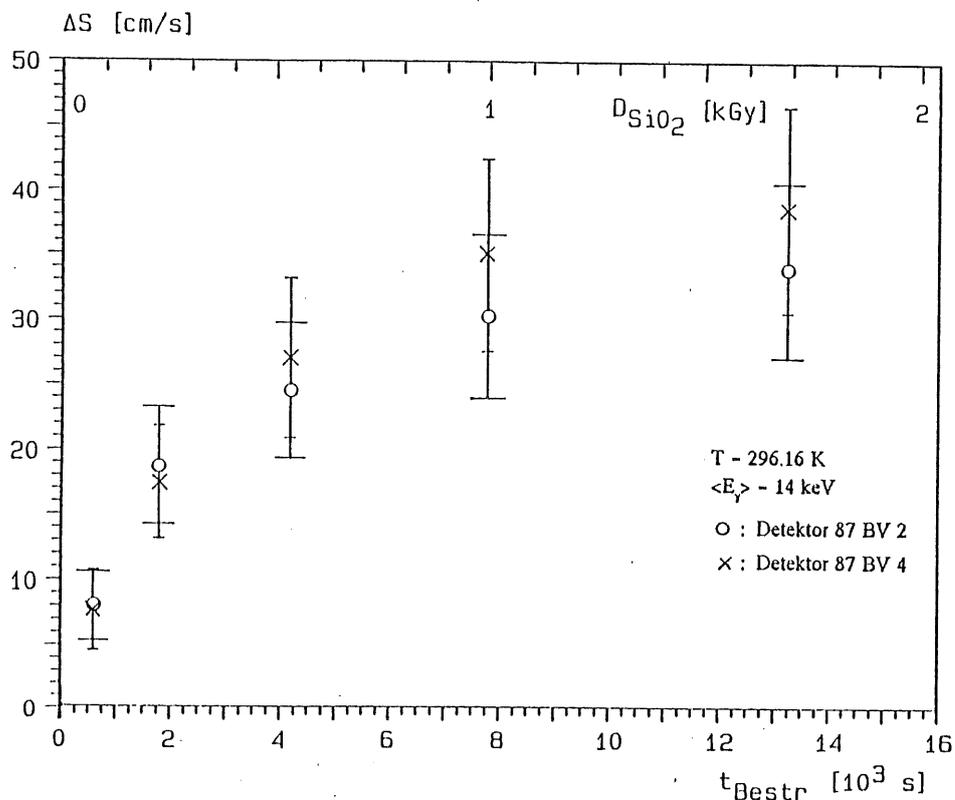


Abb. 5.17: Strahlungsinduzierter Anstieg der Rekombinations-Generations-Geschwindigkeit  $S$  als Funktion der Bestrahlungszeit  $t_{\text{Bestr}}$ . Die Messungen an den Detektoren im unbestrahlten Fall ergaben folgende Werte:  $S = 6.85 \text{ cm/s}$  (87 BV 2) und  $S = 8.73 \text{ cm/s}$  (87 BV 4).

Bei höheren Spannungen ist der Stromanstieg nicht nur auf die Zunahme des Oxydstroms reduzierbar. Die nachfolgende Abbildung 5.18 zeigt das Verhältnis der Stromerhöhungen von  $\Delta I$  zu  $\Delta I_{\text{ox}}$  abhängig von der Bestrahlungszeit bei den Sperrspannungen  $U_D = 10 \text{ V}$  und  $U_D = 120 \text{ V}$  ( $\approx U_{\text{depl}}$ ). Die Werte zur Berechnung des Quotienten  $\Delta I / \Delta I_{\text{ox}}$  sind nicht temperaturkorrigiert, da die drei Komponenten  $I_{\text{sb}}$ ,  $I_{\text{ox}}$  und  $I_v$ , wobei der Volumenstrom  $I_v$  unter Verwendung der Temperatur berechnet wurde, wie sie während der Messung herrschte, einen Sperrstrom ergeben, der wesentlich kleiner bzw. größer ist als der gemessene. Trotzdem ergibt sich ein Verhältnis  $\Delta I / \Delta I_{\text{ox}}$ , daß sich nach Schwankungen ab einer bestimmten Gesamtbestrahlungszeit auf einen konstanten Wert einstellt. Das erwartete Verhältnis von  $\Delta I / \Delta I_{\text{ox}} = 1$  ergibt sich nur bei der Spannung  $U_D = 10 \text{ V}$ , also in der Nähe des sprunghaften Oxydstromanstieges. Beim Detektor 87 BV 4 (Symbol: o) stellt sich dieses Verhältnis erst nach der zweiten Bestrahlung ein, und beim Detektor 87 BV 2 (Symbol: •) erst nach der letzten. In diesem Spannungsbereich ist der Oxydstrom der einzige Anteil, der durch die Einwirkung der Röntgenstrahlung verändert wurde. Die Abweichungen, besonders beim Detektor 87 BV 2 von  $\Delta I / \Delta I_{\text{ox}} < 1$  und nach der ersten Bestrahlung können auf Unsicherheiten in der Temperaturmessung zurückführbar sein, die wie beim Anstieg der Rekombinations-Generations-Geschwindigkeit  $S$  zu den relativ großen Fehlern

führte. Bei der Sperrspannung  $U_D = 120 \text{ V}$  ist das Verhältnis der Stromänderungen durchgängig  $\Delta I / \Delta I_{OX} > 1$  ( $\Delta I / \Delta I_{OX} = 1.8 \dots 3.0$ ). Die Ursache sind entweder strahlungsbedingte Einflüsse auf die Rückelektrode, da die Verarmungszone bei dieser angelegten Spannung den Rückkontakt erreicht hat, oder es entsteht durch die Bestrahlungen ein zusätzlicher, spannungsabhängiger Beitrag zum gesamten Sperrstrom. Die fehlende Werte  $\Delta I / \Delta I_{OX}$  des Detektors 87 BV 2 nach den beiden ersten Bestrahlungen haben ihre Ursache im Absinken des Stromes, so daß eine Verhältnisbildung negative Ergebnisse liefert.

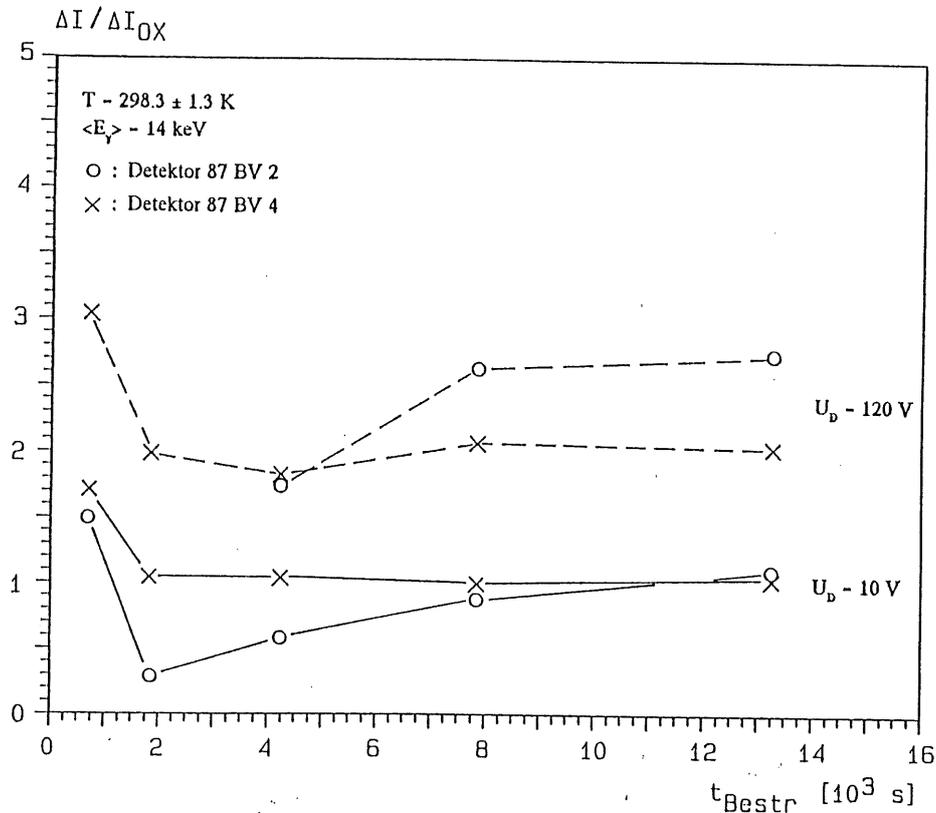


Abb. 5.18:  $\Delta I / \Delta I_{OX}$  für die Detektoren 87 BV 2 und 87 BV 4 bei den Sperrspannungen  $U_D = 10 \text{ V}$  und  $U_D = 120 \text{ V}$

Im Vergleich zu den Untersuchungen an den Detektoren im Zuge der Synchrotronstrahlungsexperimente ist der Sperrstromanstieg nach den Bestrahlungen an der Röntgenröhre weitaus geringer. Der Grund liegt sowohl in der niedrigeren Intensität und Photonenenergie der Strahlungsquelle von  $\langle E_\gamma \rangle = 14 \text{ keV}$  gegenüber  $\langle E_\gamma \rangle = 90 \text{ keV}$  als auch in der nur mittelbar beeinflussten Oxydrandzone durch auftretende Streustrahlung, aus der allein die beobachtete Sperrstromerhöhung im unteren Spannungsbereich resultierte. Darüberhinaus konnten die Einflüsse der Atmosphäre auf die Ladungsverhältnisse an der Oberflächenbarriere wegen der Bestrahlungen im Vakuum verhindert werden. Die Änderungen des Barrierenstroms sind sehr gering und sind auf eine Veränderung der Temperatur zurückführbar. Der Fehler bei der Messung der Umgebungstemperatur von  $\sigma_T = \pm 1 \text{ K}$  führt auf eine Abweichung des Barrierenstromes von  $\sigma_{ISB} = \pm 11 \%$ .

Die im Anschluß an die letzte Bestrahlung durchgeführten Strom-Spannungs-Messungen zeigten zunächst ein geringfügiges Absinken des Oxydstromes  $I_{OX}$ . Innerhalb eines Tages nach der letzten Bestrahlung wurde ein Strom von  $I_{OX} = 5.69 \text{ nA}$  (87 BV 2) und  $I_{OX} = 7.67 \text{ nA}$  (87 BV 4), entsprechend einer Restschädigung von 71.8 % bzw. 88.4 % gemessen. Im weiteren Verlauf stieg der Oxydstrom auf 121 % (87 BV 2) bzw. 132 % (87 BV 4) bezogen auf die Zunahme von  $I_{OX}$  nach der letzten Bestrahlung, der danach auf einen konstanten Wert absank. Nach einer Zeitspanne von 69 Tagen wurde ein Oxydstrom von  $I_{OX} = 6.66 \text{ nA}$  (87 BV 2) und

$I_{ox} = 6.83 \text{ nA}$  (87 BV 4) gemessen. Das entspricht einer Schädigung von 85.8 % bzw. 96.1 % gegenüber der ursprünglichen von jeweils 100 %. Es ist also über einen längeren Zeitraum praktisch keine Ausheilung sichtbar. Da der Oxydstrom allein durch die Grenzflächenzustände am Si-SiO<sub>2</sub>-Interface infolge von Wechselwirkungsprozessen mit den Ladungsträgern im Silizium hervorgerufen wird, deckt sich seine zeitliche Entwicklung mit derjenigen des Paralleleitwert-Maximums  $G_{pmax}$  der bestrahlten MOS-Strukturen (s. S. 5 - 50ff). Es war bei ihnen über Monate kein oder nur ein minimaler Rückgang der durch Strahlung verursachten Erhöhung feststellbar. Die gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$  im Siliziumdioxid, die durch die Einwirkung der Röntgenstrahlung produziert werden, tragen zum Oxydstrom nicht bei, da ein kontinuierliches Absinken des Sperrstromanteils  $I_{ox}$ , wie es bei der Flachbandspannung der MOS-Strukturen beobachtet wurde, nicht stattfindet.

### Untersuchungen zur Kapazität

Die Untersuchungen zur spannungsabhängigen Kapazität der oxydpassivierten Detektoren wurden wie bei denjenigen mit Epoxydrand durchgeführt. Das Hauptinteresse liegt hier nur in der Analyse der Kapazitätsmessungen bei niedrigen Spannungen ( $U_D \leq 2 \text{ V}$ ). In diesem Spannungsbereich dominiert der Kapazitätsbeitrag vom Oxydrand. Für den MOS-Kontakt ergibt sich von der Akkumulation bis zur Verarmung der Majoritätsladungsträgern eine spannungsabhängige Kapazität, die die Form der C-V-Kennlinie des Detektors beeinflusst. Mit steigender Sperrspannung  $U_D$  sinkt dieser Anteil, ebenso wie der Beitrag vom Zentrum des Detektors, und die Kennlinie gleicht sich an die bekannte Form an, wobei die Gesamtkapazität des Detektors  $C_D$  proportional zu  $1/\sqrt{U_D}$ . Die Verarmungszone unter dem Oxyd verhält sich wie diejenige unter dem Gold-Silizium-Kontakt.

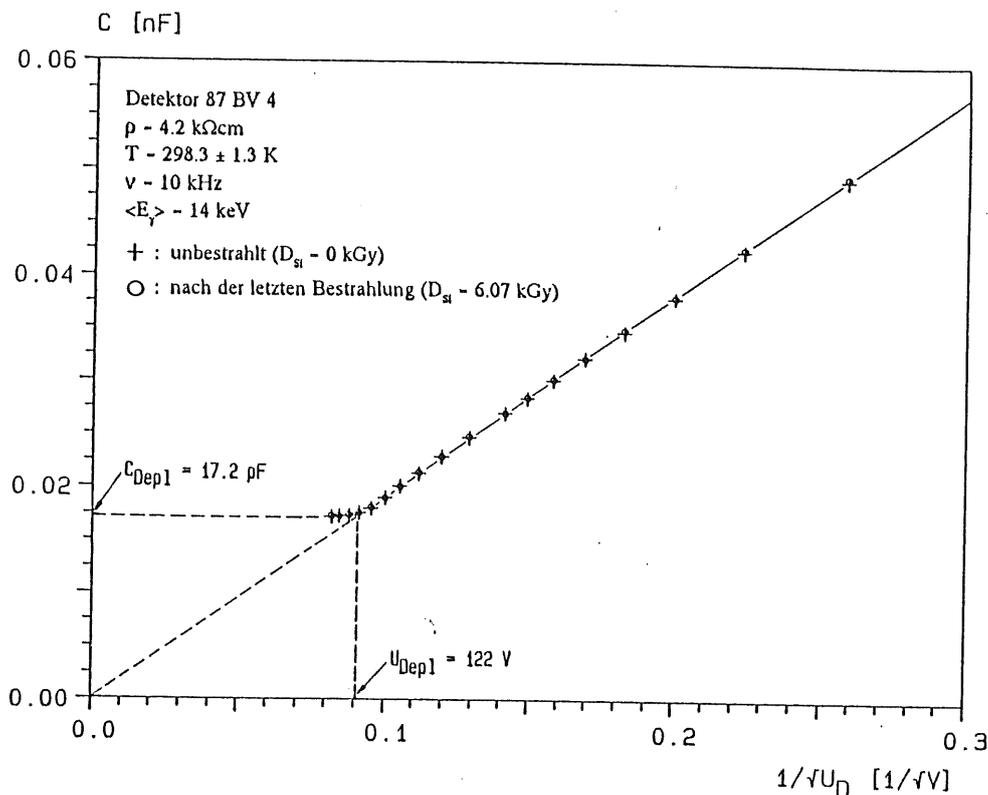


Abb. 5.19: C-V-Charakteristiken des Detektors 87 BV 4, gemessen im Bereich von  $U_D = 10 \text{ V}$  bis  $U_D = 150 \text{ V}$ , vor und nach der Einwirkung durch Röntgenstrahlung mit der mittleren Energie  $\langle E_\gamma \rangle = 14 \text{ keV}$ . Die an den Detektoren 87 BV 2 und 87 BV 4 durchgeführten C-V-Messungen nach der letzten Bestrahlung zeigten keine Veränderungen im spannungsabhängigen Verhalten der Kapazität innerhalb dieses Spannungsbereiches.

Die C-V-Charakteristiken der beiden bestrahlten Detektoren weisen bei hohen Spannungen keine Veränderungen im spannungsabhängigen Verlauf der Detektorkapazität  $C_D$  abhängig von der angelegten Spannung  $U_D$  auf. Die C-V-Kennlinien, gemessen vor und nach den Bestrahlungen, sind deckungsgleich (Abb. 5.19), wie es schon bei den früheren Untersuchungen zur Kapazität der mit Synchrotronstrahlung bestrahlten Detektoren beobachtet wurde. Abgebildet ist die C-V-Kennlinie des Detektors 87 BV 4. Die ermittelten Kenngrößen ( $U_{Depl}$ ,  $C_{Depl}$ ,  $N_D$ ) der beiden Detektoren sind nach den Bestrahlungen innerhalb ihrer Fehlergrenzen konstant geblieben.

### Kapazität bei niedrigen Spannungen

Im unteren Spannungsbereich bis ca.  $U_D - 1.25$  V konnten durch Kapazitätsmessungen des bestrahlten Oberflächensperrschichtdetektors 87 BV 2 deutliche Verschiebungen der C-V-Kennlinien in der Auftragung  $C^{-2}$  gegen  $U_D$  zu höheren Sperrspannungen beobachtet werden (s. Abb. 5.20). Wie bereits erwähnt (s. Kap. 2.1, S. 2 - 9), bestimmt die Randzone als MOS-Kontakt den spannungsabhängigen Verlauf der Detektorkapazität in diesem Spannungsbereich. Durch einen im Strahlengang eingebrachten Kollimator wurde die Oxydpassivierung vom primären Röntgenstrahl abgeschirmt, um die strahlungsinduzierte Absenkung der "Diffusionsspannung"  $U_{Bl}$  am Gold-Silizium-Kontakt zu studieren.

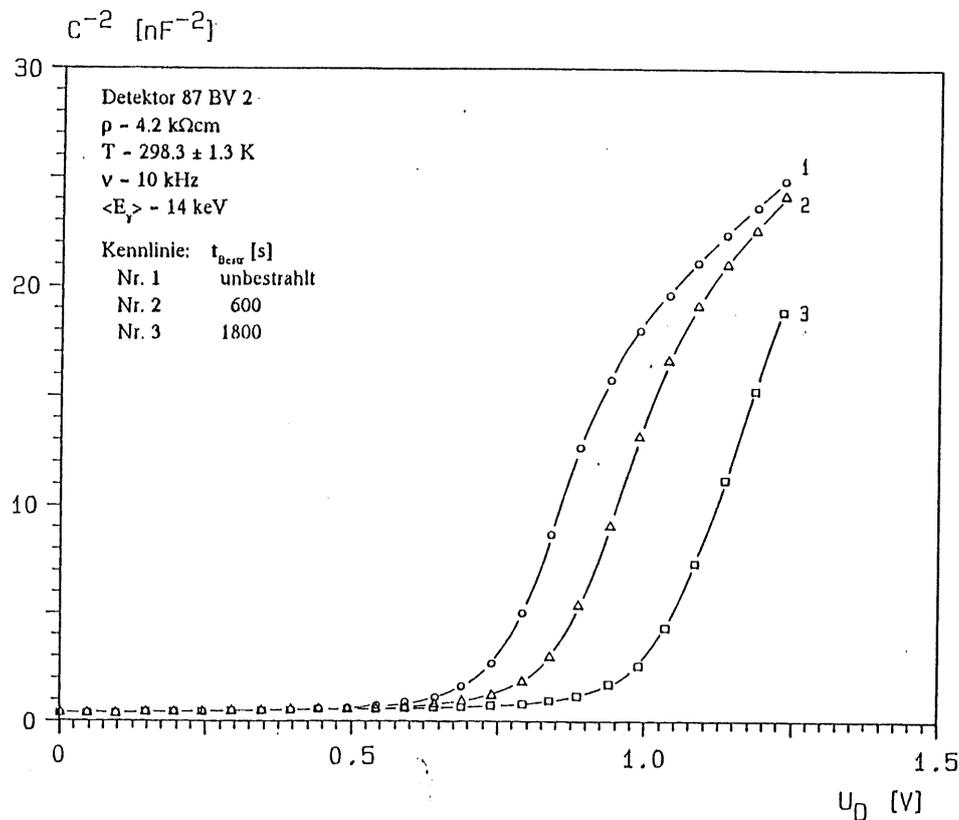


Abb. 5.20: Kapazitätskennlinien des Detektors 87 BV 2 bei Spannungen bis  $U_D - 1.25$  V

Die gemessenen Verschiebungen stammen jedoch nicht von der erwarteten Absenkung der "Diffusionsspannung", sondern, wie bei den Untersuchungen der Sperrströme bereits erläutert, von Veränderungen am Si-SiO<sub>2</sub>-Kontakt, die zum Ansteigen der Flachbandspannung des MOS-Kontaktes  $U_{FB, Rand}$  infolge der Strahlungseinwirkung führten. Diese beobachteten Veränderungen im spannungsabhängigen Verhalten der Kapazität

können also nur auf die Einwirkung der Streustrahlung zurückgeführt werden.

Die strahlungsinduzierte Verschiebung  $\Delta U_c$  der Kennlinie wurde bei einer festen Kapazität  $C$  in Abhängigkeit von der jeweiligen Bestrahlungszeit bestimmt. Für die Kapazität wurde der Wert  $C = 1 \text{ nF}$  gewählt, da die Flachbandkapazität des Oxydrandes  $C_{\text{FB, Rand}}$  wegen der direkten Verknüpfung mit der Sperrschichtkapazität  $C_D$  nicht separat bestimmt werden konnte. Sowohl die Spannungsabhängigkeit der Randkapazität als auch die Sperrschichtkapazität am Flachbandpunkt ist ebenfalls nicht bekannt. Zur weiteren Auswertung dieses Bestrahlungseffektes mußte die nach der Bestrahlung beobachtete Ausheilung berücksichtigt werden. Sie äußerte sich in der Rückverschiebung der C-V-Charakteristik zu niedrigeren Sperrspannungen. Es wurde angenommen, daß die Ausheilung in Form der Rückverschiebung sich mit einer Exponentialfunktion beschreiben läßt. Die ermittelten Ausheilungszeitkonstanten sind sehr groß. Sie betragen zwischen  $\tau = 4.5 \text{ d}$  und  $\tau = 20.3 \text{ d}$ , wobei sie um so niedriger sind, je höher die erlittene Strahlenbelastung des Detektors 87 BV 2 ist. Die zugehörigen Amplituden liegen zwischen 0.6 bis 20.8 mV. Diese wachsen mit der Strahlenbelastung an.

In der folgenden Abbildung 5.21 ist die Größe der Verschiebung  $\Delta U_c$ , berechnet aus den Kennlinien in der Auftragung  $C^{-2}$  gegen  $U_D$  bei der Kapazität  $C = 1 \text{ nF}$ , in Abhängigkeit von der Gesamtbestrahlungszeit graphisch dargestellt. Dabei wurde ein linearer Zusammenhang festgestellt, der mit einer mittleren Steigung  $\langle \Delta U_c / \Delta t_{\text{Bestr}} \rangle$  beschrieben werden kann:

$$\langle \Delta U_c / \Delta t_{\text{Bestr}} \rangle = -0.118 \text{ mV/s} \pm 0.008 \text{ mV/s}$$

Die Abweichungen der Werte  $\Delta U_c$  von den mit der ermittelten Steigung berechneten ist kleiner als 15 mV.

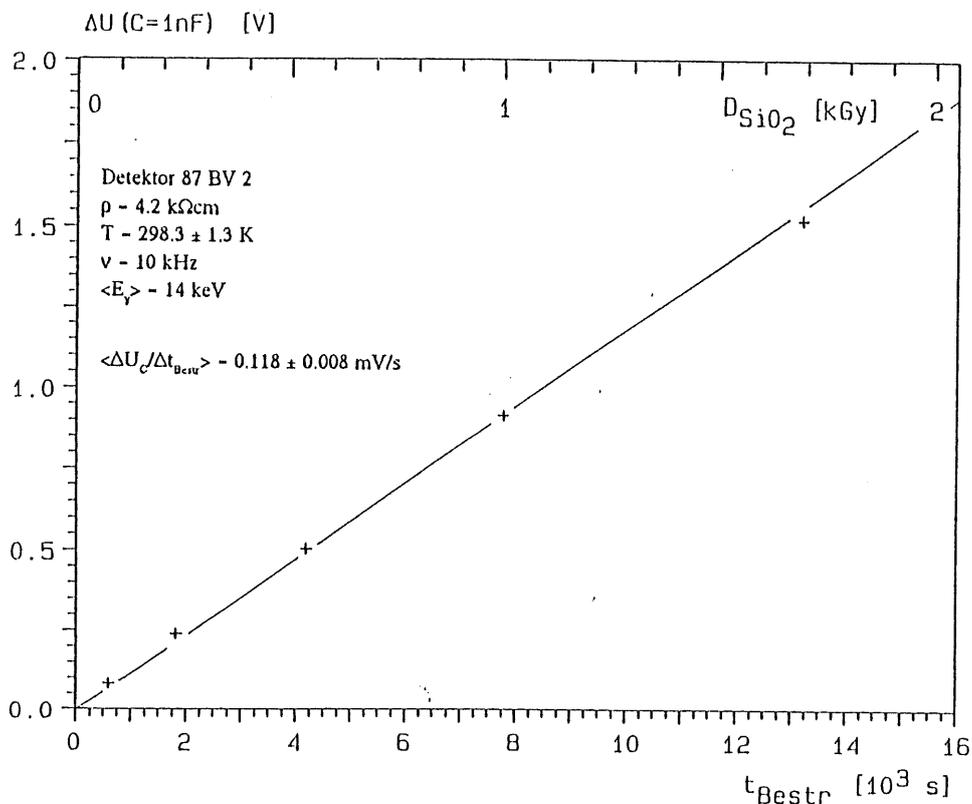


Abb. 5.21: Verschiebung der C-V-Kennlinien (Detektor 87 BV 2) bei der Kapazität  $C = 1 \text{ nF}$  um  $\Delta U_c$  abhängig von der Bestrahlungszeit  $t_{\text{Bestr}}$

Die Ursache dieser beobachteten Verschiebung muß in der Beeinflussung des Oxydrandes durch die Rönt-

genstrahlung gesehen werden. Eine Absenkung der Potentialbarriere am Gold-Silizium-Kontakt um  $\Delta\phi_{\text{bn}}$  durch Einwirkung der Röntgenstrahlung kann nicht geklärt werden, da die zu  $\Delta\phi_{\text{bn}}$  proportionale Absenkung der "Diffusionsspannung" nicht meßbar war. Wie die Strom-Spannungs-Messungen der bestrahlten Detektoren ergaben, konnte eine durch Röntgenstrahlung induzierte Erhöhung des Barrierenstroms nicht nachgewiesen werden, so daß daraus gefolgert werden konnte, daß eine Absenkung der Potentialbarriere nicht stattfand. Die Verschiebung der C-V-Charakteristik kann deshalb nur aus einer Bildung von gefangenen Oxydladungen  $Q_{\text{ot}}$  im Siliziumdioxid resultieren, genauso wie sie bei den Kapazitäts-Spannungs-Charakteristiken der MOS-Strukturen beobachtet wurde (s. Kap. 5.2, S. 5 - 29ff). Ein weiteres Indiz dafür ist die beobachtbare Rückverschiebung der  $C_D^{-2}$ - $U_D$ -Kennlinien nach den Bestrahlungen, die auch in Gestalt der Absenkung der Flachbandspannung bei den MOS-Strukturen auftrat. Diese zusätzlichen Ladungen verursachen die Erhöhung der Flachbandspannung, die im Falle des MOS-Kontaktes am Oxydrand zu einer Verlagerung der gesamten C-V-Kennlinie im unteren Spannungsbereich führt. Ein direkter Vergleich mit den Werten aus der Zunahme des Oxydstromes ist nicht sinnvoll, da dessen Erhöhung aus dem Anwachsen der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{\text{it}}$  bzw. der Ladungsträger-Rekombinations-Generations-Geschwindigkeit  $S$  resultiert, während die Verschiebung der C-V-Kennlinie durch die Bildung der gefangenen Oxydladungen  $Q_{\text{ot}}$  verursacht wird. Eine Verschiebung des Punktes, bei dem der Oxydstrom auftritt, ist zwar beobachtet worden. Wegen der relativ groben Strom-Spannung-Messung war eine Auswertung dieser Verschiebung nicht möglich.

Wegen des linearen Zusammenhangs zwischen der Kennlinienverschiebung um  $\Delta U_c$  und der Bestrahlungsdauer  $t_{\text{bestr}}$  kann ein Wert abgeschätzt werden, der die Abhängigkeit von  $\Delta U_c$  von der Dosis im Siliziumdioxid beschreibt. Dazu wird die dosisabhängige Erhöhung der Flachbandspannung nach den Röntgenbestrahlungen der MOS-Strukturen benutzt. Diese besitzen das gleiche Oxyd und dieselbe Goldschichtdicke wie die Detektoren, so daß sie als Dosimeter zur Bestimmung der deponierten Dosis  $D_{\text{SiO}_2}$  im Oxydrand verwendet werden konnten. Die dosisabhängige Verschiebung der Flachbandspannung beträgt für die Struktur 87 MOS 1-2 unter Verwendung der Steigung  $\langle \Delta U_{\text{FB}} / \Delta D_{\text{SiO}_2} \rangle = -2.32 \text{ V/kGy} \pm 0.36 \text{ V/kGy}$  (MOS-Strukturen 87 MOS 2), die wegen der unterschiedlichen Goldschichtdicken um den Faktor 2.49 reduziert wurde. (s. Kap 5.2, S. 5 - 38ff):

$$\langle \Delta U_{\text{FB}} / \Delta D_{\text{SiO}_2} \rangle = -0.93 \text{ V/kGy} \pm 0.14 \text{ V/kGy}.$$

Daraus ergibt sich eine Energiedosisleistung für das Siliziumdioxid des Detektorrandes von:

$$dD_{\text{SiO}_2} / dt = 0.127 \text{ kGy/s} \pm 0.020 \text{ kGy/s}.$$

Unter den gleichen Bestrahlungsbedingungen ergibt die Dosimetrie (s. Kap. 4.4) im Falle der MOS-Strukturen eine Energiedosisleistung von:

$$dD_{\text{SiO}_2} / dt = 0.970 \text{ kGy/s} \pm 0.106 \text{ kGy/s}.$$

Der Vergleich dieser Abschätzung mit dem Ergebnis der Dosimetrie der MOS-Strukturen führt darauf, daß die absorbierte Energie im Oxydrand des Detektors etwa 13.1 % der absorbierten Energie im  $\text{SiO}_2$  der MOS-Struktur entspricht. Bei gleichen Absorptionsbedingungen der MOS-Strukturen und der Detektoren betrüge demnach die Intensität der Streustrahlung etwa 13.1 % der des primären Röntgenstrahls.

## 5.2 Messungen an MOS-Strukturen

Die weiteren Untersuchungen zur Strahlenschädigung wurden an MOS-Strukturen durchgeführt. Wegen der unterschiedlichen Bauformen der untersuchten Objekte und der verschiedenen Bestrahlungsparameter werden die auftretenden Effekte zunächst getrennt behandelt, und die daraus resultierenden Ergebnisse werden, soweit möglich, miteinander verglichen und diskutiert.

### Qualitative Beschreibung der Bestrahlungseffekte (C-V- und G-V-Kennlinien)

Alle bestrahlten MOS-Strukturen zeigten ein verändertes Verhalten im Kapazitäts-Spannungs-Verlauf. Dies trifft sowohl für die mit der höherenergetischen (Strukturen: MOS C-2, MOS C-4) als auch für die mit der niederenergetischen Röntgenstrahlung (Strukturen auf den Scheiben: 87 MOS 1, 87 MOS 2) bestrahlten Objekten zu (Abb. 5.22a, b und 5.23 - 5.28). Diese Veränderungen im Kennlinienverhalten treten schon nach geringer Strahlenbelastung auf. Die kürzeste Bestrahlungsdauer an der Synchrotronstrahlungsquelle betrug vor der ersten Messung  $t_{\text{Bestr}} = 10$  s, entsprechend einer Dosis von  $D_{\text{SiO}_2} = 0.10$  kGy (MOS C-4). An der Röntgenröhre betrug die kürzeste Bestrahlungsdauer 5 Minuten (87 MOS 2-4:  $D_{\text{SiO}_2} = 0.29$  kGy). Die Stärke dieser beobachteten Effekte hängt dabei nicht nur von der Dosis ab, sondern wird auch durch anderen Faktoren (Betriebsbedingungen, unter denen die Strukturen bestrahlt wurden sowie Art und Dicke des Oxydes etc.) bestimmt.

Anhand der C-V-Kennlinien von MOS-Strukturen, die ohne angelegte Gatterspannung bestrahlt wurden, werden im einzelnen die beobachteten Veränderungen aufgezeigt. Durch die Einwirkung der Röntgenstrahlung verschieben sich die Kapazitäts-Spannungs-Charakteristiken zu höheren Spannungen. Der Spannungsbereich, über den sich die Akkumulation erstreckt, hat sich vergrößert, und der Flachbandpunkt wird erst bei einer höheren Spannung erreicht. Weiterhin ist eine deutliche Streckung sichtbar, wenn die Steigung der Kennlinie in dem Spannungsbereich, in dem die Kapazität spannungsbedingt verringert wird, mit derjenigen derselben Struktur im unbestrahlten Fall verglichen wird (s. Abb. 5.22a und b, 5.23, 5.25 und 5.27). Die Charakteristiken erstrecken sich über einen größeren Spannungsbereich von der Akkumulation bis zur Inversion.

Die mit der Kapazitätskennlinie simultan gemessene Leitwert-Spannungs-Kennlinie (nur Strukturen auf den Scheiben 87 MOS 1, 87 MOS 2, Bestrahlungen an der Röntgenröhre), deren Werte um den Bahnwiderstand  $R_B$  korrigiert sind (s. Kap 2.2, S. 2 - 24ff), zeigt ebenfalls deutliche strahlungsbedingte Veränderungen (s. Abb. 5.24, 5.26, 5.28). Die Spannung  $U_{G_{\text{max}}}$ , bei der der Paralleleitwert  $G_p$  seinen Maximalwert erreicht, hat sich in gleicher Weise wie die C-V-Charakteristik verschoben. Es haben sich außerdem die Breite des Leitwert-Peaks und der Maximalwert des Leitwertes  $G_{p,\text{max}}$  vergrößert.

Eine weitere auffällige Erscheinung ist die Spannungshysterese  $\Delta U_{\text{Hys}}$ , bei dem Erreichen der Flachbandskapazität. Bei allen untersuchten MOS-Strukturen ist sie im unbestrahlten Zustand kaum meßbar. Sie liegt im Bereich von einigen Millivolt. Nach den Bestrahlungen ist sie um ein Vielfaches angewachsen. Die MOS-Struktur MOS C-4 wies nach einer kurzzeitigen Bestrahlung von  $t_{\text{Bestr}} = 24.6$  s ( $D_{\text{SiO}_2} = 250.2$  Gy) eine Spannungshysterese von  $\Delta U_{\text{Hys}} = 0.55$  V auf, die im Laufe von 12 Stunden auf  $\Delta U_{\text{Hys}} = 0.3$  V absank (s. Abb. 5.22a - c). Das Hystereseverhalten ist außerdem von der Größe der während der Bestrahlung anliegenden Spannung abhängig. Bei den Strukturen, die bei einer angelegten äußeren Spannung  $U_G$  bestrahlt wurden, ist die Änderung von  $\Delta U_{\text{Hys}}$  wesentlich geringer als bei denjenigen, die mit  $U_G = 0$  V bestrahlt wurden, wobei die Strahlenbelastung (- Dosis  $D_{\text{SiO}_2}$ ) konstant ist (vgl. C-V-Kennlinien nach Bestrahlung von 87 MOS 1-2, Abb. 5.25, und 87 MOS 1-5, Abb. 5.27). Im einzelnen beträgt die Spannungsdifferenz zwischen der Aufwärts- und Abwärtsmessung  $\Delta U_{\text{Hys}} = 0.21$  V (87 MOS 1-2,  $U_G = 0$  V) und  $\Delta U_{\text{Hys}} = 0.09$  V (87 MOS 1-5,  $U_G = -8.7$  V). Die Leitwert-Spannungs-Charakteristiken zeigen ebenfalls eine Spannungshysterese, deren Größe  $\Delta U_{\text{Hys}}$  mit derjenigen bei den C-V-Kennlinien derselben Struktur identisch ist (vgl. Abb. 5.23 und 5.24, 5.25 und 5.26, 5.27 und 5.28).

In den Kapazitätscharakteristiken der bestrahlten Strukturen MOS C-4 und 87 MOS 2-2 hat sich eine Stufe ausgebildet (s. Abb. 5.22b und 5.23). Diese spezielle Form der C-V-Kennlinien ist auf eine über die zu bestrahlende Gatterfläche inhomogene Einwirkung der Röntgenstrahlung zurückzuführen. Jeweils ein Teilbereich

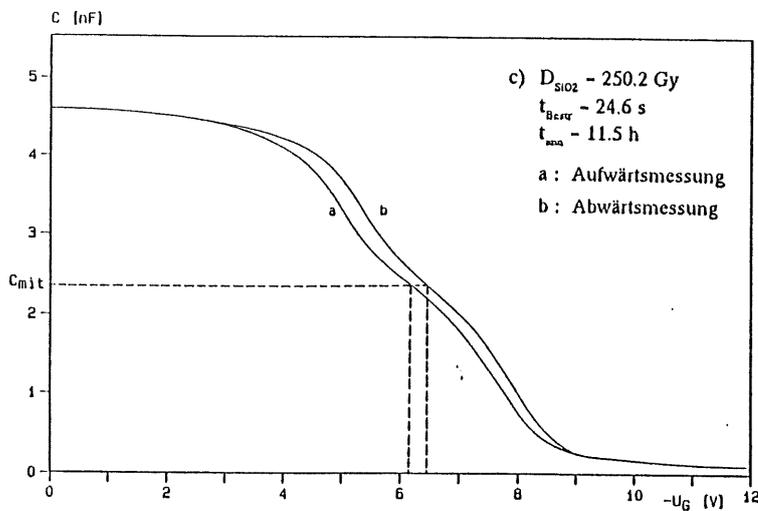
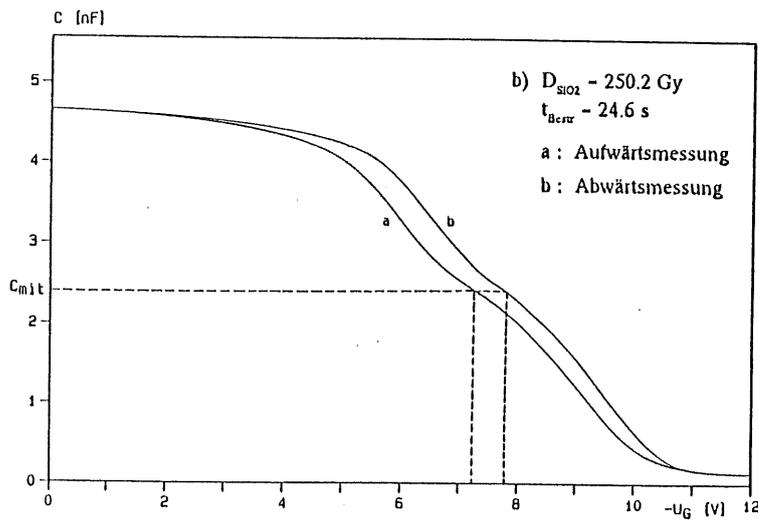
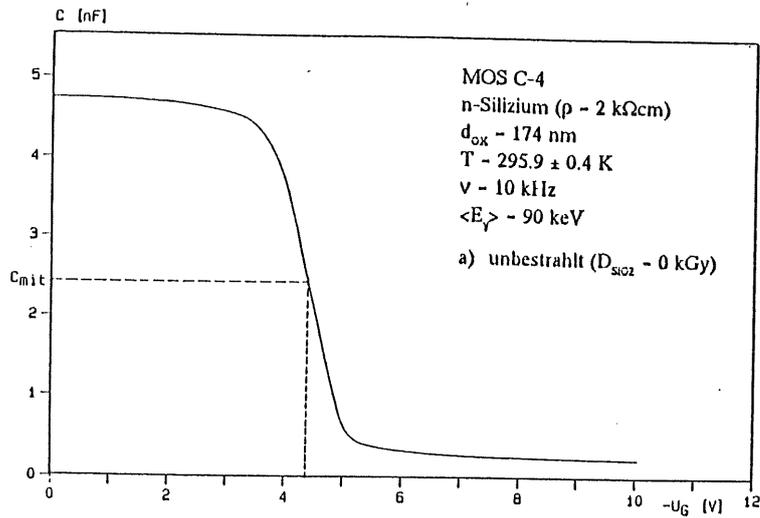


Abb. 5.22a - c: C-V-Charakteristiken der MOS-Struktur MOS C-4 vor (a) und nach (b) einer Bestrahlung, sowie nach einer Zeitspanne von 12 Stunden (c). Die Kennlinien dokumentieren die Veränderung im elektrischen Verhalten (Verschiebung und Dehnung) der bestrahlten MOS-Struktur und die anschließende Ausheilung. Die Spannung bei der mittleren Kapazität ist von  $U_{\text{Cmlt}} = 4.42 \text{ V}$  auf  $U_{\text{Cmlt}} = 7.64 \text{ V}$  nach einer Bestrahlungszeit von  $t_{\beta\text{irr}} = 24.6 \text{ s}$  ( $D_{\text{SiO}_2} = 250.2 \text{ Gy}$ ) angestiegen und nach  $t_{\text{ann}} = 12 \text{ h}$  auf  $U_{\text{Cmlt}} = 6.19 \text{ V}$  abgesunken.

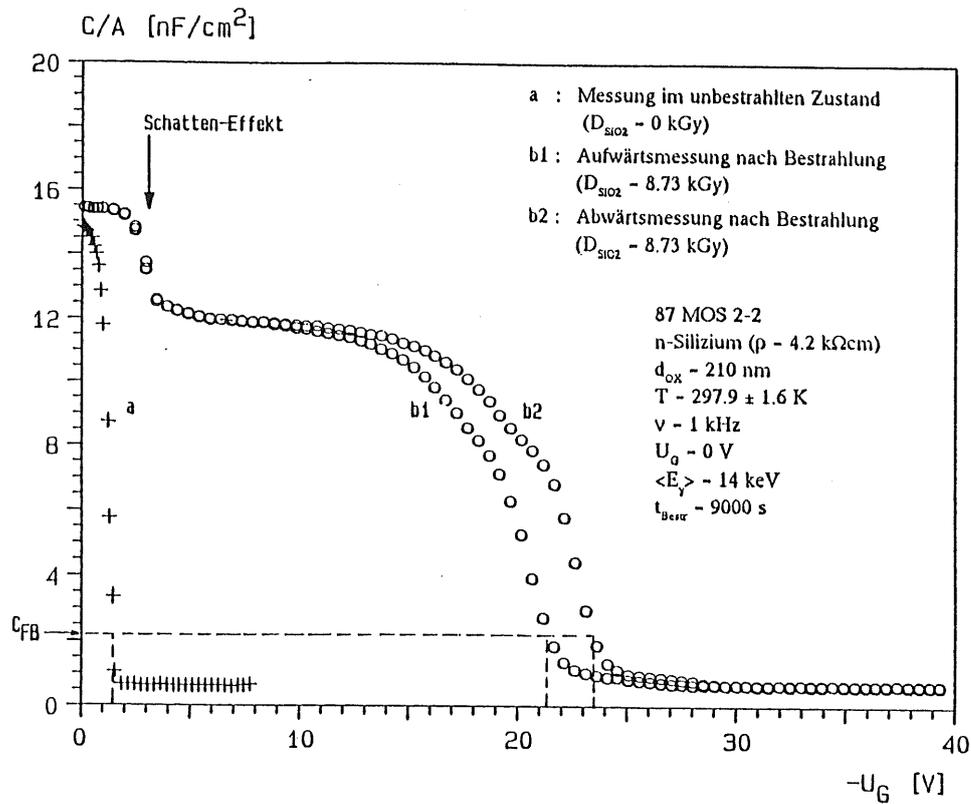


Abb. 5.23: C-V-Charakteristiken vor und nach der Bestrahlung (MOS-Struktur 87 MOS 2-2)

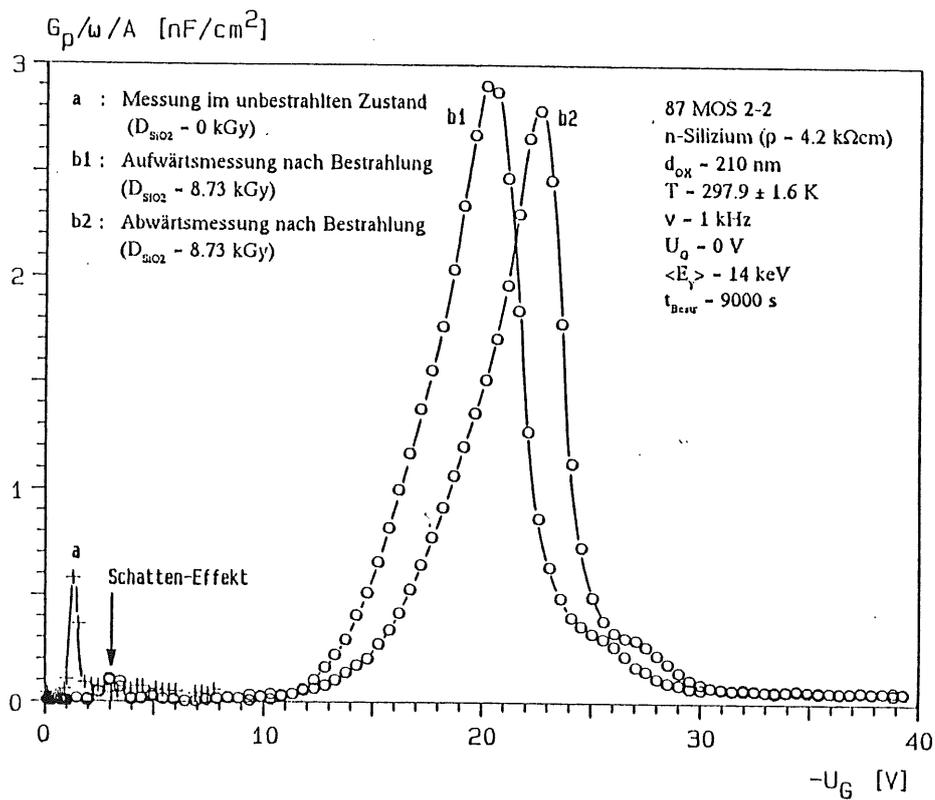


Abb. 5.24: G-V-Charakteristiken vor und nach der Bestrahlung (MOS-Struktur 87 MOS 2-2)

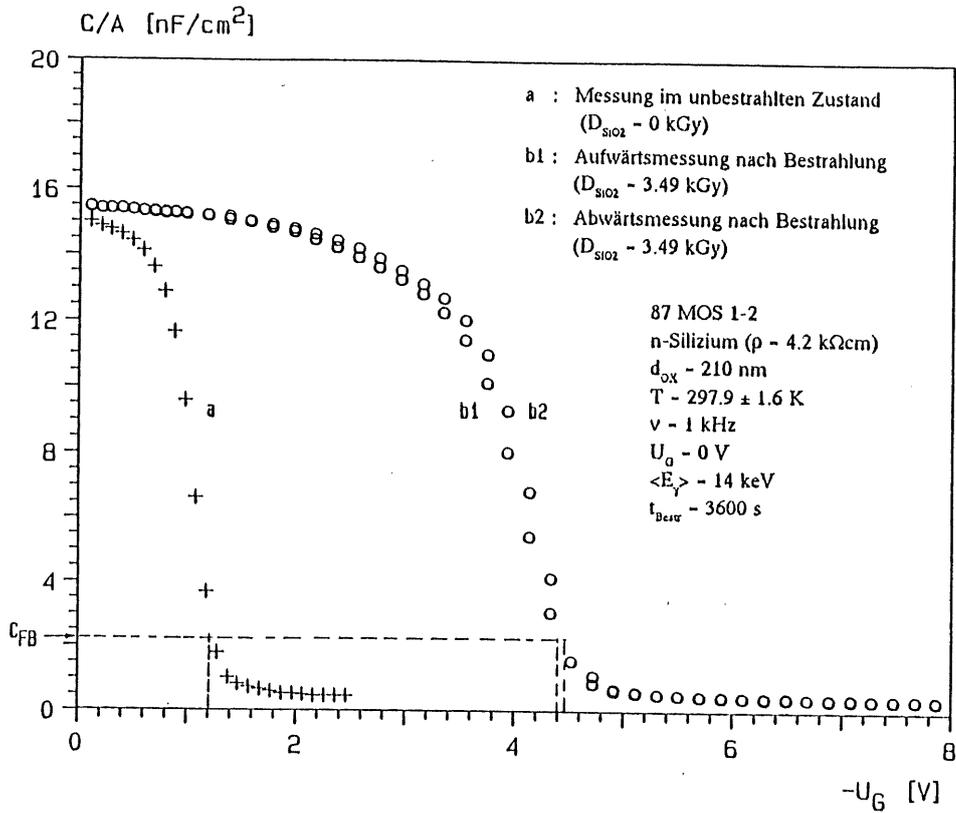


Abb. 5.25: C-V-Charakteristiken vor und nach der Bestrahlung (MOS-Struktur 87 MOS 1-2, U<sub>g</sub> - 0 V während der Bestrahlung)

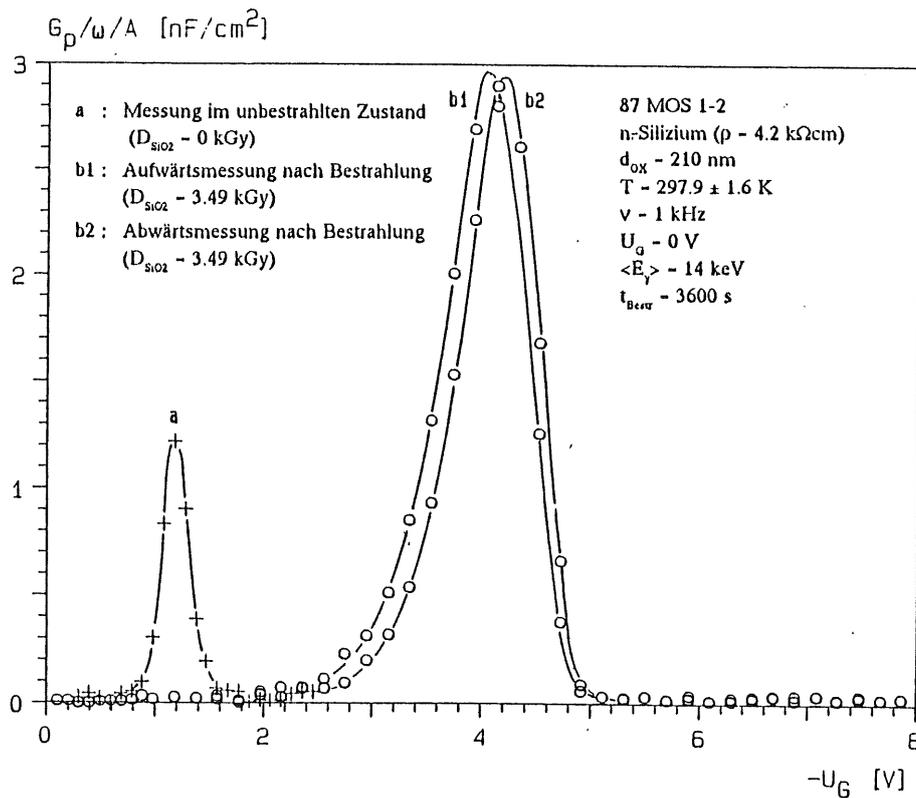


Abb. 5.26: G-V-Charakteristiken vor und nach der Bestrahlung (MOS-Struktur 87 MOS 1-2, U<sub>g</sub> - 0 V während der Bestrahlung)

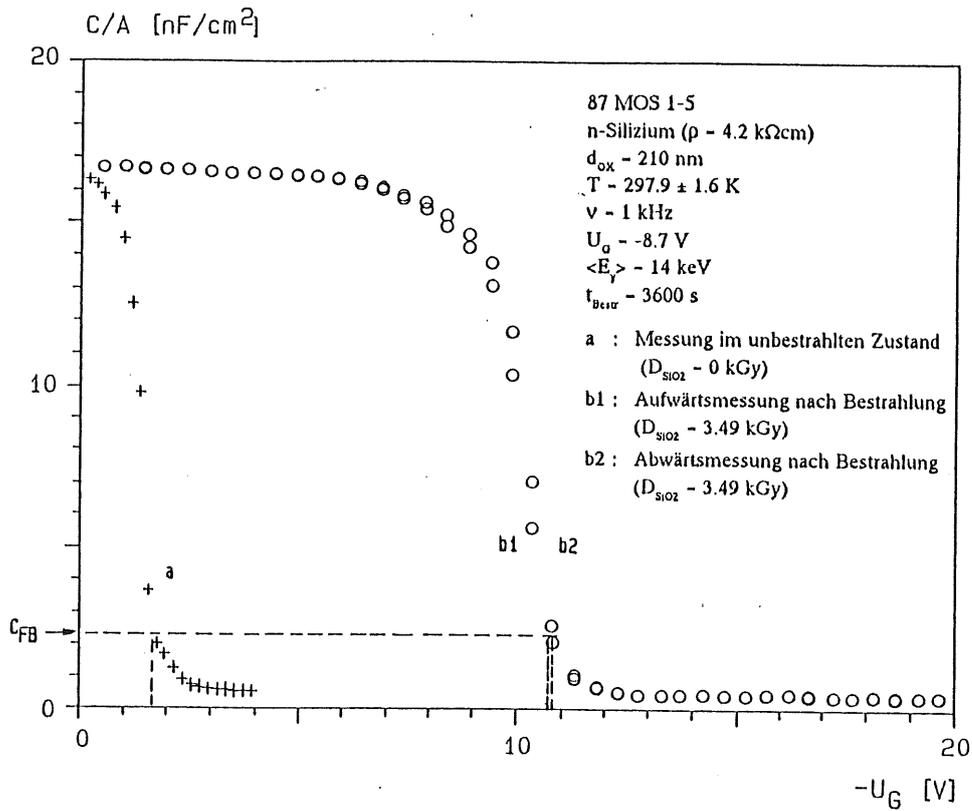


Abb. 5.27: C-V-Charakteristiken vor und nach der Bestrahlung (MOS-Struktur 87 MOS 1-5,  $U_G = -8.7 \text{ V}$  während der Bestrahlung)

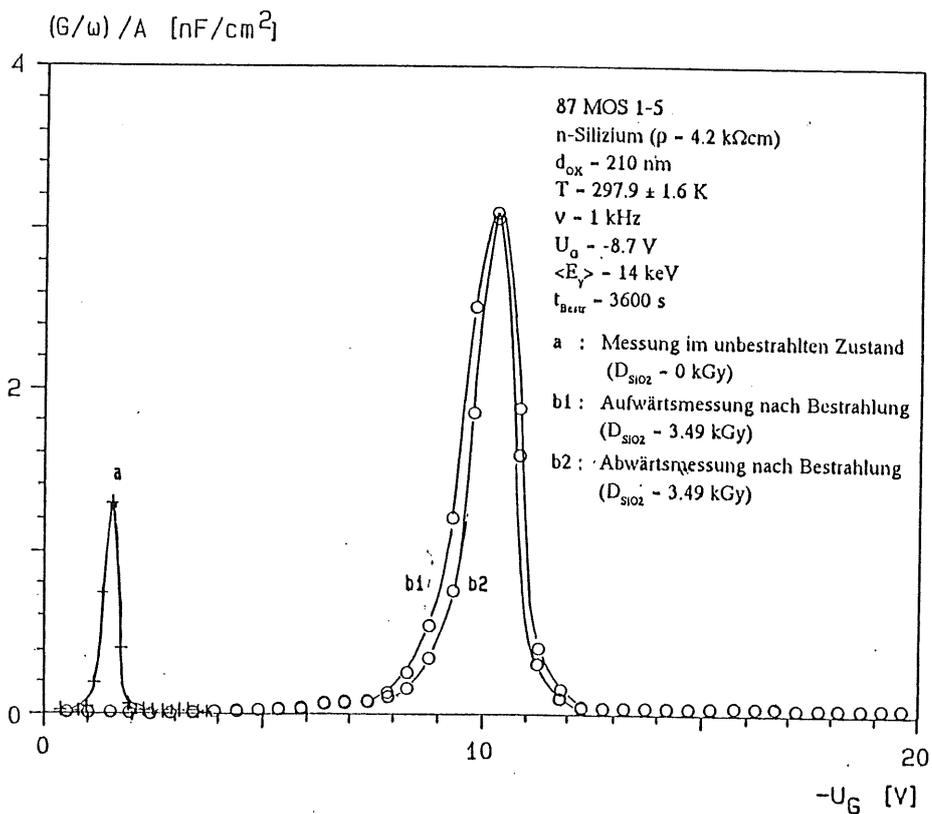


Abb. 5.28: G-V-Charakteristiken vor und nach der Bestrahlung (MOS-Struktur 87 MOS 1-5,  $U_G = -8.7 \text{ V}$  während der Bestrahlung)

dieser MOS-Strukturen hat eine geringere Schädigung erlitten hat als der übrige Teil der Struktur.

Bei der Struktur MOS C-4 resultiert die Kennlinienstufe aus der stark inhomogenen Intensitätsverteilung der Synchrotronstrahlung. In vertikaler Richtung besitzt das Strahlungsspektrum einen starken Intensitätsabfall beidseitig zur Abstrahlungsebene der emittierenden Teilchen. Dieser Intensitätsrückgang ist energieabhängig (s. Abb. 3.2, S. 3 - 3). Es kommt zu einer stärkeren Schädigung des Bereiches der Zentrumselektrode, der auf gleicher Höhe mit der Abstrahlungsebene liegt, als in diejenigen Bereiche, die ober- und unterhalb dieser Ebene liegen. Mit zunehmendem Abstand von der Strahlebene wird die lokale Schädigung geringer. In den Kapazitätskennlinien der Struktur MOS C-2 war eine Stufenform nicht meßbar (s. Abb. 5.38, S. 5 - 50). Wegen derselben Bestrahlungsparameter und der stark inhomogenen vertikalen Intensitätsverteilung der einfallenden Synchrotronstrahlung muß angenommen werden, daß diese Struktur ebenfalls über die Gatterelektrode inhomogen bestrahlt wurde. Jede der Kapazitäts-Spannungs-Charakteristiken der Strukturen MOS C-4 und MOS C-2 kann im bestrahlten Fall als Überlagerung von C-V-Kurven mehrerer Teilstrukturen aufgefaßt werden, die alle eine unterschiedlich starke Strahlenbelastung erlitten haben. Die Superposition zur Gesamtkapazitätscharakteristik ist daher eine Parallelschaltung der verschieden stark geschädigten Teilkapazitäten.

Im Falle der Struktur 87 MOS 2-2 (s. Abb. 5.23) ist das Auftreten der Stufe auf die Kontaktregion zurückführbar. Die geringere Schädigung resultiert dann aus einer Strahlungsabschirmung durch den Leitsilberkontakt. Da die MOS-Struktur über den Blendenausschnitt homogenen Röntgenstrahlung ausgesetzt wurde, kann die Form der Kapazitätskennlinie deshalb als eine Überlagerung zweier Kennlinien betrachtet werden, wobei jede zu einer Teilstruktur gehört, die parallel geschaltet die Struktur 87 MOS 2-2 ergeben. Die Stufe ist deshalb auch wesentlich stärker ausgeprägt als bei MOS C-4 (s. Abb. 5.22b und c). Dieser "Schatteneffekt" zeigt sich auch in der Kennlinie des Paralleleitwerts in Form eines zweiten Peaks (s. Abb. 5.24). Er ist wesentlich kleiner als derjenige, der sich durch die Bestrahlung vergrößert hat und befindet sich genau in dem Spannungsbereich, in dem die C-V-Kennlinie die Stufe aufweist.

Bei nachfolgenden Messungen zeigte sich die Selbstaushilung in Form der Rückverschiebung der C-V-Charakteristiken (Abb. 5.22b, c, Abb. 5.47, S. 5 - 58). Dies wird bei allen MOS-Strukturen beobachtet, wobei sich auch die G-V-Kennlinie zu niedrigeren Spannungen verschiebt (s. Abb. 5.48, S. 5 - 58). Die Selbstaushilung verläuft bei den mit der höherenergetischen Synchrotronstrahlung behandelten MOS-Strukturen MOS C-2 und MOS C-4 erheblich schneller als bei den übrigen, die der niederenergetischen Röntgenstrahlung ausgesetzt wurden. Es bildet sich die durch die Bestrahlungen hervorgerufene Streckung der C-V-Kennlinien sehr langsam zurück, während die Kennlinie sich insgesamt innerhalb der gleichen Zeitspanne merklich zu kleineren Spannungen verschiebt (s. Abb. 5.38, S. 5 - 50).

Das veränderte elektrische Verhalten der MOS-Strukturen in den Kapazitäts-Spannungs- und Leitwert-Spannungs-Charakteristiken wird auf strahlungsinduzierte Ladungen zurückgeführt. Dabei handelt es sich um Grenzflächenzustände  $Q_{it}$  an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze und gefangene Oxydladungen  $Q_{ot}$  im Siliziumdioxid. Sie verursachen eine verstärkte Akkumulation von Elektronen im Silizium, und sind für die damit verbundene Flachbandsverschiebung, also Kennlinienverschiebung, verantwortlich (s. Kap. 2.2, S. 2 - 16ff). Die Streckung der C-V-Kurve entsteht durch die erhöhte Dichte der geladenen Grenzflächenzustände  $D_{it}$ , weil durch die Umladung dieser Zustände das Erreichen einer bestimmten Bandkrümmung eine niedrigere Gatterspannung  $U_G$  erfordert. Die Zunahme der Interface-Zustände führt auf einen verstärkten Anstieg des Paralleleitwertes  $G_p$ , da die Umladungsprozesse der Grenzflächenladungen mit einem Energieverlust verbunden sind, und dieser mit der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  wächst.

### Dosisabhängigkeit der Bestrahlungseffekte

Die Untersuchungen der Bestrahlungseffekte in Abhängigkeit von der deponierten Dosis im Siliziumdioxid erfolgt mit Kapazitäts- und Leitwertmessungen von MOS-Strukturen, bei denen während der Bestrahlung eine Gatterspannung  $U_G = 0$  V anlag.

Für die Auswertungen dieser Veränderungen bei den MOS-Strukturen MOS C-2 und MOS C-4 standen nur

C-V-Charakteristiken zur Verfügung. Durch die inhomogene Bestrahlung dieser Strukturen an der Synchrotronstrahlungsquelle ist eine detaillierte Auswertung der Kapazitätsmessungen nicht möglich. Das heißt, eine Analyse der Veränderungen und die damit verbundene Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  sowie der Oxydladungsdichte ist mit dem von Lindner [LIN 62] beschriebenen Verfahren nicht durchführbar. Diese Methode setzt voraus, daß die Kenngrößen der MOS-Kapazität trotz des geänderten elektrischen Verhaltens als konstant über die gesamte Gatterfläche angenommen werden können. Die Ergebnisse würden keine eindeutigen Rückschlüsse auf einen Zusammenhang zwischen den Veränderungen und der Strahlenbelastung über die Dosis  $D_{SiO_2}$  zulassen, da der Bereich der MOS-Struktur, der in Höhe der Abstrahlungsebene lag, einer ungleich höheren Strahlenbelastung ausgesetzt war als die übrige Struktur.

Um trotzdem eine Korrelation zwischen der absorbierten Dosis  $D_{SiO_2}$  und der Verschiebung und Dehnung der C-V-Charakteristiken zu ermitteln, wird anstelle der Flachbandspannung  $U_{FB}$  die Spannung  $U_{C_{mit}}$  als Bezugsgröße gewählt. Dadurch wird eine Mittelung der unterschiedlich starken Schädigungen über die gesamte Fläche der Zentrumslektrode erreicht. Die Spannung  $U_{C_{mit}}$  ist diejenige bei der mittleren Kapazität  $C_{mit}$  der Struktur. Hierbei ist

$$C_{mit} = C_{min} + \frac{(C_{OX} - C_{min})}{2} = \frac{(C_{OX} + C_{min})}{2} \quad (5.10)$$

mit der Oxydkapazität  $C_{OX} = C(U_G - 0 \text{ V})$  und der Minimumkapazität  $C_{min}$ .

Die Auswertung der Verschiebung der Kapazitätscharakteristiken zeigt in der Auftragung  $\Delta U_{C_{mit}}$  (unkorrigiert) gegen die Dosis  $D_{SiO_2}$  keinen linearen Zusammenhang, sondern im wesentlichen eine Korrelation gemäß einer Potenzfunktion  $y = a \cdot x^b$  mit einem Exponenten  $b < 1$  (s. Abb. 5.29 und 5.30).

Es wurde nach den einzelnen Bestrahlungen die Selbstaushilung der aufgetretenen Schädigungen in Form der Kennlinien-Rückverschiebung beobachtet. Bei der Struktur MOS C-2 wurden zwei C-V-Messungen im zeitlichen Abstand von 16 Minuten durchgeführt. Mit der Wiederholungsmessung konnte festgestellt werden, daß die strahlungsbedingte Spannungsverschiebung bei der mittleren Kapazität  $C_{mit}$  um Werte zwischen  $\Delta U_{C_{mit}}^a = 0.61 \text{ V}$  und  $\Delta U_{C_{mit}}^a = 2.33 \text{ V}$  zurückging. Diese isochrone Ausheilung ist umso stärker, je höher die deponierte Dosis im  $SiO_2$  ist, wie aus der Abbildung 5.31 hervorgeht. Die mittlere Temperatur beträgt während der Messungen  $T = 295.9 \pm 0.4 \text{ K}$ . Dasselbe Ausheilverhalten zeigt auch die Struktur MOS C-4. Bei ihr wurden nach unterschiedlich langen Zeitspannen ( $\Delta t_{ann.} = 30 \text{ min}, 2 \text{ h}, 12 \text{ h}$ ) die Wiederholungsmessungen durchgeführt. Bis auf zwei Ausnahmen stieg der isochrone Rückgang von  $U_{C_{mit}}$  mit wachsender Dosis  $D_{SiO_2}$ . Die Rückverschiebungen der C-V-Kennlinie betragen nach jeder Bestrahlung zwischen  $\Delta U_{C_{mit}}^a = 0.2 \text{ V}$  und  $\Delta U_{C_{mit}}^a = 1.8 \text{ V}$  nach  $\Delta t_{ann.} = 30 \text{ min}$  und  $\Delta U_{C_{mit}}^a = 0.84 \text{ V}$  bzw.  $\Delta U_{C_{mit}}^a = 1.32 \text{ V}$  nach  $\Delta t_{ann.} = 12 \text{ h}$  bei einer mittleren Temperatur von  $T = 295.8 \pm 0.3 \text{ K}$ .

Für eine genauere Untersuchung der Spannungsverschiebung mußte deshalb dieses Selbstaushilverhalten zwischen den Bestrahlungen berücksichtigt werden. Da aus Zeitgründen nur wenige Messungen zwischen den einzelnen Bestrahlungen durchgeführt werden konnten, wurde angenommen, daß die wegen der Strahlenbelastung aufgetretene Kennlinienverschiebung bei der mittleren Kapazität  $C_{mit}$  nach jeder Bestrahlung exponentiell abfällt. Daraus ergab sich eine Absenkung der Spannung  $U_{C_{mit}}$ , die unter Berücksichtigung der Selbstaushilung zwischen  $\Delta U_{C_{mit}}^a = 0.29 \text{ V}$  und  $\Delta U_{C_{mit}}^a = 1.35 \text{ V}$  variiert. Im unbestrahlten Zustand beträgt die Spannung bei der mittleren Kapazität  $U_{C_{mit}} = 4.26 \pm 0.22 \text{ V}$  (MOS C-4) und  $U_{C_{mit}} = 13.37 \pm 0.53 \text{ V}$  (MOS C-2).

Die ermittelten Zeitkonstanten für die kurzzeitige Ausheilung liegen im Bereich von  $\tau = 32..74 \text{ min}$  (MOS C-2) und  $\tau = 10..62 \text{ min}$  (MOS C-4). Es ist keine Korrelation mit der Länge der Bestrahlung  $t_{Bestr}$  feststellbar. Die unterschiedlich großen Bereiche, in denen die Zeitkonstanten für kurzzeitige Selbstaushilung variieren, sind auf die verschieden großen Zeitabstände zurückzuführen, nach denen die Wiederholungsmessung erfolgte. Die zweite C-V-Messung wurde bei MOS C-2 nach  $t = 16 \text{ min}$  und bei MOS C-4 nach  $t = 6 \text{ min}$  vorgenommen.

Die auf die Selbstaushilung korrigierten Werte für  $\Delta U_{C_{mit}}$  sind in der obigen Abbildung 5.32 dargestellt. Die Zunahme der Kennlinienverschiebung  $\Delta U_{C_{mit}}$  ist bis zur höchsten Dosis trotz der Berücksichtigung der Ausheilung nicht linear mit der Strahlenbelastung. Es gibt zwei Bereiche, in denen die Verschiebung um  $\Delta U_{C_{mit}}$  linear zu der deponierten Dosis  $D_{SiO_2}$  ist. Die mittleren Steigungen sind:

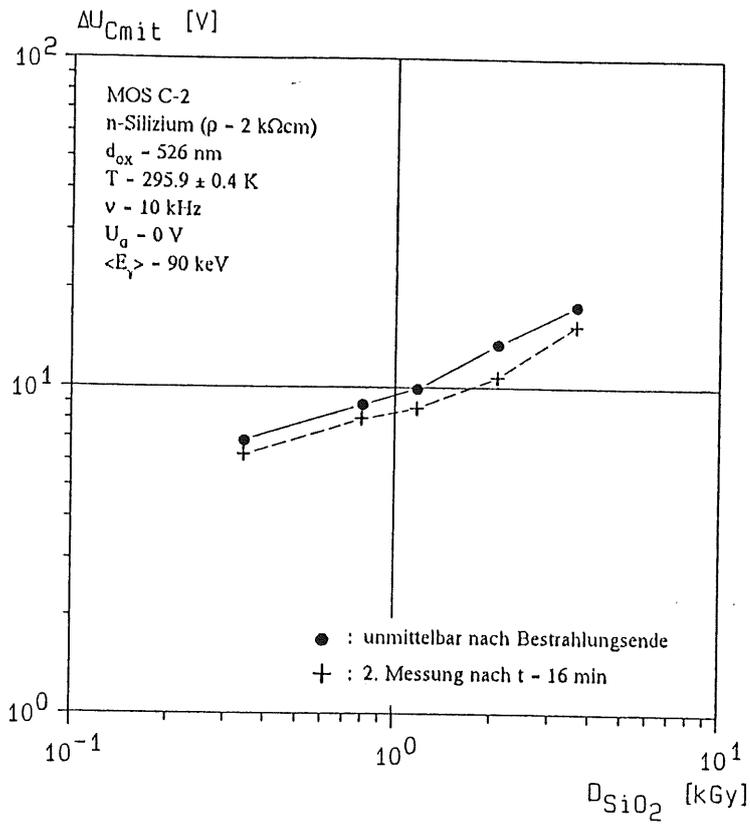


Abb. 5.29: Anstieg von  $U_{Cmit}$  (unkorrigiert) mit wachsender Strahlenbelastung (Struktur MOS C-2)

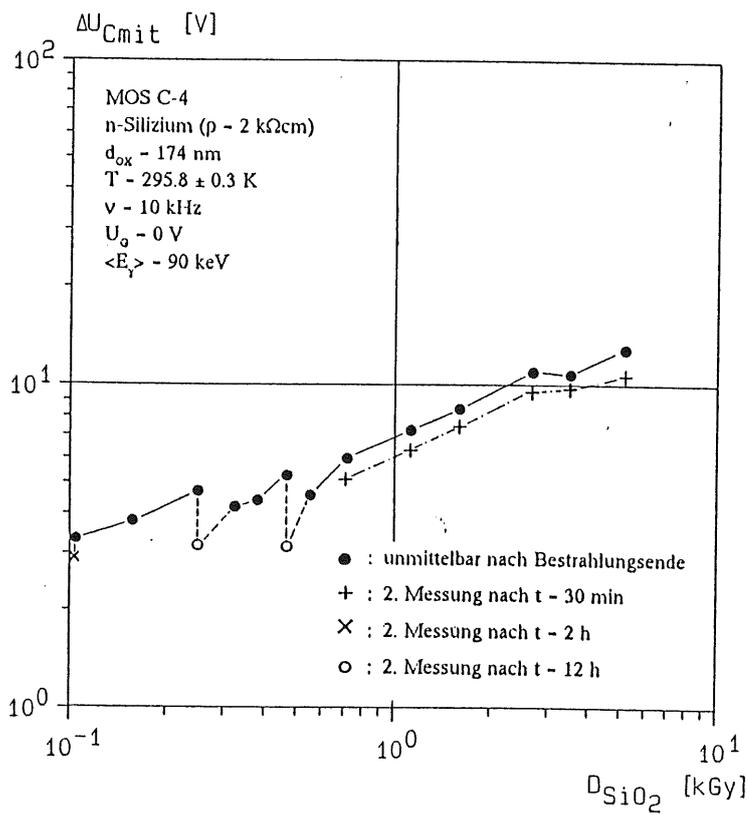


Abb. 5.30: Anstieg von  $U_{Cmit}$  (unkorrigiert) mit wachsender Strahlenbelastung (Struktur MOS C-4)

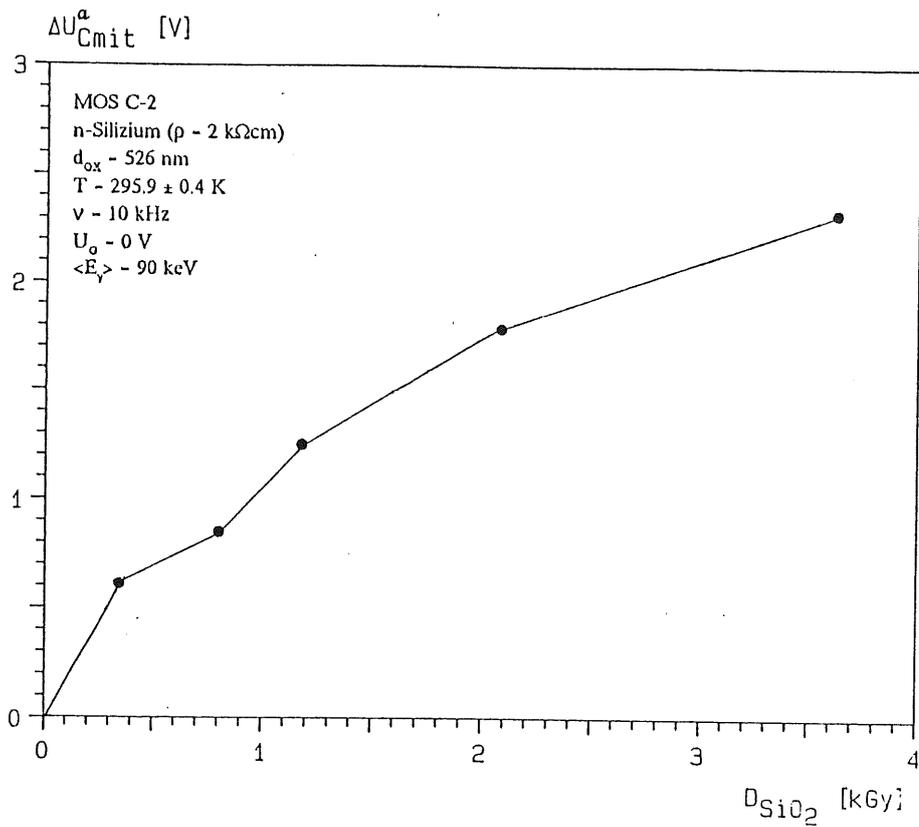


Abb. 5.31: Isochrone Ausheilung nach jeder Bestrahlung ( $\Delta t_{anh.} = 16 \text{ min}$ ) der MOS-Struktur MOS C-2

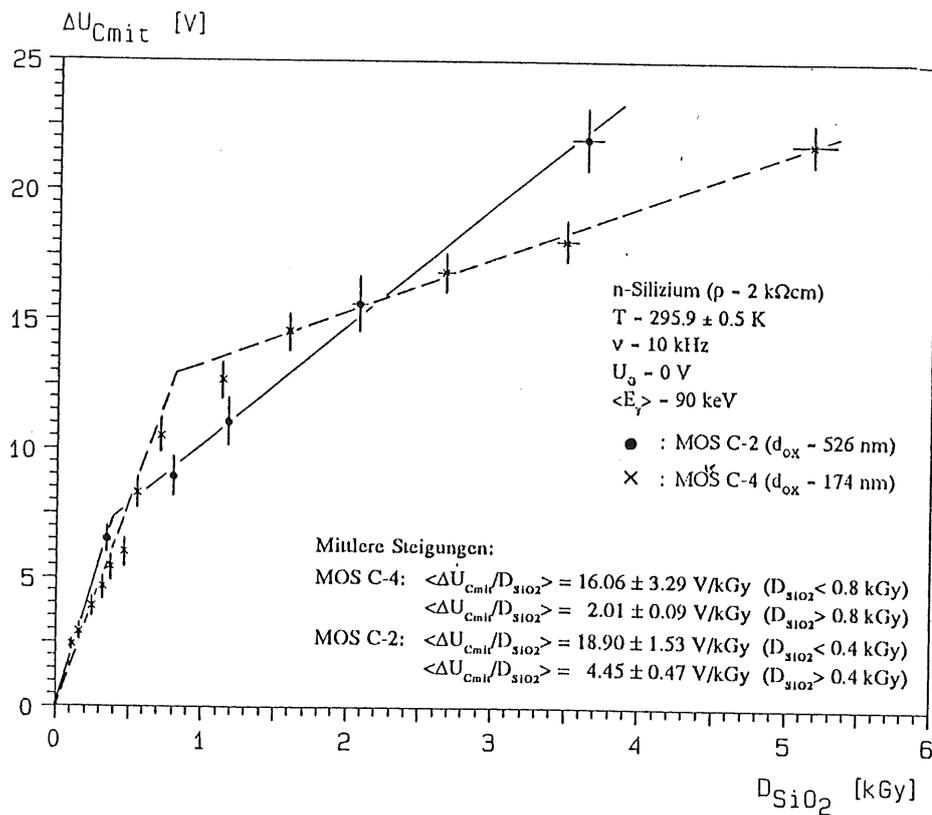


Abb. 5.32: Dosisabhängiger Anstieg der Spannung  $U_{Cmit}$  (korrigiert auf Ausheilung) der MOS-Strukturen MOS C-2 und MOS C-4

$$\begin{aligned}
\text{MOS C-4: } & D_{\text{SiO}_2} < 0.8 \text{ kGy: } \langle \Delta U_{\text{Cmit}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle = 16.06 \pm 3.29 \text{ V/kGy} \\
& D_{\text{SiO}_2} > 0.8 \text{ kGy: } \langle \Delta U_{\text{Cmit}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle = 2.01 \pm 0.09 \text{ V/kGy} \\
\text{MOS C-2: } & D_{\text{SiO}_2} < 0.4 \text{ kGy: } \langle \Delta U_{\text{Cmit}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle = 18.90 \pm 1.53 \text{ V/kGy} \\
& D_{\text{SiO}_2} > 0.4 \text{ kGy: } \langle \Delta U_{\text{Cmit}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle = 4.45 \pm 0.47 \text{ V/kGy}
\end{aligned}$$

Für den unteren Dosisbereich ( $D_{\text{SiO}_2} < 0.4 \text{ kGy}$ ) ergibt sich der oben aufgeführte Wert  $\langle \Delta U_{\text{Cmit}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle$ , wenn eine Extrapolation nach  $\Delta U_{\text{Cmit}} = 0$  bei  $D_{\text{SiO}_2} = 0$  gemacht wird. Es würde sonst eine additive Konstante von  $\Delta U_{\text{Cmit}}$  bei der Dosis  $D_{\text{SiO}_2} = 0$  auftreten.

Die Bestimmung der Flachbandspannung der an der Röntgenröhre bestrahlten MOS-Strukturen geschieht über die Berechnung der Flachbandkapazität  $C_{\text{FB}}$  (s. Kap. 2, S. 2 - 19), da die Bestrahlungen im Gegensatz zu den vorher untersuchten Strukturen MOS C-2 und MOS C-4 homogen über die Gatterfläche erfolgten und somit keine ortsabhängigen Veränderungen auftraten. Die Methode nach Lindner kann zwar auch angewendet werden, jedoch wird dabei für die Anpassung der berechneten Werte an die gemessenen C-V-Kennlinien eine über die Bandlücke konstante Grenzflächenzustandsdichte vorausgesetzt. Weiterhin sollen die Grenzflächenzustände keinen Beitrag zur Siliziumskapazität liefern. Das ist nur für hinreichend hohe Frequenzen ( $\nu > 10 \text{ kHz}$ ) der Fall. Die Messungen wurden überwiegend bei  $\nu = 1 \text{ kHz}$  durchgeführt, so daß diese Methode zu falschen Ergebnissen führen würde. Außerdem bliebe der Paralleleitwert unberücksichtigt.

Aus den Untersuchungen der Kapazitätskennlinien der Detektoren 87 BV 2 und 87 BV 4, zu deren Herstellung dasselbe Grundmaterial wie bei den MOS-Strukturen verwendet wurde, konnte die mittlere Donatorenkonzentration  $N_D$  bestimmt werden. Sie ist die einzige materialabhängige Größe, die in die Siliziumskapazität im Flachbandfall eingeht. Der Wert für  $N_D$  beträgt  $N_D = 1.02 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Durch quadratische Interpolation der Spannung  $U_G$  auf den Wert von  $C_{\text{FB}}$  wird die jeweilige Flachbandspannung  $U_{\text{FB}}$  aus einer C-V-Charakteristik bestimmt. Die Differenz von  $U_{\text{FB}}$  vor und nach der Bestrahlung ergibt die strahlungsinduzierte Verschiebung der Flachbandspannung  $\Delta U_{\text{FB}}$ . Bei der Analyse der G-V-Kennlinien vor und nach den Bestrahlungen wird die Spannung bei maximalem Paralleleitwert bestimmt und daraus deren Verschiebung um  $\Delta U_{\text{Gmax}}$  infolge der Bestrahlung ermittelt.

Es traten durch die Anordnung von mehreren Strukturen auf einer Siliziumscheibe, die einzeln bestrahlt werden sollten, Probleme durch Streustrahlung auf. Außer der eigentlichen zur Bestrahlung ausgewählten Struktur wurden die anderen auf derselben Siliziumscheibe durch Streustrahlung mitbestrahlt. Daraus ergaben sich Vorschädigungen bei einer später zu bestrahlenden Struktur und Nachschädigungen bei einer bereits bestrahlten MOS-Kapazität, die sich durch nicht kontrollierbare Veränderungen der Kenngrößen bemerkbar machen, da in beiden Fällen die im Siliziumdioxid deponierte Energie unbekannt ist. Die Effekte, die mit einer Vorschädigung verbunden sind, konnten durch den Vergleich mit den Labormessungen sichtbar gemacht werden. Sie haben nur einen geringen Einfluß verglichen mit den Schädigungen der anschließend durchgeführten, gewollten Bestrahlung. Problematischer sind dagegen die Nachschädigungen, weil die zu untersuchenden Ausheilungsprozesse durch die Nachbestrahlung in unbekannter Weise beeinflußt werden. Bei den Strukturen 87 MOS 2-2 und 87 MOS 1-5 konnte die Auswertungen zur Selbstaushilung ohne Probleme durchgeführt werden, da sie die letztbestrahlten Strukturen auf den beiden Scheiben waren. Bei den anderen Strukturen waren die Auswertungen der Kennlinien mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden.

Unter Berücksichtigung der an die Bestrahlung anschließenden Ausheilvorgänge ergibt sich für die ohne anliegende äußere Spannung ( $U_G = 0 \text{ V}$ ) bestrahlten Strukturen ein Anstieg der Flachbandspannung  $U_{\text{FB}}$  und der Spannung  $U_{\text{Gmax}}$ , der jeweils proportional zur deponierten Dosis  $D_{\text{SiO}_2}$  ist (s. Abb. 5.33). Die Steigungen beitragen, abgesehen von den Werten, die sich aus den Untersuchungen an der Struktur 87 MOS 1-2 ergaben, im Mittel:

$$\begin{aligned}
\langle \Delta U_{\text{FB}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle &= 2.32 \text{ V/kGy} \pm 0.36 \text{ V/kGy} \\
\langle \Delta U_{\text{Gmax}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle &= 2.23 \text{ V/kGy} \pm 0.37 \text{ V/kGy}
\end{aligned}$$

Dabei ist der sehr geringe Unterschied zwischen  $\Delta U_{\text{FB}}$  und  $\Delta U_{\text{Gmax}}$  eine auffällige Erscheinung. Vor den Bestrahlungen betrug er bei allen Strukturen nur einige Millivolt. Mit der erlittenen Strahlenbelastung ist diese Spannungsdifferenz proportional zur deponierten Strahlungsenergie bis auf 0.2 V angestiegen. Der Wert für

$U_{FB}$  ist stets geringer als der von  $U_{Gmax}$ . Möglicherweise ist für diese dosisabhängige Spannungsdifferenz  $\Delta U_{FB} - \Delta U_{Gmax}$  eine geringe Veränderung der Flachbandkapazität  $C_{FBS}$  verantwortlich. Wäre sie konstant, müßte auch die Differenz  $\Delta U_{FB} - \Delta U_{Gmax}$  bei jeder Dosis konstant sein. Die Ähnlichkeit des Anstiegs von  $U_{FB}$  und  $U_{Gmax}$  deutet auf gleiche Ursachen für die Vergrößerung der Flachbandspannung und der Spannung des maximalen Leitwertes hin. Das zeigen auch die nachfolgenden Betrachtungen über die beobachteten Abweichungen von  $\Delta U_{FB}$  und  $\Delta U_{Gmax}$  in Abhängigkeit von der Dosis  $D_{SiO_2}$ . Die Verschiebung der Flachbandspannung wird hauptsächlich durch die Erhöhung der Dichte der gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$  verursacht. Die Bildung der gefangenen Oxydladungen erfolgt, wie schon früher erwähnt, durch den Einfang von Löchern, die durch die Einwirkung der Röntgenstrahlung im Siliziumdioxid freigesetzt werden. Aber auch in das Siliziumdioxid einfallende Elektronen, die durch Ionisationsprozesse im Gold freigesetzt werden, können zur Generation von strahlungsbedingten Oxydladungen beitragen.

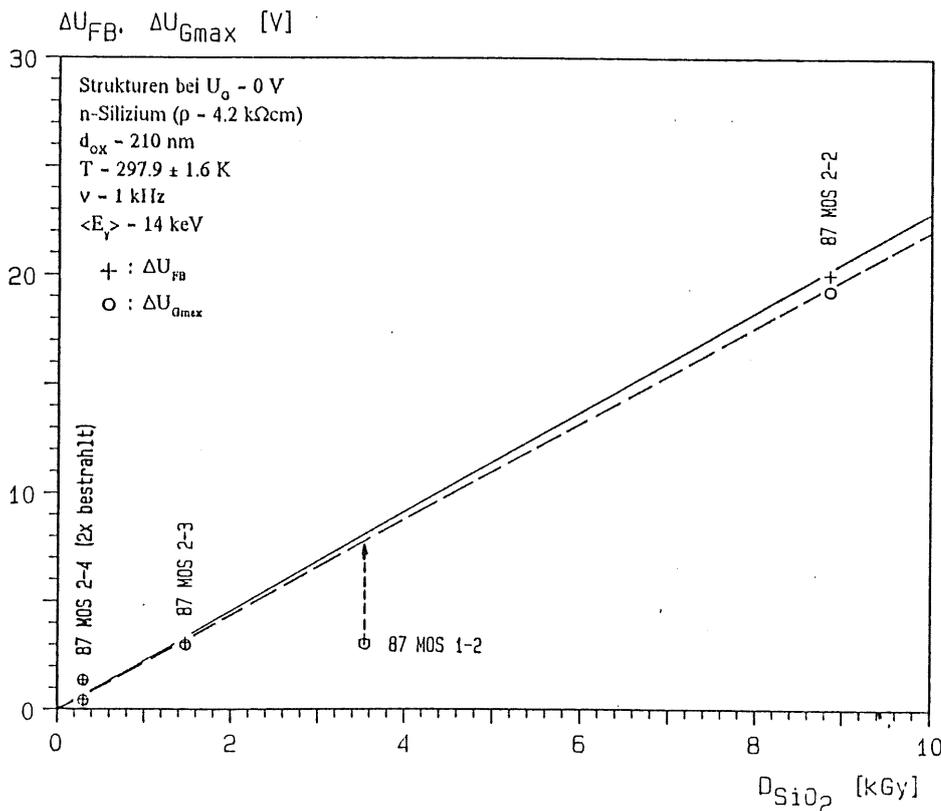


Abb. 5.33: Strahlungsinduzierter Anstieg von  $U_{FB}$  und  $U_{Gmax}$  bei unterschiedlich stark strahlenbelasteten MOS-Strukturen. Während der Bestrahlungen lag an den Strukturen keine Spannung an ( $U_0 = 0$  V).

In der obigen graphischen Darstellung (Abb. 5.33) sind neben den linearen Zusammenhängen zwischen dem Anstieg der Flachbandspannung und der Spannung bei maximalem Leitwert mit der deponierten Dosis  $D_{SiO_2}$  folgende Abweichungen sichtbar:

- Für die Struktur 87 MOS 2-4 sind zwei Werte für  $\Delta U_{FB}$  und  $\Delta U_{Gmax}$  ermittelt worden: nach der ersten Bestrahlung ( $t_{Bestr} = 300$  s)  $\Delta U_{FB} = 1.364$  V,  $\Delta U_{Gmax} = 1.359$  V und nach der zweiten von gleicher Dauer  $\Delta U_{FB} = 0.471$  V,  $\Delta U_{Gmax} = 0.389$  V.
- Die Struktur 87 MOS 1-2 weist einen deutlich niedrigeren Anstieg von  $U_{FB}$  und  $U_{Gmax}$  auf ( $\Delta U_{FB} = 3.259$  V,  $\Delta U_{Gmax} = 3.062$  V).

Die Ursache für die schwächere Schädigung der MOS-Struktur 87 MOS 2-4 nach der zweiten Bestrahlung mit

derselben Dosis ( $D_{\text{SiO}_2} = 0.29 \text{ kGy}$ ) als nach der ersten ist völlig unklar. Die schwächere Spannungsverschiebung könnte auf eine Sättigung der produzierten gefangenen Oxydladungen zurückzuführen sein. Die MOS-Strukturen MOS C-2 und MOS C-4 zeigen denselben Effekt in der Kennlinienverschiebung. Bei ihnen tritt allerdings dieser Sättigungseffekt erst bei einer höheren Dosis ein.

Der Grund für den deutlich schwächeren Anstieg der Flachbandspannung und der Spannung für den maximalen Leitwert bei der MOS-Struktur 87 MOS 1-2 ist vermutlich in der unterschiedlichen Dicke der Gold-elektrode zu suchen, wie die nachfolgende Abschätzung zeigen wird.

Bei einer Dosis von  $D_{\text{SiO}_2} = 3.49 \text{ kGy}$  beträgt der gemessene Anstieg der Flachbandspannung  $\Delta U_{\text{FB}} = 3.26 \text{ V}$  (87 MOS 1-2). Die mittlere dosisabhängige Zunahme der Flachbandspannung von  $\langle \Delta U_{\text{FB}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle = 2.32 \text{ V/kGy}$  wurde nur mit den Werten  $\Delta U_{\text{FB}}$  der Strukturen auf der Scheibe 87 MOS 2 mit einer Goldschichtdicke von  $\rho \cdot d_{\text{Au}} = 100 \mu\text{g/cm}^2$  bestimmt. Mit diesem Wert und der im Siliziumdioxid der Struktur 87 MOS 1-2 deponierten Dosis  $D_{\text{SiO}_2} = 3.49 \text{ kGy}$  ergibt sich eine Verschiebung von  $U_{\text{FB}}$ :

$$\Delta U_{\text{FB}}' = \langle \Delta U_{\text{FB}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle \cdot D_{\text{SiO}_2} = 8.09 \text{ V}$$

Daraus folgt ein Verhältnis:

$$\frac{\Delta U_{\text{FB}}'}{\Delta U_{\text{FB}}} = 2.49$$

Die Struktur 87 MOS 1-2 besitzt eine Goldschicht der Schichtdicke von  $\rho \cdot d_{\text{Au}} = 40 \mu\text{g/cm}^2$ , also eine um den Faktor 2.5 dünnere Gatterelektrode als die Strukturen der Scheibe 87 MOS 2. Dasselbe Phänomen ist bei den Untersuchungen der Spannung  $U_{\text{Gmax}}$  erkennbar. Die Verschiebung der Spannung bei maximalem Leitwert abhängig von der Strahlenbelastung beträgt im Mittel  $\langle \Delta U_{\text{Gmax}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle = 2.23 \text{ V/kGy}$ . Es ergibt sich daraus ein Vorhersage für  $\Delta U_{\text{Gmax}}'$  bei der Struktur 87 MOS 1-2:

$$\Delta U_{\text{Gmax}}' = \langle \Delta U_{\text{Gmax}} / D_{\text{SiO}_2} \rangle \cdot D_{\text{SiO}_2} = 7.81 \text{ V}$$

und

$$\frac{\Delta U_{\text{Gmax}}'}{\Delta U_{\text{Gmax}}} = 2.55$$

Diese Abschätzung deutet darauf hin, daß die im Gold freigesetzten und in das Siliziumdioxid gelangenden Elektronen für die aufgetretene C-V- und G-V-Kennlinienverschiebung eine entscheidende Rolle spielen. Bei einem identischen Strahlungsfeld ist der Anteil der absorbierten Intensität nur von der Dicke des absorbierenden Mediums abhängig. Das Verhältnis der absorbierten Intensität  $I_{\text{abs}}$  der elektromagnetischen Strahlung zur ursprünglichen Intensität  $I_0$  ist (vgl. Gl. 3.12, S. 3 - 6):

$$\frac{I_{\text{abs}}}{I_0} = [1 - \exp(-d \cdot \mu)] \quad (5.11)$$

Bei der Photonenenergie von  $E_\gamma = 14 \text{ keV}$ , wie sie der mittleren abgestrahlten Energie der Röntgenröhre entspricht, beträgt der Massenabschwächungskoeffizient von Gold  $\mu/\rho = 140 \text{ cm}^2/\text{g}$ . Der Exponent ( $d \cdot \mu$ ) ergibt sich aus den Werten für die Dichte und die spezifische Schichtdicke der Goldelektrode ( $\rho_{\text{Au}} = 19.38 \text{ g/cm}^3$ ,  $\rho \cdot d_{\text{Au}} = 40 \mu\text{g/cm}^2$ ) zu  $d \cdot \mu = 4.42 \cdot 10^{-3}$ . Eine Reihenentwicklung der obigen Gleichung 5.11 liefert unter Vernachlässigung des quadratischen und der höheren Glieder, da  $d \cdot \mu \ll 1$  ist, bei der Energie  $E_\gamma = 14 \text{ keV}$  eine direkte Proportionalität zur Schichtdicke  $\rho \cdot d_{\text{Au}}$  des durchquerten Mediums:

$$\frac{I_{\text{abs}}(\rho \cdot d_{\text{Au}} = 100 \mu\text{g/cm}^2)}{I_{\text{abs}}(\rho \cdot d_{\text{Au}} = 40 \mu\text{g/cm}^2)} = 2.5$$

Dieses Ergebnis gilt auch für höhere Photonenenergien, da der Massenabsorptionskoeffizient mit der steigenden Energie kleiner wird. Für niedrigere Photonenenergien wird diese Abschätzung problematisch, da  $(\mu/\rho)_{\text{Au}}$  stark ansteigt. Für  $E_\gamma = 4 \text{ keV}$  (= untere 1%-Grenze der emittierten Röntgenstrahlung) ist das Produkt  $\mu \cdot d$  auf einen Wert von  $(\mu \cdot d)_{\text{Au}} = 0.04$  angewachsen und für  $E_\gamma = 1 \text{ keV}$  beträgt das Produkt  $(\mu \cdot d)_{\text{Au}} = 0.2$ . Für die größere Schichtdicke der Goldelektrode ( $\rho \cdot d_{\text{Au}} = 1 \cdot 10^4 \text{ g/cm}^2$ ) werden die Voraussetzungen für die Reihenentwicklung

des Exponentialterms in der Gleichung 5.11 ungünstiger.

Durch die stärkere Absorption in der dickeren Goldschicht werden entsprechend mehr Photoelektronen freigesetzt. Deren kinetische Energie ist geringer als die der einfallenden Strahlung. Die Bindungsenergien der Hüllenelektronen von Gold betragen in der K-Schale  $E_{b,K} = 80$  keV, in der L-Schale  $E_{b,L} = 12...14$  keV und in der M-Schale  $E_{b,M} = 2.2...3.5$  keV. Es können lediglich die Elektronen aus der L- und M-Schale entfernt werden. Die kinetische Energie der aus der M-Schale stammenden Elektronen beträgt bei einer Photonenenergie von  $E_y = 14$  keV, wie sie der mittleren Strahlungsenergie an der Röntgenröhre entspricht, zwischen 10.5 und 12.8 keV. Die Elektronen erreichen ohne nennenswerte Energieverluste die Grenze zum Siliziumdioxid, selbst wenn die Ionisationsprozesse direkt an der Gold-Vakuum-Grenze erfolgen würden. Die Reichweite der Elektronen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin} = 12$  keV beträgt  $r = 8.1 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup> [PAG 72] und ist somit wesentlich größer als die Dicken der Goldelektroden ( $\rho \cdot d_{Au} = 4 \cdot 10^{-5} ... 1 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup>).

Die Elektronen durchqueren die SiO<sub>2</sub>-Schicht ohne große Energieverluste. Deren Reichweite im Siliziumdioxid beträgt  $r = 4.15 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup> [PAG 72] bei einer kinetischen Energie von  $E_{kin} = 12$  keV. Sie ist gegenüber der Oxyddicke von  $\rho \cdot d_{Ox} = 4.87 \cdot 10^{-5}$  g/cm<sup>2</sup> beträchtlich. Diese Abschätzung ist nur für Elektronen mit der Energie  $E_{kin} = 12$  keV gültig. Bei größeren kinetischen Energien steigt auch die Reichweite der Elektronen im Gold und im Siliziumdioxid, so daß diese Betrachtung Gültigkeit behält. Bei niedrigeren Energien ist diese Abschätzung nicht anwendbar, da die Reichweite der Elektronen geringer als die Schichtdicke des Goldes wird.

Durch die einfallende Strahlung werden im Siliziumdioxid Elektronen-Loch-Paare freigesetzt. Das Absorptionsvermögen von Siliziumdioxid ist wesentlich geringer als das von Gold, so daß erheblich weniger Elektronen im SiO<sub>2</sub> aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden, die zur Strahlenschädigung beitragen. Das Verhältnis der absorbierten Intensität aus der einfallenden Röntgenstrahlung im Gold mit einer spezifischen Schichtdicke von  $\rho \cdot d_{Au} = 100$  µg/cm<sup>2</sup> zu der im Siliziumdioxid mit  $\rho \cdot d_{Ox} = 55.4$  µg/cm<sup>2</sup> ist unter Verwendung der Massenabschwächungskoeffizienten ( $\mu/\rho$ ) für Gold und Siliziumdioxid bei einer Energie von  $E_y = 14$  keV:

$$(I_{abs}/I_0)_{Au} = 1.4 \cdot 10^{-2}$$

$$(I_{abs}/I_0)_{SiO_2} = 3.3 \cdot 10^{-4}$$

mit  $(I_0)_{SiO_2} = (I_0)_{Au} \cdot [1 - (I_{abs}/I_0)_{Au}]$  ergibt sich ein Verhältnis der absorbierten Intensitäten von  $(I_{SiO_2}/I_{Au})_{abs} = 0.024$ .

Die Absorption der Röntgenstrahlung im Siliziumdioxid wäre demnach zu vernachlässigen. Die beobachteten Bestrahlungseffekte würden von den Elektronen verursacht, die durch Photo- und Comptoneffekt in der Goldelektrode freigesetzt wurden. Die Abweichung von  $\Delta U_{FB}$  und  $\Delta U_{Gmax}$  aufgrund der dünneren Goldelektrode werden mit dieser Abschätzung plausibel. Es gibt jedoch keine Kenntnisse über die Energieverteilung der Elektronen, um damit deren Energieverlust im Siliziumdioxid in die Berechnung der Dosis  $D_{SiO_2}$  mit einzubeziehen.

Aus der Verschiebung des Flachbandpunktes und der Dosis kann der Verhältnis der gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$  zu der Anzahl der durch die Bestrahlung freigesetzten Ladungen  $Q_{gen}$  bestimmt werden. Dabei wird vorausgesetzt, daß die gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$  homogen im Siliziumdioxid verteilt sind und diese allein die Kennlinienverschiebung im Flachbandpunkt ( $\psi_s = 0$ ) verursachen (s. Gl. 2.49, S. 2 - 19). Es gilt demnach:

$$\Delta Q_{ot} = \Delta U_{FB} \cdot C_{OX} \quad (5.12)$$

Die durch einfallende Strahlung freigesetzten Ladungen  $Q_{gen}$  ergeben sich zu:

$$Q_{gen} = \frac{D_{SiO_2} \cdot m_{SiO_2}}{W_{SiO_2}} \text{ [eV]} \quad (5.13)$$

$W_{SiO_2}$ : Energie zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares mit  $W_{SiO_2} = 16.5$  eV [PET 85]

$m_{SiO_2} = 3.49 \cdot 10^{-9}$  kg

Wird die Gleichung 5.13 durch die Gleichung 5.12 dividiert, so ergibt sich ein mittleres Verhältnis der Ladungen  $\langle \Delta Q_{ot}/Q_{gen} \rangle$  unter Verwendung des dosisabhängigen Anstieg der Flachbandspannung  $\langle \Delta U_{FB}/D_{SiO_2} \rangle$ :

$$\langle \Delta Q_{ot} / Q_{gen} \rangle = \langle \Delta U_{FB} / D_{SiO_2} \rangle \cdot C_{OX} \cdot m_{SiO_2} / W_{SiO_2} \quad (5.14)$$

Mit  $\langle \Delta U_{FB} / D_{SiO_2} \rangle = 2.32 \text{ V/kGy}$  folgt aus der Gleichung 5.14, daß nur 1.22 % der durch Strahlung generierten Löcher getrappt werden und die gefangenen Oxydladungen bilden. Dieses Ergebnis gilt nur für die Strukturen 87 MOS 2-2, 87 MOS 2-3 und 87 MOS 2-4. Für MOS 1-2 beträgt der Anteil der getrappten Ladungen zu denjenigen während der Bestrahlungszeit generierten 0.53 % wegen der geringeren Kennlinienverschiebung.

Die Erhöhung der Flachbandspannung hängt nicht nur von der Anzahl der gefangenen Oxydladungen ab. Hughes et. al. [HUG 76] beobachteten bei trockenem Oxyd einen strahlungsinduzierten Anstieg der Flachbandspannung, der linear von der Oxyddicke  $d_{OX}$  abhängt. Dabei wurden die Bestrahlungen mit sehr niederenergetischer Strahlung ( $E_\gamma = 10.2 \text{ eV}$ ) durchgeführt, wobei die einfallende Strahlung vollständig im Siliziumdioxid absorbiert wird. Die strahlungsinduzierten Ladungen  $Q_{ot}$  befinden sich in der Nähe der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze, und deren Schwerpunkt entspricht dann der Oxyddicke. Die Größe  $Q_{ot}$  ist somit unabhängig von  $d_{OX}$ . Die Erhöhung der Flachbandspannung ergibt sich durch die Differenzbildung der Gleichung 2.49 für den bestrahlten Fall und derselben Gleichung, die den unbesrahlten Zustand der MOS-Struktur beschreibt. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich nur die gefangenen Ladungen durch eine Bestrahlung zunehmen. Für die Kennlinienverschiebung im Flachbandpunkt gilt:

$$\Delta U_{FB} = \frac{\Delta Q_{ot}}{C_{OX}} = \frac{\Delta Q_{ot}}{\epsilon_{OX}} \cdot d_{OX} \quad (5.15)$$

$$\Delta U_{FB} \sim d_{OX}$$

Bei höheren Energien (hier:  $\langle E_\gamma \rangle = 14 \text{ keV}$  und  $\langle E_\gamma \rangle = 90 \text{ keV}$ ) erfolgt keine vollständige Absorption der einfallenden Strahlung im Siliziumdioxid. Es findet eine über die Oxyddicke gleichmäßige Bildung von Elektron-Loch-Paaren statt. Damit kann von einer homogenen Verteilung der gefangenen Oxydladungen entlang von  $d_{OX}$  ausgegangen werden. Wird weiterhin vorausgesetzt, daß das Verhältnis der gefangenen Ladungen  $Q_{ot}$  zu den durch die einfallende Röntgenstrahlung generierten  $Q_{gen}$  konstant ist, wie das obige Ergebnis über den dosisabhängigen Anstieg von  $U_{FB}$  im Falle der Strukturen 87 MOS 2-2, 87 MOS 2-3 und 87 MOS 2-4 zeigt, steigt bei einer konstanten Strahlenbelastung ( $N_\gamma = \text{const.}$  bzw.  $D_{SiO_2} = \text{const.}$ ) die Zahl der Ladungen  $Q_{ot}$  linear mit der Oxyddicke  $d_{OX}$  an, da auch die Anzahl der generierten Ladungen  $Q_{gen}$  von der absorbierten Dosis linear abhängig ist:

$$\Delta Q_{ot} \sim d_{OX}$$

Mit der Gleichung 5.15 ergibt sich der Anstieg der Flachbandspannung um  $\Delta U_{FB}$ , die mit dem Quadrat der Oxyddicke wächst:

$$\Delta U_{FB} \sim d_{OX}^2$$

Bei hinreichend konstanter Strahlenbelastung wurden folgende Kennlinienverschiebungen gemessen:

MOS C-4:	$\Delta U_{Cmit} = 18.32 \text{ V}$	$D_{SiO_2} = 3.50 \text{ kGy}$	$d_{OX} = 174 \text{ nm}$ (trockenes Oxyd)
MOS C-2:	$\Delta U_{Cmit} = 21.43 \text{ V}$	$D_{SiO_2} = 3.63 \text{ kGy}$	$d_{OX} = 526 \text{ nm}$ (feuchtes Oxyd)
87 MOS 1-2:	$\Delta U_{FB} = 3.26 \text{ V}$	$D_{SiO_2} = 3.49 \text{ kGy}$	$d_{OX} = 210 \text{ nm}$ (trockenes Oxyd)

Das Verhältnis der Flachbandspannungsverschiebungen der Strukturen MOS C-2 und MOS C-4 beträgt 1.17 bei einem Dickenverhältnis von 3. Diese Strukturen wurden unter identischen Bedingungen im Bezug auf die Art der Bestrahlung und der Dosis mit Photonen der mittleren Energie  $\langle E_\gamma \rangle = 90 \text{ keV}$  bestrahlt. Es kann eine Abhängigkeit der Flachbandverschiebung mit der Oxyddicke festgestellt werden, derart daß diese mit  $d_{OX}$  steigt. Da die Oxyde der durch Synchrotronstrahlung geschädigten MOS-Strukturen sich aufgrund ihrer Herstellung unterscheiden und die gemessene Kennlinienverschiebung nicht derjenigen im Flachbandpunkt entspricht, kann die oben geforderte Proportionalität zwischen  $\Delta U_{Cmit}$  und dem Quadrat der Oxyddicke nicht bestätigt werden. Die Zunahme der Flachbandspannung bei der Struktur 87 MOS 1-2 ist wesentlich niedriger im Vergleich zu derjenigen der MOS-Struktur MOS C-4, die auch trocken oxydiert wurde. Diese zu niedrige Verschiebung bei fast gleichdickem Siliziumdioxid kann durch die unterschiedlichen Art der Bestrahlung erklärt werden, da 87 MOS 1-2 homogen über die Gatterfläche und die andere inhomogen bestrahlt worden

war. Weiterhin war bei den Auswertungen der Kennlinien die Flachbandspannung wegen der inhomogenen Bestrahlung nicht bestimmbar, so daß auf den Wert bei Erreichen der mittleren Kapazität  $\Delta U_{\text{Cmit}}$  ausgewichen werden mußte. Der Zusammenhang  $\Delta U_{\text{FB}} \sim d_{\text{OX}}^2$  wird im allgemeinen nicht beobachtet [NIC 82], da auch die Qualität des Siliziumdioxides einen erheblichen Einfluß auf die Abhängigkeit zwischen  $\Delta U_{\text{FB}}$  und dem Quadrat von  $d_{\text{OX}}$  hat. Darüberhinaus muß sichergestellt sein, daß bei einer identischen Strahlenbelastung von MOS-Strukturen mit unterschiedlich dickem Oxyd das Verhältnis der gefangenen zu den generierten Ladungen  $Q_{\text{ot}}/Q_{\text{gen}}$  konstant ist.

Die Untersuchung des Flächenintegrals  $\int G_p dV$  unter dem Leitwert-Peak und des maximalen Paralleleitwertes  $G_{p,\text{max}}/\omega$  ergaben bei allen bestrahlten MOS-Strukturen ebenfalls einen Anstieg dieser Werte durch die erlittene Strahlenbelastung (s. Abb. 5.34). Die erforderliche Berechnung des Flächenintegrals wurde mit dem Verfahren nach Simpson durchgeführt. Der Maximalleitwert  $G_{p,\text{max}}/\omega$  aus der Mittelung der Spannungswerte um den gemessenen maximalen Leitwert.

Wie bei der Auswertung des Anstieges der Flachbandspannung und der Spannung bei maximalem Paralleleitwert sind auch bei der Zunahme des Maximalleitwertes und des Flächenintegrals zwei Besonderheiten in der Abbildung 5.34 sichtbar. Der ermittelte Wert für  $\Delta(\int G_p dV)$  der Struktur 87 MOS 1-2 ist niedriger (gleiche Tendenz wie bei  $U_{\text{FB}}$  und  $U_{\text{Omax}}$ ) und der Wert  $\Delta(G_{p,\text{max}}/\omega)$  ist größer als bei der Dosis  $D_{\text{SiO}_2} = 3.49$  kGy erwartet wird, wenn diese Resultate mit den Werten  $\Delta(\int G_p dV)$  und  $\Delta(G_{p,\text{max}}/\omega)$  der Strukturen auf der Scheibe 87 MOS 2 verglichen werden. Die Leitwertmessungen der MOS-Struktur 87 MOS 2-4 ergaben jeweils zwei unterschiedlich hohe Werte für  $\Delta(\int G_p dV)$  und  $\Delta(G_{p,\text{max}}/\omega)$  nach den beiden gleichlangen Bestrahlungen.

Diese Veränderungen im Paralleleitwert  $G_p$  rühren von der Erhöhung der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{\text{it}}$ , da mit  $G_p$  den Energieverlust bei den Umladungen dieser Ladungszustände aufgrund eines zeitlich veränderlichen Signals beschrieben wird (s. Kap 2.2, S. 2 - 21). Die Zunahme der Fläche unter dem Leitwert-Peak ist nicht nur auf eine Erhöhung der Interface-Zustände zurückführbar, da sich auch der Spannungsbereich, über dem

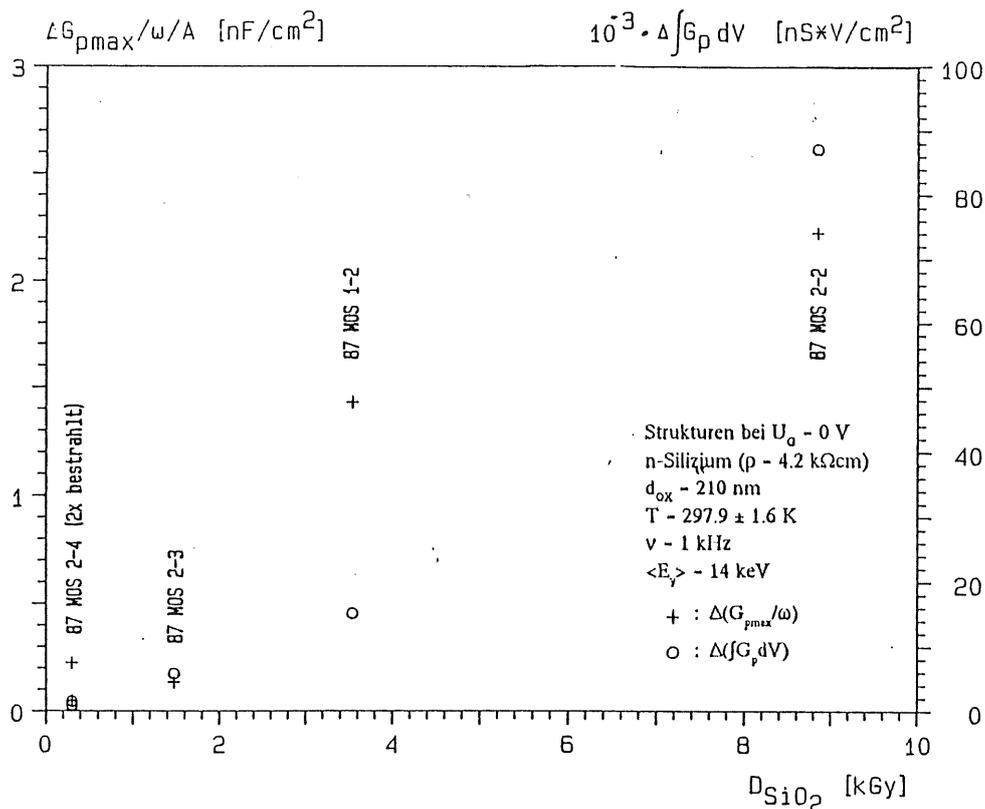


Abb. 5.34: Strahlungsinduzierter Anstieg von  $\int G_p dV$  und  $G_{p,\text{max}}/\omega$  in Abhängigkeit von der im Siliziumdioxid deponierten Dosis  $D_{\text{SiO}_2}$ . Während der Bestrahlungen lag an den Strukturen keine Spannung an ( $U_0 = 0$  V).

sich der Peak erstreckt, analog zur Dehnung und Verschiebung der Kapazitätskennlinien vergrößert hatte. Es hat deshalb auch die Zahl der gefangenen Oxydladungen einen Einfluß auf die Größe von  $\Delta(\int G_p dV)$ .

Mit Hilfe der graphischen Darstellung kann zwar eine Korrelation zwischen  $\Delta(\int G_p dV)$  bzw.  $\Delta(G_{p,max}/\omega)$  und der Dosis  $D_{SiO_2}$  festgestellt werden, aber die Werte steigen nicht linear mit der Strahlenbelastung an. Das ist nicht nur auf eine fehlende Kenntnis einer möglichen Ausheilung zurückführbar. Der maximale Paralleleitwert der Strukturen 87 MOS 2-2, 2-3, 2-4 wächst mit der deponierten Dosis überproportional an, so daß auch die Generationsrate der umladungsfähigen Grenzflächenladungen von der Dosis bzw. der Länge der Bestrahlungszeit abhängt. Die Messungen an der Struktur 87 MOS 2-2 zeigten, daß nach einer Bestrahlungszeit von  $t_{Beirr} = 9000$  s ( $D_{SiO_2} = 8.73$  kGy) der Maximalwert um  $\Delta(G_{p,max}/\omega) = 2.224$  nF/cm<sup>2</sup> angestiegen war, während bei den anderen bestrahlten Strukturen die Zunahme von  $G_{p,max}/\omega$  deutlich schwächer war [87 MOS 2-3:  $\Delta(G_{p,max}/\omega) = 0.137$  nF/cm<sup>2</sup> nach  $t_{Beirr} = 1500$  s ( $D_{SiO_2} = 1.46$  kGy), 87 MOS 2-4:  $\Delta(G_{p,max}/\omega) = 0.048$  nF/cm<sup>2</sup> nach  $t_{Beirr} = 500$  s ( $D_{SiO_2} = 0.29$  kGy, erste Bestrahlung)]. Daraus kann geschlossen werden, daß im Verlauf der Bestrahlungszeit die Interface-Zustände sowohl direkt durch am Si-SiO<sub>2</sub>-Interface freigesetzten Löcher als auch infolge einer Bewegung der Löcher in Richtung auf diese Grenze gebildet werden. Wie in dem nachfolgenden Abschnitt über die Ausheilung noch gezeigt wird, steigt der Paralleleitwert als eine Folge des Löchertransportes durch das Siliziumdioxid im Verlauf der Ausheilungszeit weiter an. Die Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte erfolgt also auch nicht nur unmittelbar während der Bestrahlungszeit (s. S. 5 - 52).

Aus den Werten des maximalen Paralleleitwertes  $G_{p,max}/\omega$  kann die Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  bestimmt werden. Dazu wird vereinfachend angenommen, daß sie kontinuierlich mit konstanter Dichte über die Bandlücke verteilt sind. Nach der Gleichung 2.54 gilt für den Paralleleitwert  $G_p/\omega$ :

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{q \cdot D_{it}}{2 \cdot \omega \tau_{it}} \cdot \ln(1 + \omega^2 \tau_{it}^2) \quad (2.54)$$

Das Maximum von  $G_p/\omega$  tritt bei der Bedingung  $\omega \tau_{it} = 1.98$  ein. Daraus folgt:

$$D_{it} = 2.485 \cdot (G_p/\omega)_{max} / q \quad (5.16)$$

Die Meßwerten  $\Delta(G_p/\omega)_{max}$ , die in Abbildung 5.34 dargestellt sind, ergaben sich für die untersuchten MOS-Strukturen unmittelbar nach deren Bestrahlungen folgende Zunahmen der Grenzflächenzustandsdichte  $\Delta D_{it}$ . Unter Beutzug der aus den Werten der Kennlinienverschiebung im Flachbandpunkt ermittelten Ergebnisse über die Zahl der gefangenen Oxydladungen kann das Verhältnis  $\Delta Q_{it}/Q_{ot}$  bestimmt werden:

87 MOS 1-2:	$\Delta D_{it} = 2.2 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$	$\Delta Q_{it}/\Delta Q_{ot} = 3.42 \cdot 10^{-2}$	$D_{SiO_2} = 3.49 \text{ kGy}$
87 MOS 2-2:	$\Delta D_{it} = 3.5 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$	$\Delta Q_{it}/\Delta Q_{ot} = 8.93 \cdot 10^{-3}$	$D_{SiO_2} = 8.73 \text{ kGy}$
87 MOS 2-3:	$\Delta D_{it} = 2.1 \cdot 10^9 \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$	$\Delta Q_{it}/\Delta Q_{ot} = 3.45 \cdot 10^{-3}$	$D_{SiO_2} = 1.46 \text{ kGy}$
87 MOS 2-4:	$\Delta D_{it} = 7.5 \cdot 10^9 \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$	$\Delta Q_{it}/\Delta Q_{ot} = 8.22 \cdot 10^{-3}$	$D_{SiO_2} = 0.29 \text{ kGy}$ (1. Bestr.)
87 MOS 2-4:	$\Delta D_{it} = 3.5 \cdot 10^9 \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$	$\Delta Q_{it}/\Delta Q_{ot} = 1.34 \cdot 10^{-2}$	$D_{SiO_2} = 0.29 \text{ kGy}$ (2. Bestr.)

Der strahlungsbedingte Zuwachs der Grenzflächenzustände ist relativ gering im Vergleich zur Dichte der gefangenen Oxydladungen. Das Verhältnis  $\Delta Q_{it}/\Delta Q_{ot}$  steigt nicht mit der deponierten Dosis an. Dieses läßt sich auf den dosisabhängigen Verlauf von  $\Delta(G_{p,max}/\omega)$  zurückführen, da die Größen  $\Delta(G_{p,max}/\omega)$  und  $\Delta Q_{it}$  sich um eine für alle MOS-Strukturen konstante Größe unterscheiden (vgl. Gl. 5.16 und 2.35). Erstaunlich ist allerdings, daß der Quotient  $\Delta Q_{it}/\Delta Q_{ot}$  zwischen 0.35 und 1.34 % liegt, abgesehen von dem Ergebnis der Messungen an der Struktur 87 MOS 1-2. Das heißt, der Anteil der an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze getrappten Ladungen ist verglichen mit den in den Bulk-Oxyd-Traps gefangenen Ladungen sehr gering. Auch in diesem Falle ist die unterschiedlichen Ergebnisse, die aus den Messungen der Struktur 87 MOS 2-4 nach den zwei Einzelbestrahlungen ergaben, völlig unklar.

## Bestrahlungseffekte in Abhängigkeit von der Gatterspannung

Ein weiterer Punkt der Untersuchungen von Bestrahlungseffekten ist deren Abhängigkeit von der anliegenden Gatterspannung während der Bestrahlung. Dazu wurden mehrere MOS-Strukturen über einen definierten Zeitraum ( $t_{\text{bestr}} = 3600 \text{ s}$ ) der Röntgenstrahlung ausgesetzt, an denen jeweils eine negative ( $U_G = -8.7 \text{ V}$  bzw.  $U_G = -0.7 \text{ V}$ ) oder eine positive Spannung ( $U_G = +0.7 \text{ V}$ ) anlag. Zur Kontrolle wurde eine MOS-Struktur mit  $U_G = 0 \text{ V}$  bestrahlt.

Trotz der gleichen Strahlenbelastung ( $D_{\text{SiO}_2} = 3.49 \text{ kGy}$ ) zeigen die Auswertungen der C-V- und G-V-Kennlinien unterschiedlich starke Veränderungen im elektrischen Verhalten der MOS-Strukturen. Die nachfolgenden Abbildungen 5.35 und 5.36 dokumentieren den Anstieg der Flachbandspannung und der Spannung bei maximalem Leitwert, die Zunahme der Spannungshysterese am Flachbandpunkt, der Höhe des maximalen Paralleleitwertes und das Anwachsen der Fläche unter dem Leitwert-Peak in Abhängigkeit von der Spannung  $U_G$ .

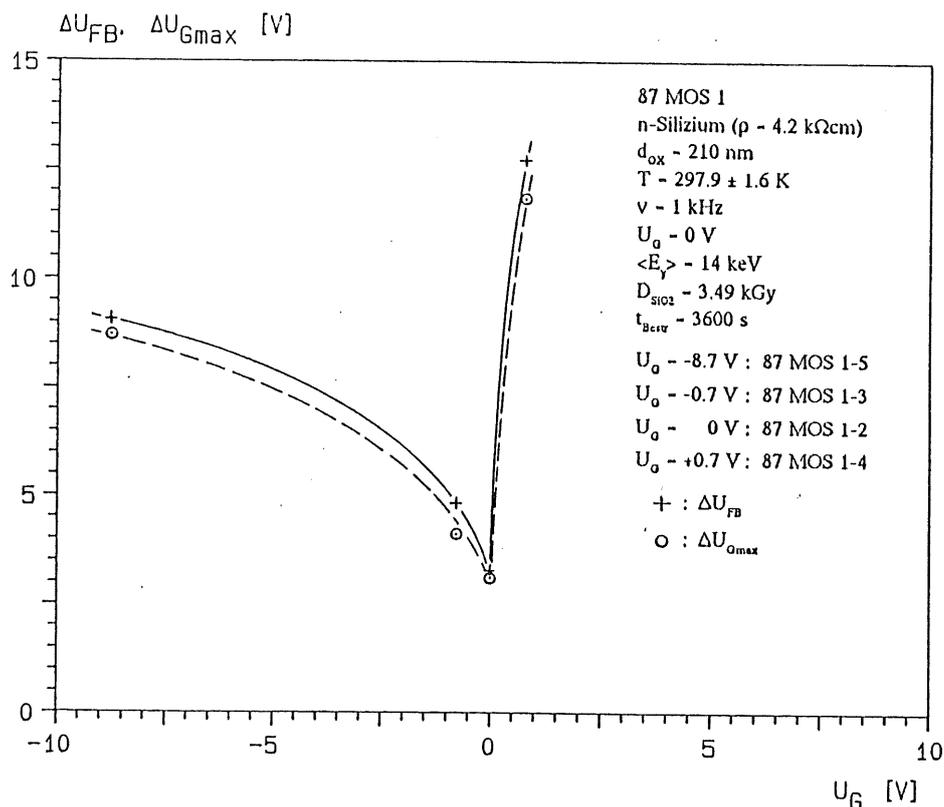


Abb. 5.35: Änderung von  $U_{\text{FB}}$  und  $U_{\text{Gmax}}$  abhängig von der während der Bestrahlung anliegenden Gatterspannung  $U_G$  bei einer identischer Strahlenbelastung

Die Verschiebungen der C-V-Kennlinien im Flachbandpunkt ( $\Delta U_{\text{FB}}$ ) und die der G-V-Charakteristiken bei dem maximalen Paralleleitwert ( $\Delta U_{\text{Gmax}}$ ) sind nicht nur von der Höhe der Gatterspannung  $U_G$  abhängig (Abb. 5.35), sondern auch die Polarität von  $U_G$  ist hier ein bestimmender Parameter für die beobachteten Veränderungen. Bei der positiv vorgespannten Gatterelektrode (hier:  $U_G = +0.7 \text{ V}$ ) sind die ermittelten Werte für  $\Delta U_{\text{FB}}$  und  $\Delta U_{\text{Gmax}}$  etwa dreimal größer als bei der MOS-Struktur mit gleichgroßer negativer Spannung ( $U_G = -0.7 \text{ V}$ ), und die Charakteristiken verschieben sich, gemessen im Flachbandpunkt bzw. beim maximalen Paralleleitwert, umso stärker, je höher die bei der Bestrahlung anliegende Spannung bei gleicher Polarität war. Die MOS-Struktur 87 MOS 1-2 ( $U_G = 0 \text{ V}$ ) weist die geringsten Veränderungen von  $U_{\text{FB}}$  und  $U_{\text{Gmax}}$  auf.

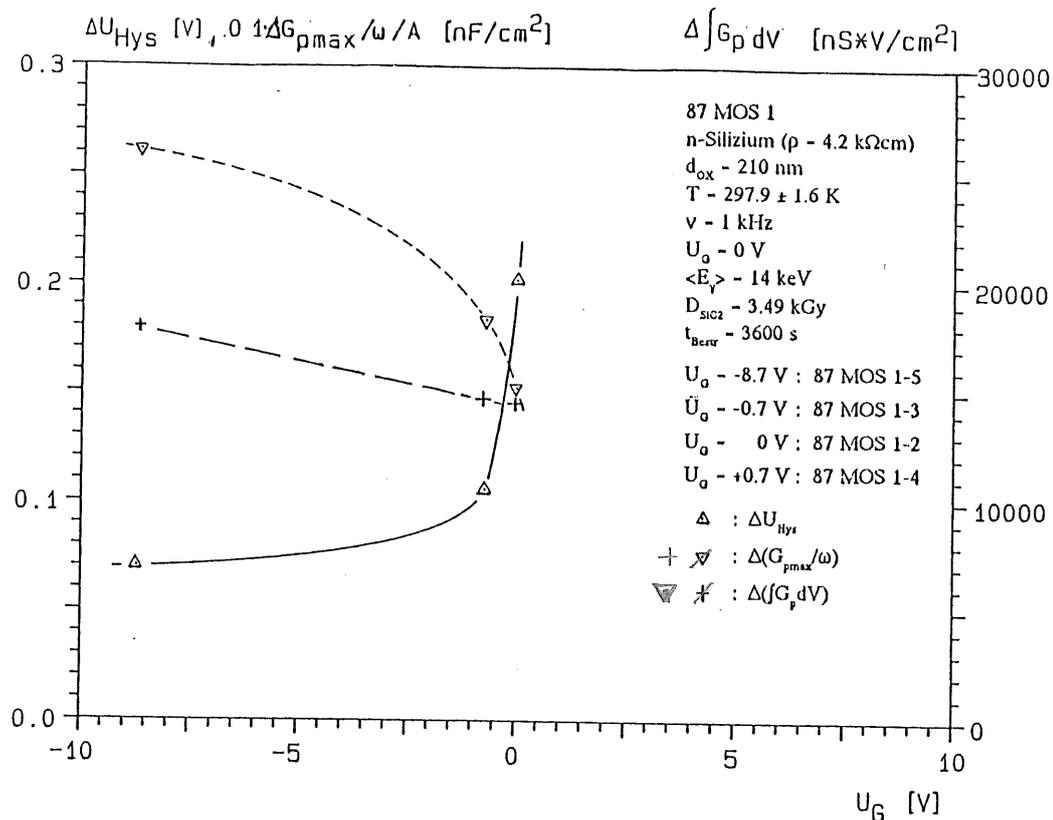


Abb. 5.36: Änderung von  $U_{\text{Hys}}$ ,  $G_{\text{pmax}}$  und  $\int G_{\text{p}} dV$  abhängig von der während der Bestrahlung anliegenden Gatterspannung  $U_{\text{G}}$  bei einer identischer Strahlenbelastung

Die Zunahme des Flächenintegrals  $\int G_{\text{p}} dV$  unter dem Leitwert-Peak (s. Abb. 5.36) zeigt bei negativ vorgepanntem Gatter dieselbe Tendenz wie die Änderung von  $U_{\text{FD}}$  und  $U_{\text{Omax}}$ . Entsprechende Meßwerte für positive Gatterspannung konnten nicht ermittelt werden, da diese MOS-Struktur (87 MOS 1-4) nach der Bestrahlung oberhalb einer Gatterspannung von ca. 9 V keine Messungen zuließ. Aus der Form der C-V-Kennlinie der Struktur 87 MOS 1-4 konnte dennoch abgeschätzt werden, das sich der Flachbandpunkt um mehr als 14 V verschoben haben muß. Die Veränderung des maximalen Paralleleitwertes  $\Delta(G_{\text{pmax}}/\omega)$  ist von der anliegenden Spannung nur schwach abhängig. Die Messung nach der Bestrahlung an der Struktur 87 MOS 1-2 ( $U_{\text{O}} = 0 \text{ V}$ ) zeigt einen Anstieg um  $\Delta(G_{\text{pmax}}/\omega) = 1.384 \text{ nF/cm}^2$ , während bei der Struktur 87 MOS 1-3 ( $U_{\text{O}} = -0.7 \text{ V}$ ) eine Zunahme um  $\Delta(G_{\text{pmax}}/\omega) = 1.539 \text{ nF/cm}^2$  und bei der Struktur 87 MOS 1-5 ( $U_{\text{O}} = -8.7 \text{ V}$ ) nur um  $\Delta(G_{\text{pmax}}/\omega) = 1.737 \text{ nF/cm}^2$  beobachtet wurde.

Die Veränderungen der Hysterese zeigen ein völlig anderes Verhalten. Je negativer die angelegte Spannung  $U_{\text{O}}$  während der Bestrahlung war, desto schwächer ist die Spannungshysterese der hier untersuchten MOS-Strukturen am Flachbandpunkt  $\Delta U_{\text{Hys}}$ . Aus den Werten von  $\Delta U_{\text{Hys}}$  der Strukturen 87 MOS 1-5 und 87 MOS 1-3 kann im Bereich  $U_{\text{O}} < -0.7 \text{ V}$  auf eine schwache Spannungsabhängigkeit des Hystereseeffektes geschlossen werden. Die Differenz der Flachbandspannungen zwischen Aufwärts- und Abwärtsmessung steigt oberhalb von  $U_{\text{O}} = -0.7 \text{ V}$  extrem an. Innerhalb der Spannungsdifferenz von  $\Delta U_{\text{O}} = 0.7 \text{ V}$  ist fast eine Verdopplung von  $\Delta U_{\text{Hys}} = 0.106 \text{ V}$  (87 MOS 1-3) auf  $\Delta U_{\text{Hys}} = 0.202$  (87 MOS 1-2) beobachtbar, während der Vergleich von  $\Delta U_{\text{Hys}}$  bei den Strukturen 87 MOS 1-5 und 87 MOS 1-3 einen geringeren Anstieg der Hysterese über einen größeren Spannungsbereich ( $\Delta U_{\text{O}} = 8 \text{ V}$ ) zeigt [87 MOS 1-5 ( $U_{\text{O}} = -8.7 \text{ V}$ ):  $\Delta U_{\text{Hys}} = 0.070 \text{ V}$ , 87 MOS 1-3 ( $U_{\text{O}} = -0.7 \text{ V}$ ):  $\Delta U_{\text{Hys}} = 0.106 \text{ V}$ ]. Vor den Bestrahlungen war die Spannungshysterese in den C-V-Kennlinien kaum meßbar. Sie betrug bei allen untersuchten MOS-Strukturen im Mittel  $\Delta U_{\text{Hys}} = 1...3 \text{ mV}$ .

Die Ursache für das unterschiedliche Verhalten der MOS-Strukturen bei identischer Strahlenbelastung ist das elektrische Feld, welches im Siliziumdioxid aufgrund der angelegten Gatterspannung  $U_{\text{G}}$  während der Be-

strahlung herrschte. Wie schon im Kapitel 3.3 erwähnt wurde, bewegen sich die durch Strahlung freigesetzten Ladungsträgerpaare unter dem Einfluß des elektrischen Feldes je nach Feldrichtung zur Metall- bzw. Siliziumseite des Oxydes. Die Löcher besitzen eine weitaus geringere Beweglichkeit als die Elektronen. Bei der Bewegung durch das Oxyd werden sie zeitweise in Bulk-Oxyd-Traps eingefangen und wieder freigesetzt, bis sie schließlich die Oxydgrenze erreichen ("hopping-Modell"). Diese eingefangenen Löcher bilden die strahlungsinduzierten positiven Ladungen (gefangene Oxydladungen  $Q_{ot}$ ). An der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze wird ein Teil dieser ankommenden Löcher eingefangen und bildet dort die durch Strahlung induzierten Grenzflächenzustände mit Dichte  $D_{it}$ .

Bei positiver Gatterspannung bewegen sich die Löcher auf die Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze zu, bei negativer zur Gold-SiO<sub>2</sub>-Grenze. Die näher am Silizium vorhandenen Oxydladungen verursachen eine stärkere Akkumulation von Elektronen im Silizium als die an der Metallseite. Das hat zur Folge, daß bei der positiven Gatterspannung der Flachbandfall bei höheren Spannungen eintritt als bei negativer. Diese Vorstellung deckt sich mit den Ergebnissen der Messungen an den bestrahlten Strukturen (s. Abb. 5.35). Damit kann der unterschiedlich starke Anstieg der Flachbandspannung  $U_{FB}$  abhängig von der Polarität der Gatterspannung erklärt werden. Die Spannungsabhängigkeit von  $\Delta U_{FB}$  und  $\Delta U_{Gmax}$  im Bereich negativer Gatterspannungen resultiert aus der Stärke des elektrischen Feldes. Es bewirkt eine schnellere Bewegung der Löcher im Oxyd und damit eine höhere Konzentration von gefangenen Oxydladungen in der Nähe der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze. Die geringere Verschiebung von  $U_{FB}$  und  $U_{Gmax}$  bei  $U_G = 0$  V muß von Rekombinationsverlusten der Elektron-Loch-Paare aufgrund der unzureichenden räumlichen Trennung herrühren. Der mit der Flachbandspannung praktisch identische Anstieg von  $U_{Gmax}$  in Abhängigkeit von  $U_G$  deutet wie bei den Untersuchungen zur Dosisabhängigkeit auf die gemeinsame Ursache (gefangene Oxydladungen) hin.

Der Anstieg des Paralleleitwertes ist auf eine unmittelbare Erhöhung der Grenzflächenzustände während der Bestrahlungszeit zurückzuführen. Die geringe Spannungsabhängigkeit deutet darauf hin, daß das elektrische Feld praktisch keinen Einfluß auf eine Bildung der Interface-Zustände hat. Ihre Dichte  $D_{it}$  läßt sich genau wie im vorhergehenden Abschnitt abschätzen unter der Annahme, daß sich die Zustände kontinuierlich über die Bandlücke verteilt sind. Mit der folgenden Beziehung ergibt sich die Interface-Zustandsdichte  $D_{it}$  aus dem Paralleleitwert-Maximum (s. S. 2 - 23):

$$(G_p/\omega) = \frac{q \cdot D_{it} \cdot \ln(1 + \omega^2 \tau_{it}^2)}{2 \cdot \omega \tau_{it}} \quad (2.54)$$

Im einzelnen liefern die Messungen des maximalen Paralleleitwertes nach den einstündigen Bestrahlungen ( $D_{SiO_2} = 3.49$  kGy) unter Benutzung der Gleichung 5.16 (s. S.5 - 44) folgende Zunahmen der Grenzflächenzustandsdichte:

87 MOS 1-2	( $U_G = 0$ V):	$\Delta(G_{pmax}/\omega) = 1.384$ nF/cm <sup>2</sup>	$\Delta D_{it} = 2.15 \cdot 10^{10}$ eV <sup>-1</sup> ·cm <sup>-2</sup>
87 MOS 1-3	( $U_G = -0.7$ V):	$\Delta(G_{pmax}/\omega) = 1.539$ nF/cm <sup>2</sup>	$\Delta D_{it} = 2.39 \cdot 10^{10}$ eV <sup>-1</sup> ·cm <sup>-2</sup>
87 MOS 1-5	( $U_G = -8.7$ V):	$\Delta(G_{pmax}/\omega) = 1.737$ nF/cm <sup>2</sup>	$\Delta D_{it} = 2.69 \cdot 10^{10}$ eV <sup>-1</sup> ·cm <sup>-2</sup>

Da auch die Spannungshysterese  $\Delta U_{Hys}$  von der Dichte  $D_{it}$  der Grenzflächenzustände abhängt (s. Kap. 2.2, S. 2 - 23) kann die Zunahme um  $\Delta Q_{it}$  am Flachbandpunkt unter der Benutzung folgender Beziehung abgeschätzt werden:

$$\Delta Q_{it} = \Delta U_{Hys} \cdot C_{OX} \quad (2.55)$$

Bei einer homogenen Verteilung dieser Ladungszustände innerhalb der Bandlücke gilt:

$$\Delta Q_{it} = q \cdot \Delta D_{it} \cdot (E_g/2 - q\phi_B - q\psi_s) \quad (2.35)$$

Es ergeben sich folgende Resultate ( $C_{OX} = 15$  nF/cm<sup>2</sup>,  $\phi_B = 0.12$  V,  $\psi_s = 0$ ):

87 MOS 1-2	( $U_G = 0$ V):	$\Delta U_{Hys} = 0.202$ V	$\Delta D_{it} = 4.28 \cdot 10^{10}$ eV <sup>-1</sup> ·cm <sup>-2</sup>
87 MOS 1-3	( $U_G = -0.7$ V):	$\Delta U_{Hys} = 0.106$ V	$\Delta D_{it} = 2.25 \cdot 10^{10}$ eV <sup>-1</sup> ·cm <sup>-2</sup>
87 MOS 1-5	( $U_G = -8.7$ V):	$\Delta U_{Hys} = 0.070$ V	$\Delta D_{it} = 1.48 \cdot 10^{10}$ eV <sup>-1</sup> ·cm <sup>-2</sup>

Die ermittelten Werte für  $\Delta D_{it}$  liegen etwa in der gleichen Größenordnung wie die aus dem Paralleleitwert-

Maximum bestimmten. Jedoch gibt es hier deutliche Unterschiede in der Abhängigkeit von der Gatterspannung, die während der Bestrahlung an den MOS-Strukturen anlag. Die aus dem Maximalwert des Parallelleitwert gewonnenen Ergebnisse sind nur schwach abhängig von  $U_G$ . Da der Energieverlust bei den Umladungsprozesse der Interface-Zustände nicht nur von der Spannung, sondern auch von der Meßfrequenz abhängt, kann davon ausgegangen werden, daß mit den Messungen des Leitwertes die durch Strahlung induzierten Ladungen an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze nicht vollständig erfaßt werden. Die Hysterese ist dagegen stark abhängig von  $U_G$ . Dabei spielt das während der Bestrahlung im Oxyd herrschende elektrische Feld eine entscheidene Rolle für das Schicksal der freigesetzten Löcher, die an die Silizium-Siliziumdioxid-Grenze getrieben werden.

Die Auswertung der C-V-Kennlinien nach Lindner erfolgt durch graphisches Anpassen der gemessenen Charakteristik an eine berechnete, die nach den Gleichungen 2.43 -2.49 (s. S. 2 - 18ff) bestimmt wird. Dabei werden die Ladungen  $Q_m$ ,  $Q_f$ ,  $Q_{ot}$  zu Null angenommen, und mit einer über die Bandlücke konstanten Interface-Ladungsdichte  $D_{it}$  ergibt sich die C-V-Kennlinie. Die Anpassung erfolgt durch weiteres Berechnen neuer Kennlinien mit anderen Werten  $D_{it}$ , bis die berechnete Kennlinie der gemessenen von der Akkumulation bis zur Inversion entspricht. Da die Grenzflächenzustandsdichte die Gestalt der Kapazitäts-Spannungs-Charakteristiken beeinflusst, wird über die Form der Kennlinie zunächst die Größe  $D_{it}$  bestimmt. Aus der Verschiebung der beiden Spannungsachse (der gemessenen und der berechneten) wird die Zahl der Oxydladungen  $Q_{ox} = Q_m + Q_f + Q_{ot}$  ermittelt. Die Bestimmung der Flachbandspannung erfolgt über die Berechnung der zugehörigen Kapazität (Gl. 2.40 + 2.48). Für diese Methode wird ferner angenommen, daß die Grenzflächenzustände nicht mit den Ladungen im Silizium wechselwirken, d. h. sie liefern keinen Beitrag zur Kapazität. Die Nachfolgende Abbildung 2.37 zeigt eine an den berechnete Verlauf angeglichenen, gemessenen C-V-Charakteristik der Struktur 87 MOS 1-2 im bestrahlten Fall. Im Spannungsbereich  $U_G < U_{FB}$  ist durch die Wahl der Größe  $D_{it}$  eine gute Übereinstimmung im Kapazitätsverlauf sichtbar. Im Bereich der Akkumulation kommt es zu Abweichungen, die auf eine Wechselwirkung der Grenzflächenzustände hindeutet.

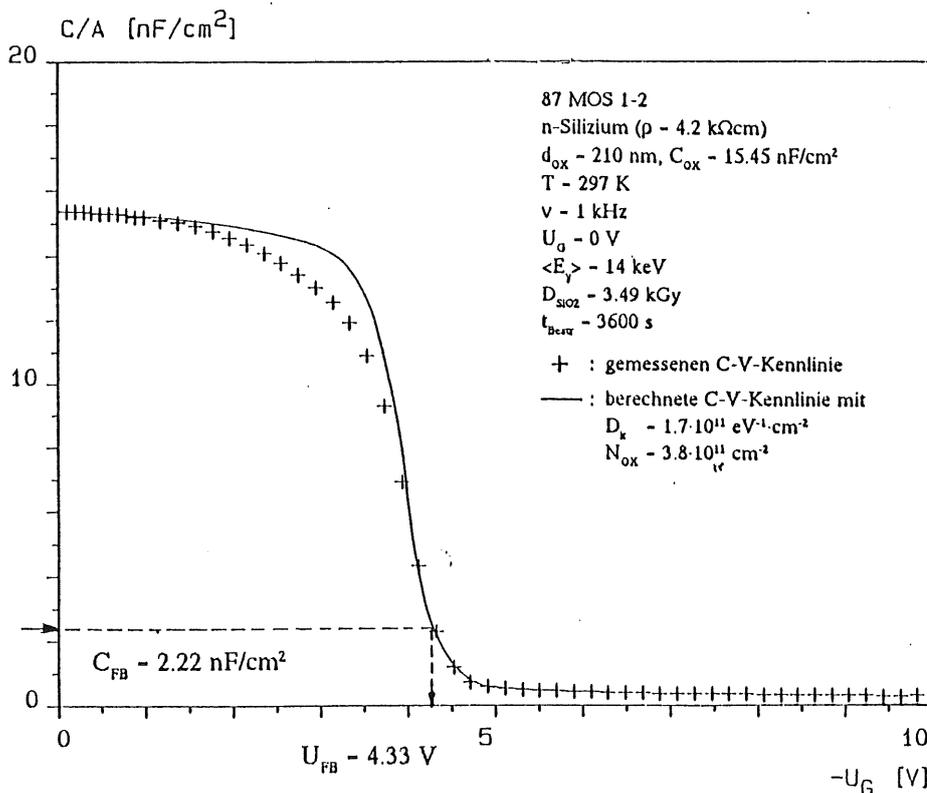


Abb. 5.37: Anpassung der gemessenen Kapazitätskennlinie der Struktur 87 MOS 1-2 nach der Bestrahlung ( $t_{\beta} = 3600$  s) an eine unter Verwendung der Gleichungen 2.43 -2.49 berechneten

Für die Erhöhung der Flachbandspannung durch die Bestrahlungen ergeben sich dieselben Werte für  $\Delta U_{FB}$ , da die Bestimmung der Flachbandkapazität bei den vorangegangenen Auswertungen ebenfalls mit der Gleichung 2.48 erfolgte. Es ergeben sich bei der Bestimmung der Ladungsdichten, die durch Bestrahlungen nach  $t_{Bestr} = 3600$  s ( $D_{SiO_2} = 3.49$  kGy) zu einem veränderten Kennlinienverlauf führten, folgende Resultate:

Struktur	$\Delta D_{it}$ [ $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$ ]	$\Delta N_{ot} = \Delta Q_{ot}/q$ [ $cm^{-2}$ ]	$\Delta U_{FB}$ [V]
87 MOS 1-2 ( $U_G = 0$ V)	$1.6 \cdot 10^{11}$	$2.63 \cdot 10^{11}$	3.461
87 MOS 1-3 ( $U_G = -0.7$ V)	$3.9 \cdot 10^{11}$	$2.04 \cdot 10^{11}$	3.923
87 MOS 1-5 ( $U_G = -8.7$ V)	$5.6 \cdot 10^{11}$	$6.26 \cdot 10^{11}$	9.775

Die Verschiebung der Flachbandspannung resultiert bei diesem Verfahren aus einer Erhöhung der gefangenen Oxydladungen und der Grenzflächenzustände. Die Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  erfolgt allein aus der Gestalt der C-V-Kennlinie, während die Spannungsdifferenz der beiden zur Deckung gebrachten Charakteristiken von der Zahl der Oxydladungen  $Q_{ox}$  abhängig ist. Die Differenz der Oxydladungen vor und nach einer Bestrahlung ergibt die Anzahl der durch die Einwirkung der Röntgenstrahlung produzierten gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$ . Die Dichte der mobilen und ortsfesten Ladungen blieb unverändert. Die Werte von  $\Delta D_{it}$  liegen um etwa eine Größenordnung höher als die aus dem Paralleleitwert-Maximum und der Hysterese. Bei den Hochfrequenzmessungen tragen nur die Grenzflächenzustände zum Leitwert bei, die das anliegende Wechselladungssignal folgen können. Da diese Umladungsprozesse frequenzabhängig sind, wird nur ein Bruchteil dieser Ladungszustände meßtechnisch erfaßt. Die Zunahme der gefangenen Oxydladungen in Abhängigkeit von der Gatterspannung besitzt dieselbe Tendenz wie bei der beobachteten Kennlinienverschiebung im Flachbandpunkt (S. 5 - 45). Mit dieser graphischen Auswertung der C-V-Kennlinien können praktisch alle Fremdladungen, die im Siliziumdioxid existieren, ermittelt, wobei die verschiedenen Ladungstypen zahlenmäßig anders aufgeteilt sind. Diese Methode konnte nur bei den MOS-Strukturen 87 MOS 1-2, 87 MOS 1-3 und 87 MOS 1-5 angewendet werden. Bei den anderen untersuchten Strukturen war eine Anpassung an berechnete C-V-Charakteristiken wegen der erheblichen Nachschädigungen und der aufgetretenen Stufenform nicht möglich.

## Ausheilung der Bestrahlungseffekte

### a) bei Raumtemperatur

Anhand von Messungen, die nach den Bestrahlungen durchgeführt wurden, konnte die Ausheilung der Bestrahlungseffekte beobachtet werden. Sie wurde über einen Zeitraum von über einem Jahr (MOS C-2, MOS C-4) bzw. fast einem Jahr (Strukturen auf den Scheiben 87 MOS 1 und 87 MOS 2) mit Hilfe von C-V- und G-V-Messungen verfolgt. Die untersuchten Strukturen lagerten während dieser Zeit in trockener Luft bei Raumtemperatur ( $T = 293 \dots 296$  K).

Mit wachsenden Zeitabständen von der letzten Bestrahlung glichen sich die C-V-Charakteristiken der bestrahlten MOS-Strukturen an derjenige im unbestrahlten Zustand an. Die Ausheilung zeigt sich in der Rückverschiebung der Kennlinien zu kleineren Spannungen, wobei sich gleichzeitig die Dehnung der Kurve verringert. Kurz nach der Bestrahlung vollzieht sich die Ausheilung sehr schnell, und mit wachsender "Erholungszeit"  $t_{ann}$  wird dieser Prozeß ständig langsamer. Dieses zeitabhängige Verhalten wurde bei allen bestrahlten MOS-Strukturen beobachtet. Die zeitliche Entwicklung der Bestrahlungseffekte wird mit der graphischen Darstellung der Kennlinien der MOS-Struktur MOS C-2 dokumentiert (s. Abb. 5.38). Neben der Kapazitätsscharakteristik im unbestrahlten Fall sind die Kennlinien der Messungen direkt nach der Bestrahlung und nach Zeitspannen von 10 Minuten, 7 Tagen und 22 Tagen abgebildet. Direkt nach der Bestrahlung betrug die Zunahme der Spannung bei Erreichen der mittleren Kapazität  $\Delta U_{C_{mit}} = 14.42$  V (Kurve 2). Nach  $t_{ann} = 10$  min wurde eine Verschiebung der Kennlinie von  $\Delta U_{C_{mit}} = 14.13$  V (Kurve 3), nach  $t_{ann} = 7$  d von  $\Delta U_{C_{mit}} = 4.85$  V (Kurve 4) gemessen, und nach  $t_{ann} = 22$  d war sie auf  $\Delta U_{C_{mit}} = 3.15$  V (Kurve 5) abgesunken. Während die Verschiebung der C-V-Charakteristik nach 22 Tagen um 78.2 % reduziert wurde, hatte die Ausstreckung der

Kennlinie nur wenig zurückgebildet (vgl. Kurven 2 und 5).

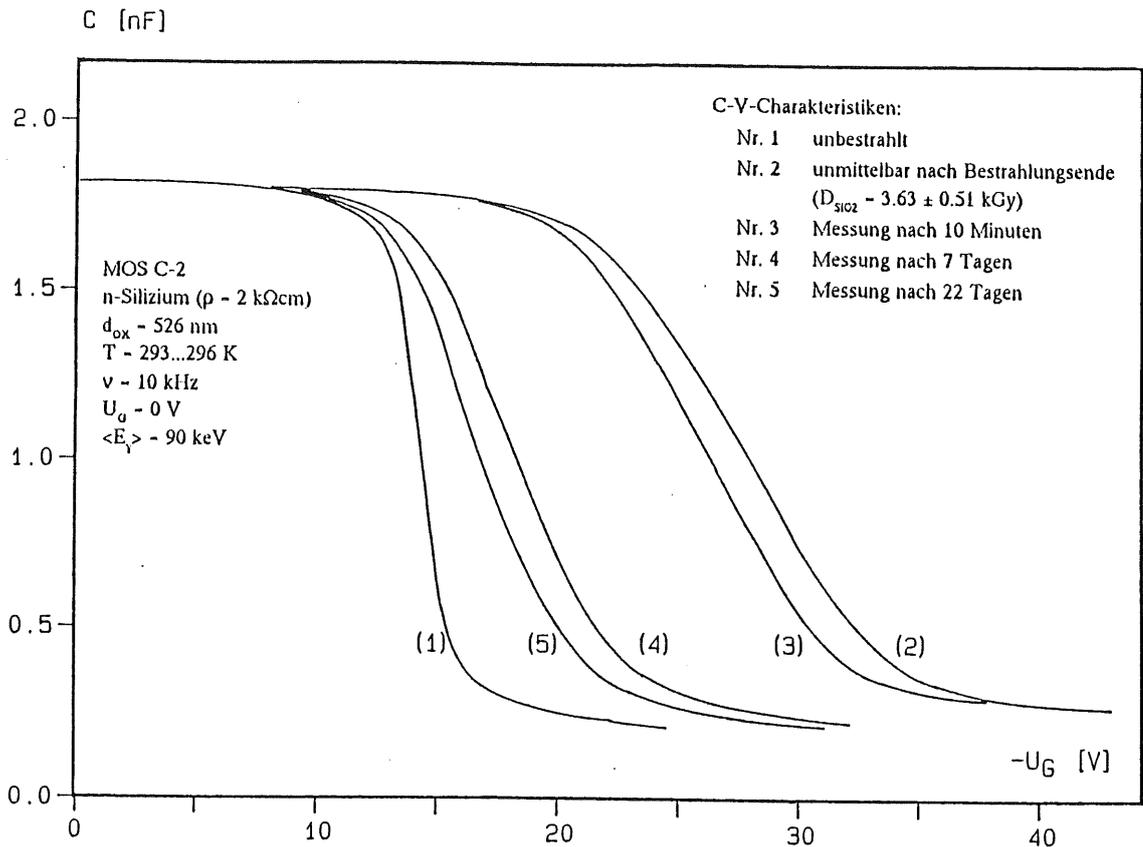


Abb. 5.38: Zeitliche Entwicklung der C-V-Kennlinien der Struktur MOS C-2 nach der letzten Bestrahlung ( $D_{SiO_2} = 3.63 \pm 0.51$  kGy)

Für die Analyse der Selbstaushilung bei Raumtemperatur wurden die Kennlinienverschiebungen an folgende Testfunktion, die eine Summe mehrerer Exponentialfunktionen ist, angepaßt:

$$\Delta U(t) = \sum_1 [A_i \cdot \exp(-t/\tau_i)] \quad (5.17)$$

$\Delta U(t)$  : Restverschiebung der Kennlinie nach einer Zeitspanne t. Es ist die Differenz der Spannung bei einer bestimmten Kapazität bzw. bei Erreichen des maximalen Paralleleitwertes zur Zeit t nach der letzten Bestrahlung abzüglich der Spannung bei demselben Kapazitätswert bzw. beim maximalen Leitwertes im unbestrahlten Zustand einer MOS-Struktur.

$\Delta U(0)$  : Verschiebung der Kennlinie unmittelbar nach dem Bestrahlungsende mit  $\Delta U(0) = \sum_1 A_i$

Der Bruchteil der verbliebenen Restschädigung zur Zeit t errechnet sich aus folgender Beziehung:

$$\frac{\Delta U(t)}{\Delta U(0)} = [\Delta U(0)]^{-1} \cdot \sum_1 [A_i \cdot \exp(-t/\tau_i)] \quad (5.18)$$

Die Langzeitaushilung der Struktur MOS C-2 kann mit folgenden drei Zeitkonstanten und zugehörigen Amplituden beschrieben werden (nach Gl. 5.17 und 5.18), wobei die strahlungsinduzierte Verschiebung und deren Rückbildung anhand der Spannungen bei der mittleren Kapazität  $U_{C_{mlk}}$  analysiert wurde:

$A_1 = 2.61$ V	$\tau_1 = 1.13 \cdot 10^7$ s
$A_2 = 3.61$ V	$\tau_2 = 1.40 \cdot 10^6$ s
$A_3 = 8.03$ V	$\tau_3 = 4.26 \cdot 10^3$ s

Für die Struktur MOS C-4 ergibt diese Anpassung an die obige Testfunktion keine sinnvollen Ergebnisse. Die Messungen zeigen jedoch, daß die Strahlenschädigung in Form der Kennlinienverschiebung sich bei den beiden MOS-Strukturen nach fast einem Jahr ( $t_{\text{min}} \sim 358 \text{ d}$ ) vollständig zurückgebildet hat (s. Abb. 5.39). Die verbliebene Schädigung entspricht zu diesem Zeitpunkt einer Spannungsdifferenz von  $\Delta U_{\text{Cmit}} = 0.15 \text{ V}$  (MOS C-2). Das sind noch etwa 1.04 % der ursprünglichen Verschiebung unmittelbar nach der letzten Bestrahlung von  $\Delta U_{\text{Cmit}}(0) = 14.42 \text{ V}$ . Die nach etwa einem Jahr ( $t = 3.1 \cdot 10^7 \text{ s}$ ) verbliebene Verschiebung der Kapazitäts-Spannungs-Charakteristiken beträgt bei der Struktur MOS C-4 noch  $\Delta U_{\text{Cmit}} = 3.41 \text{ V}$  gegenüber einer ursprünglichen von  $\Delta U_{\text{Cmit}}(0) = 14.42 \text{ V}$ .

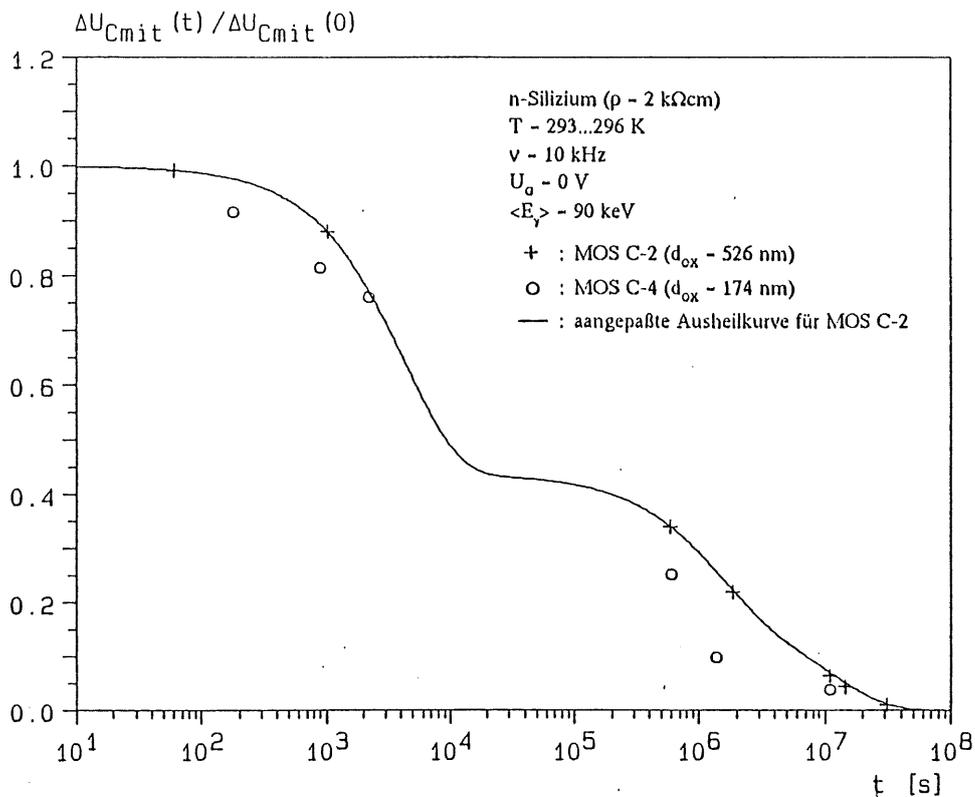


Abb. 5.39: Langzeitausheilung nach der letzten Bestrahlung der Strukturen MOS C-2 und MOS C-4

Bei den mit Röntgenstrahlung bestrahlten MOS-Strukturen wird die Selbstaushilung anhand der Rückverschiebung der Flachbandspannung  $U_{\text{FB}}$  und der Spannung bei maximalen Paralleleitwert  $U_{\text{Gmax}}$  der Strukturen 87 MOS 1-5 und 87 MOS 2-2 analysiert. Die anderen Strukturen konnten nicht benutzt werden, da es wegen des eingangs erwähnten Einflusses der Streustrahlung nachträgliche Schädigungen gab, die bei der Auswertung der Selbstaushilung zu Verfälschungen führte. Es konnten nach Gl. 5.17 und 5.18 drei Zeitkonstanten  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$  mit den entsprechenden Amplituden  $A_1, A_2, A_3$  für die Ausheilentwicklung der Strukturen 87 MOS 1-5 und 87 MOS 2-2 ermittelt werden:

87 MOS 1-5 (während der Bestrahlung  $U_0 = -8.7 \text{ V}$ ):

a) für die Flachbandspannung  $U_{\text{FB}}$ :

$$A_1 = 7.24 \pm 0.04 \text{ V}$$

$$A_2 = 0.40 \pm 0.10 \text{ V}$$

$$A_3 = 1.43 \pm 0.06 \text{ V}$$

$$\tau_1 = 1.16 \cdot 10^8 \pm 1.6 \cdot 10^7 \text{ s}$$

$$\tau_2 = 8.79 \cdot 10^5 \pm 1.0 \cdot 10^5 \text{ s}$$

$$\tau_3 = 8.65 \cdot 10^4 \pm 1.1 \cdot 10^3 \text{ s}$$

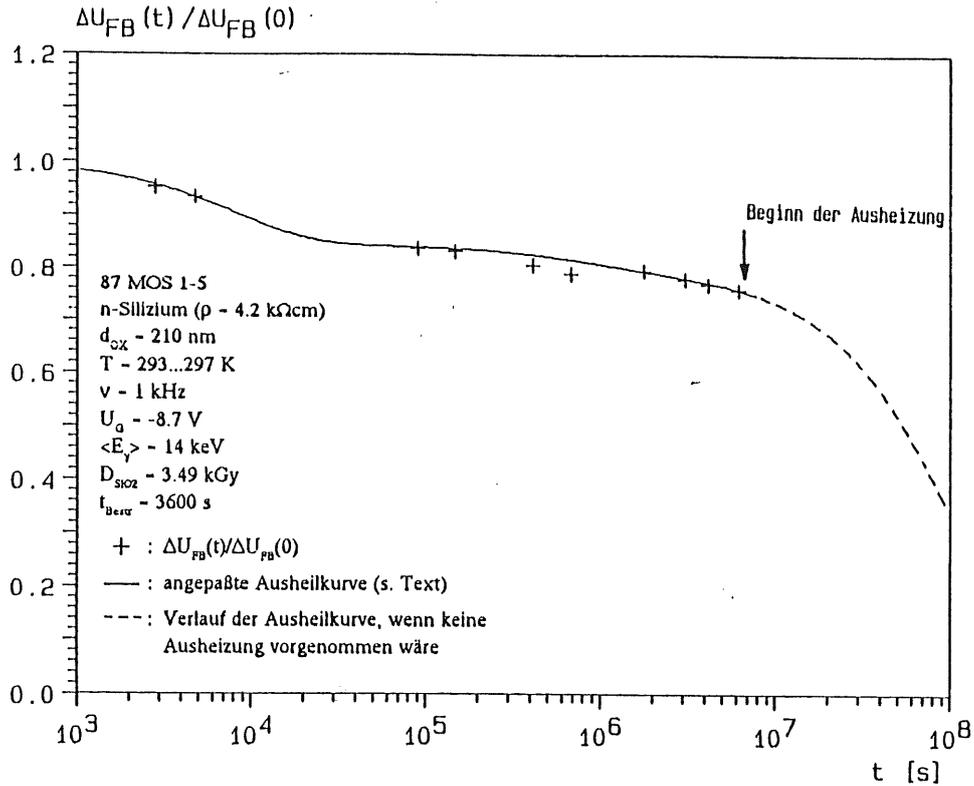


Abb. 5.40: Langzeitausheilung von  $U_{FB}$  der Struktur 87 MOS 1-5 (Angabe der Restverschiebung)

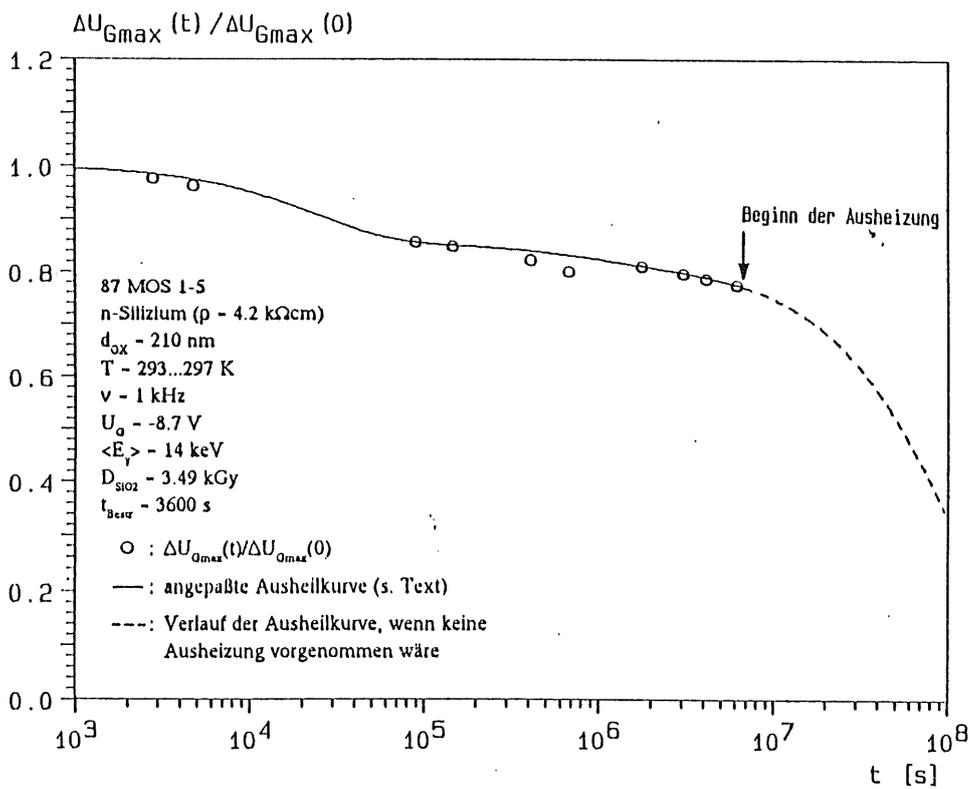


Abb. 5.41: Langzeitausheilung von  $U_{Gmax}$  der Struktur 87 MOS 1-5 (Angabe der Restverschiebung)

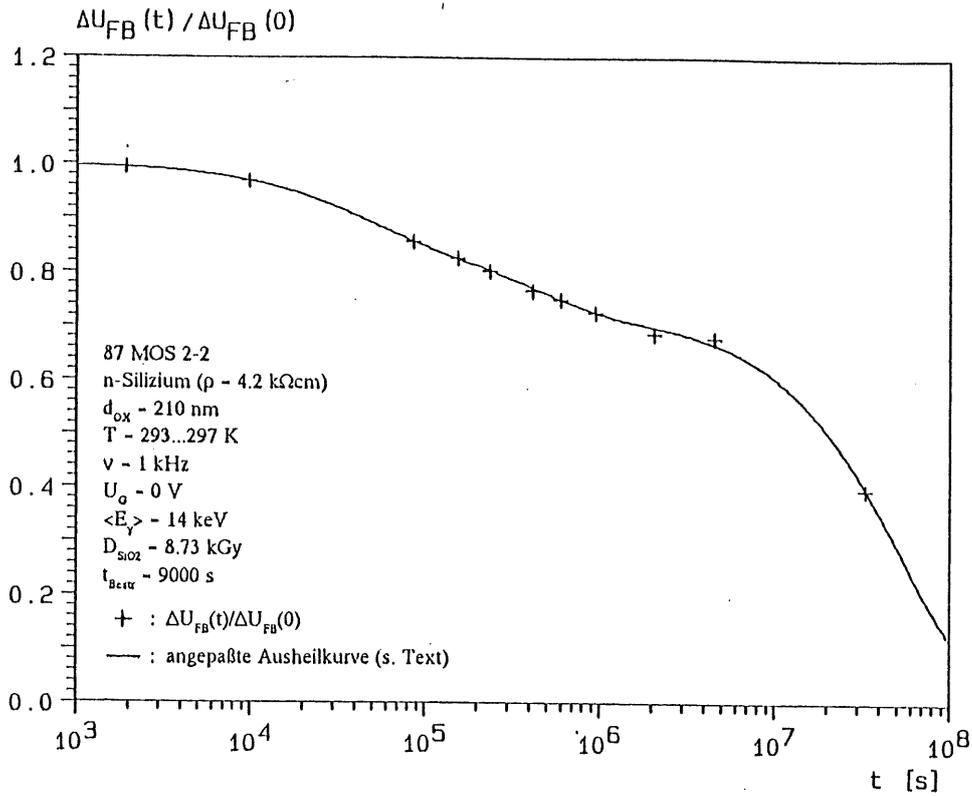


Abb. 5.42: Langzeitausheilung von  $U_{FB}$  der Struktur 87 MOS 2-2 (Angabe der Restverschiebung)

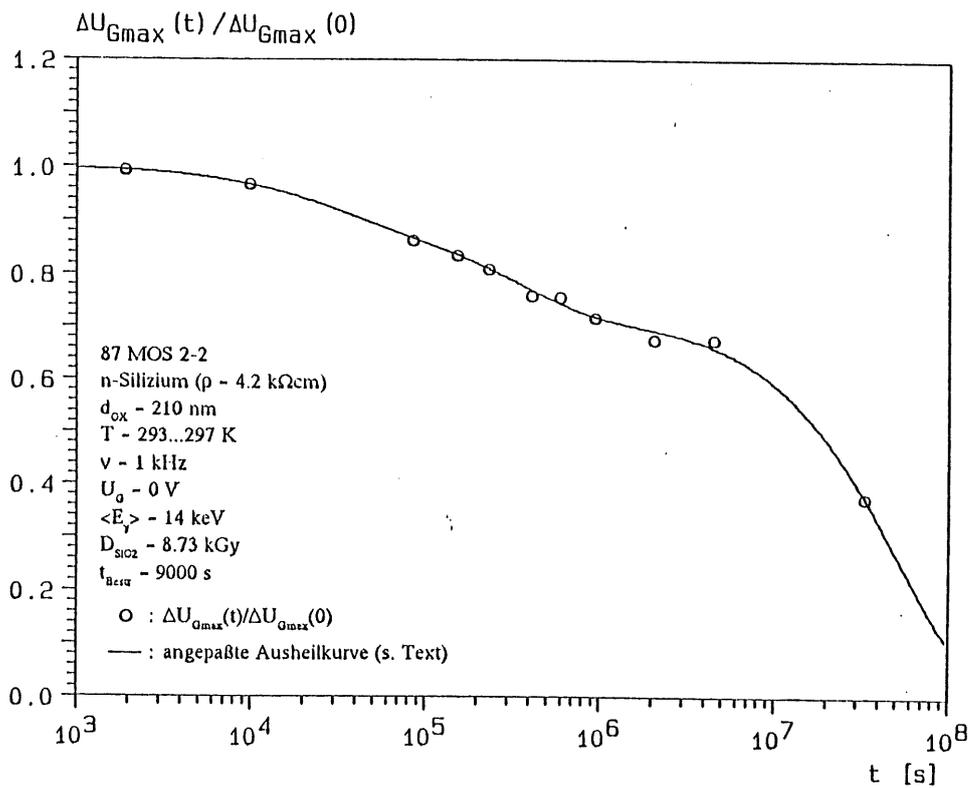


Abb. 5.43: Langzeitausheilung von  $U_{Gmax}$  der Struktur 87 MOS 2-2 (Angabe der Restverschiebung)

b) für die Spannung bei maximalem Paralleleitwert  $U_{G_{max}}$ :

$A_1 - 6.93 \pm 0.05 \text{ V}$	$\tau_1 - 1.13 \cdot 10^8 \pm 1.9 \cdot 10^7 \text{ s}$
$A_2 - 0.33 \pm 0.04 \text{ V}$	$\tau_2 - 9.03 \cdot 10^5 \pm 5.0 \cdot 10^4 \text{ s}$
$A_3 - 1.22 \pm 0.11 \text{ V}$	$\tau_3 - 2.42 \cdot 10^4 \pm 1.2 \cdot 10^3 \text{ s}$

87 MOS 2-2 (während der Bestrahlung  $U_G = 0 \text{ V}$ ):

a) für die Flachbandspannung  $U_{FB}$ :

$A_1 - 14.49 \pm 0.26 \text{ V}$	$\tau_1 - 5.52 \cdot 10^7 \pm 2.9 \cdot 10^6 \text{ s}$
$A_2 - 2.93 \pm 0.19 \text{ V}$	$\tau_2 - 4.07 \cdot 10^5 \pm 2.0 \cdot 10^4 \text{ s}$
$A_2 - 2.61 \pm 0.02 \text{ V}$	$\tau_2 - 4.05 \cdot 10^4 \pm 3.0 \cdot 10^2 \text{ s}$

b) für die Spannung bei maximalem Paralleleitwert  $U_{G_{max}}$ :

$A_1 - 13.52 \pm 0.25 \text{ V}$	$\tau_1 - 6.13 \cdot 10^7 \pm 3.6 \cdot 10^6 \text{ s}$
$A_2 - 3.46 \pm 0.63 \text{ V}$	$\tau_2 - 3.70 \cdot 10^5 \pm 4.6 \cdot 10^4 \text{ s}$
$A_3 - 2.34 \pm 0.44 \text{ V}$	$\tau_3 - 2.30 \cdot 10^4 \pm 2.0 \cdot 10^3 \text{ s}$

Die Ausheilung wurde bei der Struktur 87 MOS 1-5 bis 71 Tagen nach der Bestrahlung verfolgt. Anschließend wurde die Scheibe 87 MOS 1 bei  $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$  gelagert, um thermische Einflüsse zu studieren. Die Restverschiebung der Flachbandspannung betrug vor dem Ausheizen noch etwa 75.7 % der ursprünglichen Verschiebung.

In den Abbildungen 5.40 bis 5.43 sind die zeitlichen Entwicklungen der Restverschiebungen  $\Delta U_{FB}(t)/\Delta U_{FB}(0)$  und  $\Delta U_{G_{max}}(t)/\Delta U_{G_{max}}(0)$  für diese beiden MOS-Strukturen graphisch dargestellt. Die durchgezogene Kurve ist mit den Amplituden  $A_1, A_2, A_3$  und den Zeitkonstanten  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$  berechnet, die Kreuze bzw. Kreise stellen die zur Zeit  $t$  nach der Bestrahlung gemessenen Restschädigungen dar. Die Zeitentwicklungen von  $U_{FB}$  und  $U_{G_{max}}$  sind sehr ähnlich (s. obige Tabelle mit den Amplituden und Zeitkonstanten). Die Verschiebung der beiden Spannungen hat dieselbe Ursache. In den vorigen Abschnitten, in denen die Dosis- und Spannungsabhängigkeit der Bestrahlungseffekte diskutiert wurde, ist schon die Ähnlichkeit des Anstieges von  $U_{FB}$  und  $U_{G_{max}}$  aufgefallen. Das Verhalten der Struktur 87 MOS 2-2 unterscheidet sich von dem der Struktur 87 MOS 1-5 in Bezug auf die Rückverschiebung am Flachbandpunkt. Die möglichen Gründe wären sowohl die an 87 MOS 1-5 angelegte Gatterspannung während der Bestrahlung ( $U_G = -8.7 \text{ V}$ ), während 87 MOS 2-2 ohne Spannung war, als auch die Höhe der deponierte Dosis. Desweiteren kann der Einfluß der Goldelektrode auf die Stärke der Schädigung bei der Ausheilung eine Rolle spielen, da die Stärke der strahlungsinduzierten Kennlinienverschiebung von ihrer Schichtdicke abhängig ist.

Die Ausheilentwicklung der Struktur 87 MOS 2-2 wurde bis  $t = 3.3 \cdot 10^7 \text{ s}$  ( $\approx 383$  Tage) verfolgt. Die Restschädigung ist auf 40 % der ursprünglichen zurückgegangen. Im Gegensatz zur Ausheilung der Schädigungen nach den Synchrotronbestrahlungen vollzieht sich die Ausheilung dieser Bestrahlungseffekte ungleich langsamer (vgl. Zeitkonstanten  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$  von MOS C-2 und 87 MOS 2-2). Die MOS-Strukturen MOS C-2 und MOS C-4 sind ein Jahr nach der letzten Bestrahlung praktisch vollständig ausgeheilt.

Neben der Ausheilung in Form der Kennlinienverschiebungen konnte bei den neueren Strukturen die zeitliche Entwicklung des maximalen Paralleleitwertes  $G_{p,max}$  verfolgt werden (s. Abb. 5.44). Die eingezeichneten Meßpunkte sind auf den Wert von  $\Delta G_{p,max}$  bezogen, der bei der ersten Messung nach der Bestrahlung ermittelt wurde. Dieser sinkt bei der Struktur 87 MOS 2-2 innerhalb der ersten knapp 2 Tagen ( $t = 1.56 \cdot 10^5 \text{ s}$ ) nach der Bestrahlung um etwa 12 % ab und steigt im Verlauf der weiteren Erholungszeit bis zu 10 % über den strahlungsinduzierten Anstieg wieder an, woran sich Schwankungen anschließen. Nach etwa einem Jahr ( $t = 3.3 \cdot 10^7 \text{ s}$ ) ist er schließlich um 15.8 % abgesunken.

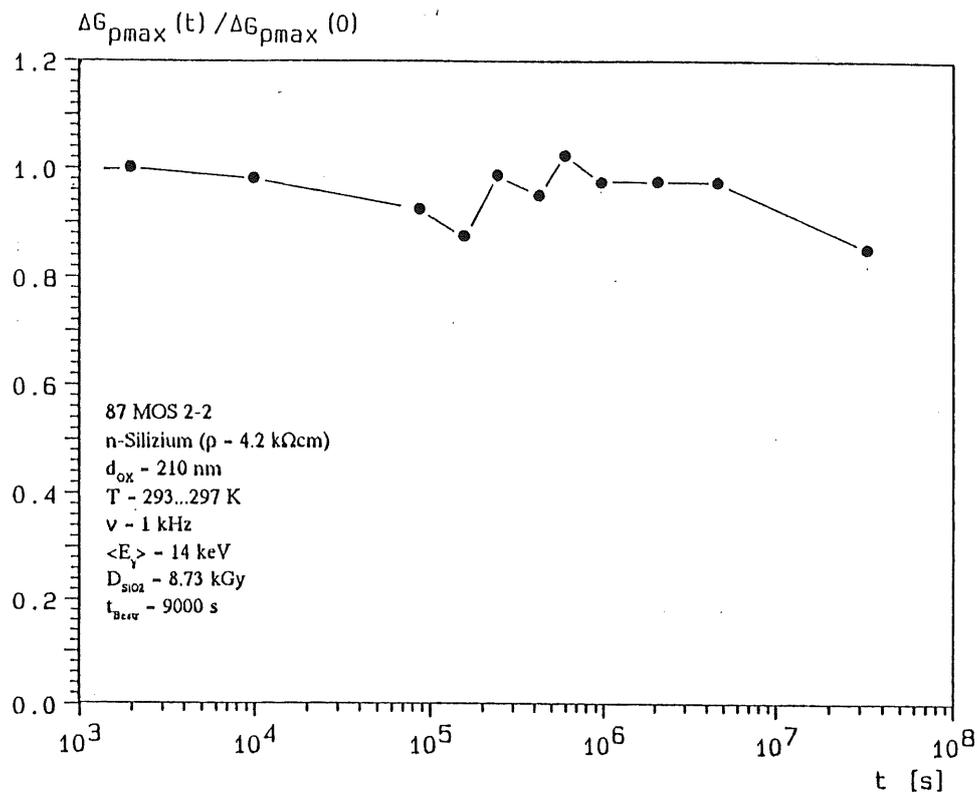


Abb. 5.44: Langzeitausheilung von  $G_{p\max}$  der Struktur 87 MOS 2-2 (Angabe der Restverschiebung)

Das zeitabhängige Verhalten der Strukturen 87 MOS 1-2, 87 MOS 1-3, 87 MOS 1-5 nach der Röntgenbestrahlung wird durch die nachfolgenden Abbildungen 5.45 und 5.46 dargestellt. Die Abbildung 5.45 zeigt die Entwicklung der Kennlinienverschiebung am Flachbandpunkt bis zum Ausheizen. Im Verlauf dieser Zeitspanne ist die Ausheilung bei allen drei Strukturen sehr ähnlich, abgesehen von den schon früher erwähnten Nachschädigungen bei 87 MOS 1-2 und 87 MOS 1-3. Nach 71 Tagen ( $t = 6.2 \cdot 10^6 \text{ s}$ ) betragen die Restverschiebung der C-V-Charakteristiken 79.3 % (87 MOS 1-2), 83.6 % (87 MOS 1-3) und 75.7 % (87 MOS 1-5). Die Entwicklung des maximalen Paralleleitwertes nach den Bestrahlungen dieser MOS-Strukturen wird durch die Abbildung 5.44 dokumentiert. Das Leitwert-Maximum  $G_{p\max}$  nimmt abgesehen von den Schwankungen ständig zu, während, wie oben gesehen, die Kennlinien durch die Abnahme von  $U_{\text{FB}}$  sich zu niedrigeren Spannungen verschieben. Dabei ist eine scheinbare Abhängigkeit des Anstiegs von  $G_{p\max}$  während dieser Ausheilzeit von der bei der Bestrahlung anliegenden Gatterspannung  $U_0$  sichtbar. Den stärksten Anstieg von  $G_{p\max}$  bezogen auf die Messung unmittelbar nach der Bestrahlung ist bei der Struktur 87 MOS 1-2 zu verzeichnen, die mit  $U_0 = 0 \text{ V}$  bestrahlt wurde. Der Paralleleitwert ist bis auf einen Wert von  $G_{p\max}/\omega = 3.86 \text{ nF/cm}^2$  angewachsen gegenüber einem Anstieg von  $G_{p\max}/\omega = 1.24 \text{ nF/cm}^2$  auf  $G_{p\max}/\omega = 3.86 \text{ nF/cm}^2$  durch die Bestrahlung. Der schwächste relative Anstieg von  $G_{p\max}$  ist bei der Struktur 87 MOS 1-5 zu verzeichnen. Sie wurde bei einer Gatterspannung  $U_0 = -8.7 \text{ V}$  bestrahlt. Von diesen drei MOS-Strukturen wurde die 87 MOS 1-2 zuerst bestrahlt, 87 MOS 1-3 war die nächste und 87 MOS 1-5 ist die zuletzt bestrahlte. Deswegen zeigt 87 MOS 1-2 den höchsten Anstieg des Paralleleitwertes, der in den zusätzlich zur eigentlichen Bestrahlung stattgefundenen Nachbestrahlungen (Streustrahlung) seine Ursache hat. Bei der letztbestrahlte Struktur 87 MOS 1-5 ist der Anstieg von  $G_{p\max}/\omega$  am niedrigsten. Bei ihr sind die Veränderungen aufgrund von auftretenden Vorschädigungen bei der Auswertung schon berücksichtigt worden.

Die Ursache der Rückverschiebung der C-V- und G-V-Kennlinien ist auf den Abbau von strahlungsinduzierten Fremdladungen (gefangenen Oxydladungen  $Q_{\text{ox}}$ ) im Siliziumdioxid zurückzuführen. Die in den Bulk-Oxyd-Traps gefangenen Löcherladungen werden freigesetzt und bewegen sich unter dem Einfluß des

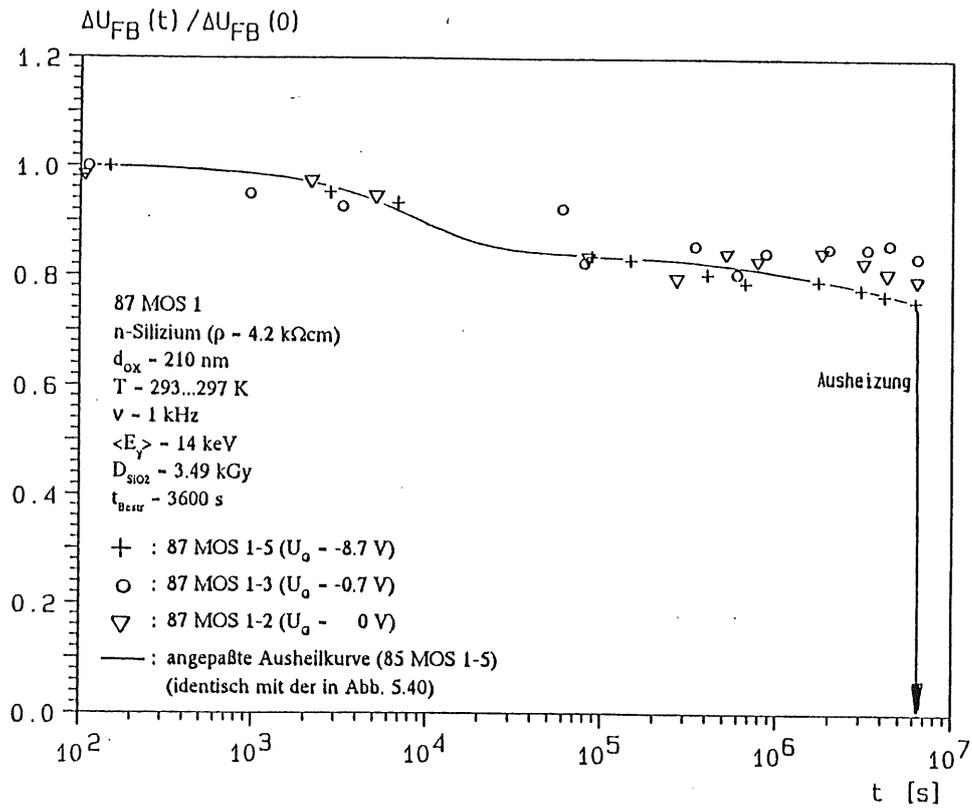


Abb. 5.45: Langzeitentwicklung von  $U_{FB}$  der Strukturen 87 MOS 1-2, 87 MOS 1-3 und 87 MOS 1-5 bis zum Ausheizen (Angabe der Restverschiebung)

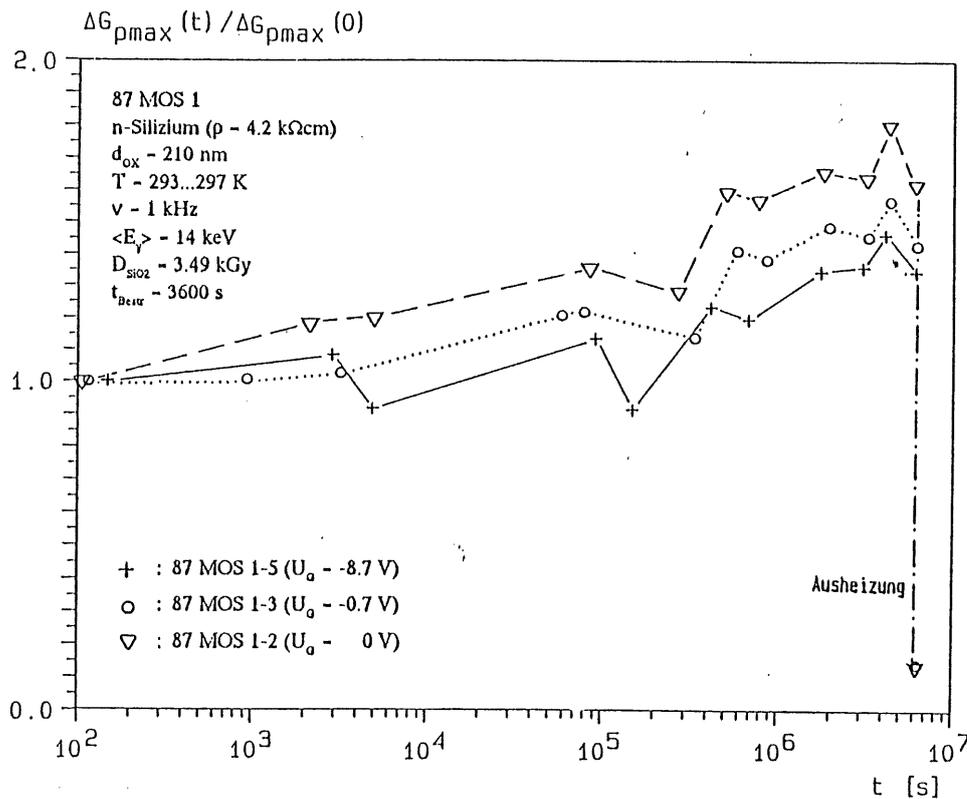


Abb. 5.46: Langzeitentwicklung von  $G_{pmax}$  der Strukturen 87 MOS 1-2, 87 MOS 1-3 und 87 MOS 1-5 bis zum Ausheizen (Angabe der Restverschiebung)

inneren elektrischen Feldes in Richtung auf die Silizium-Siliziumdioxid-Grenze. Das weitere Geschehen der in den Bulk-Oxyd-Traps gefangenen Löchern wird mit dem "hopping"-Modell beschrieben.

Die Einfangzentren für die Löcher werden nicht nur durch die elektromagnetische Strahlung erzeugt (Bulk-Oxyd-Traps), sondern sie sind, wie in Kapitel 2.2 erwähnt, Defekte in der Nähe der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze, die durch den Einfang von Löcherladungen resultierend aus den einfallenden Photonen positiv geladen werden. Diese intrinsischen Traps liegen in der Bandlücke des Siliziumdioxids oberhalb von 4 eV über der SiO<sub>2</sub>-Valenzbandkante [NIC 82]. Dadurch ist ein Abbau der gefangenen Oxydladungen infolge von Löcheremission bei Raumtemperatur nur möglich, wenn die Einfangzentren nahe dieser 4-eV-Grenze liegen. Die aus den Bulk-Oxyd-Traps stammenden Löcher werden in den intrinsischen Einfangstellen dauerhaft gebunden. Mit den C-V- und G-V-Messungen wurde ein langsamer Rückgang der Verschiebung der Flachbandspannung und der Spannung bei maximalem Paralleleitwert beobachtet, der sowohl aus der sehr geringen Beweglichkeit der Löcher im Siliziumdioxid als auch aus der relativ stabilen Bindung derselben in den intrinsischen Traps resultiert. Werden die Löcher aus den intrinsischen Traps wieder freigesetzt, so erfolgt bei Erreichen der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze der Einfang der Löcher durch vorhandene ungeladene Grenzflächenzustände. Gleichzeitig mit der Verringerung der Flachbandspannung bzw. Spannung bei maximalem Paralleleitwert vergrößert sich das Maximum  $G_{p,max}$  der G-V-Kennlinien, das bei einfachen Voraussetzungen über die kontinuierliche Verteilung innerhalb der Bandlücke proportional zur Interface-Zustandsdichte  $D_{it}$  ist.

Bei den Oberflächensperrschichtdetektoren konnte aus der Erhöhung des Oxydstromanteils  $I_{ox}$  auf eine Zunahme der Generations-Rekombinations-Geschwindigkeit  $S$  bzw. der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze des MOS-Randes geschlossen werden. Der Paralleleitwert  $G_p$  der MOS-Strukturen resultiert aus dem Energieverlust bei den Umladungsprozessen der  $D_{it}$ . Das Verhalten des maximalen Paralleleitwerts  $G_{p,max}$  und des Oxydstromes  $I_{ox}$  ist auf eine Veränderung der Dichte derselben Ladungstypen zurückzuführen, die nicht nur unmittelbar durch die elektromagnetische Strahlung erfolgt. Die Zustandsdichte  $D_{it}$  steigt auch noch nach einer Bestrahlung an, und zwar bei gleichzeitiger Abnahme der gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$  (- Rückverschiebung der C-V-Charakteristik).

Die Betrachtung der Graphik 5.38 vermittelt den Eindruck des schnellen Abbau der gefangenen Oxydladungen nach Bestrahlung der Struktur MOS C-2, der bei Vergleich mit den zeitabhängigen Restverschiebungen der Strukturen 87 MOS 1-5 und 87 MOS 2-2 nicht nur von der Dosis abhängt. Die unterschiedliche Ausheilgeschwindigkeit der Kennlinienverschiebungen kann auch von der Art des Oxydes beeinflusst werden. Die Struktur MOS C-2 besitzt feuchtes und die anderen beiden erwähnten trockenes Siliziumdioxid. Über das Schicksal der Grenzflächenladungen kann aus den Messungen der mit Synchrotronstrahlung geschädigten MOS-Strukturen nichts gesagt werden. Sie müssen wie die Untersuchungen der anderen Strukturen (Röntgenstrahlung) zeigen, sehr stabil sein. Weiterhin muß ihre Dichte nach den Bestrahlungen weiter zugenommen haben. Die Dehnung der C-V-Kennlinien von MOS C-2 und MOS C-4 kann nicht unbedingt auf eine erhöhte Dichte von Grenzflächenzuständen zurückgeführt werden, sondern hat vielmehr ihre Ursache in der über die Gatterfläche inhomogenen Bestrahlung. Während die Verschiebung der C-V-Kennlinie sich deutlich zurückbildet, verringert sich die Ausstreckung der Kurve nur unwesentlich, d. h. die verschiedenen stark geschädigten Flächenbereiche heilen wahrscheinlich mit gleicher Geschwindigkeit aus.

## b) Ausheilung bei $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$

Nach einer Lagerung bei Raumtemperatur über einen Zeitraum von 71 Tagen erfolgte die thermische Behandlung der Siliziumscheibe 87 MOS 1 über einen Zeitraum von 2 Stunden bei einer Temperatur von  $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Die nachfolgenden Abbildungen 5.47 und 5.48 zeigen die C-V- und G-V-Kennlinien der MOS-Struktur 87 MOS 1-2,  $U_g = 0 \text{ V}$  während der Bestrahlung) vor und nach der Bestrahlung (Kurve a und b) sowie vor und nach (Kurve c und d) dem Ausheizen. Es zeigen sich deutliche Veränderungen im Vergleich zu den Charakteristiken vor dem Ausheizen. Durch die am Anschluß an das Ausheizen durchgeführten Messungen wurde eine Kennlinienverschiebung bei allen MOS-Strukturen beobachtet, wobei sich die durch die Einwirkung der Röntgenstrahlung verursachten Veränderungen der C-V- und G-V-Charakteristiken zurückbildeten (hier: 87 MOS 1-2, Kurven d in Abb. 5.47 und 5.48), daß ihre Gestalt und ihre Lage praktisch dem unbestrahlten

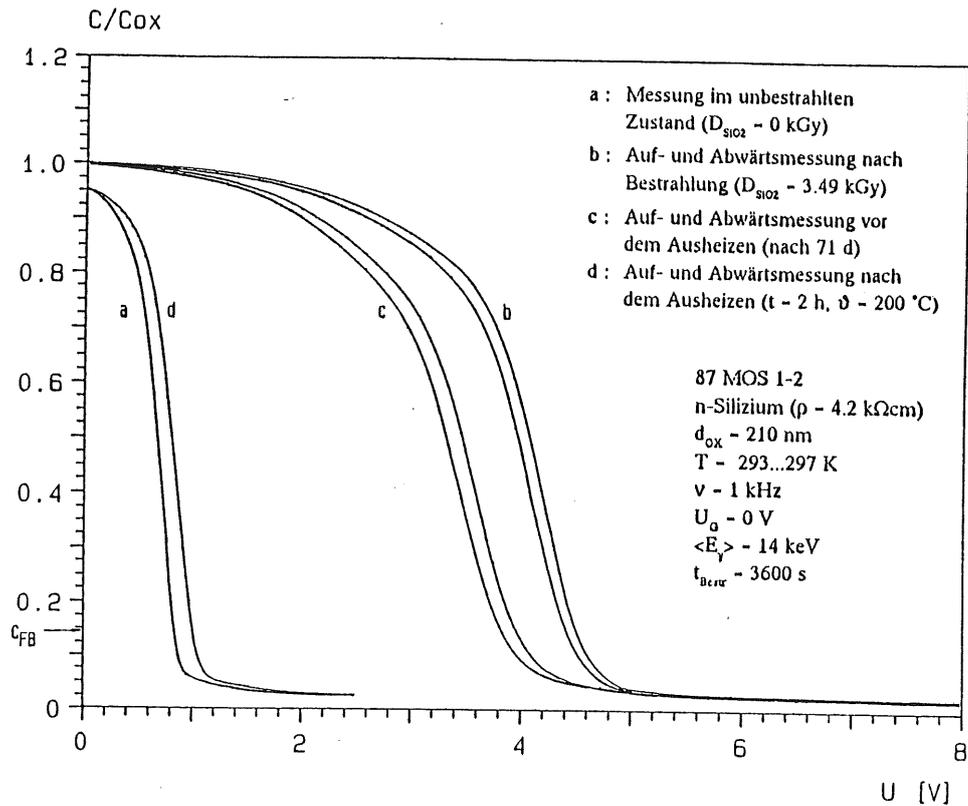


Abb. 5.47: Kennlinien-Entwicklung der Struktur 87 MOS 1-2 vor und nach der Bestrahlung und dem Ausheizen (C-V-Charakteristiken)

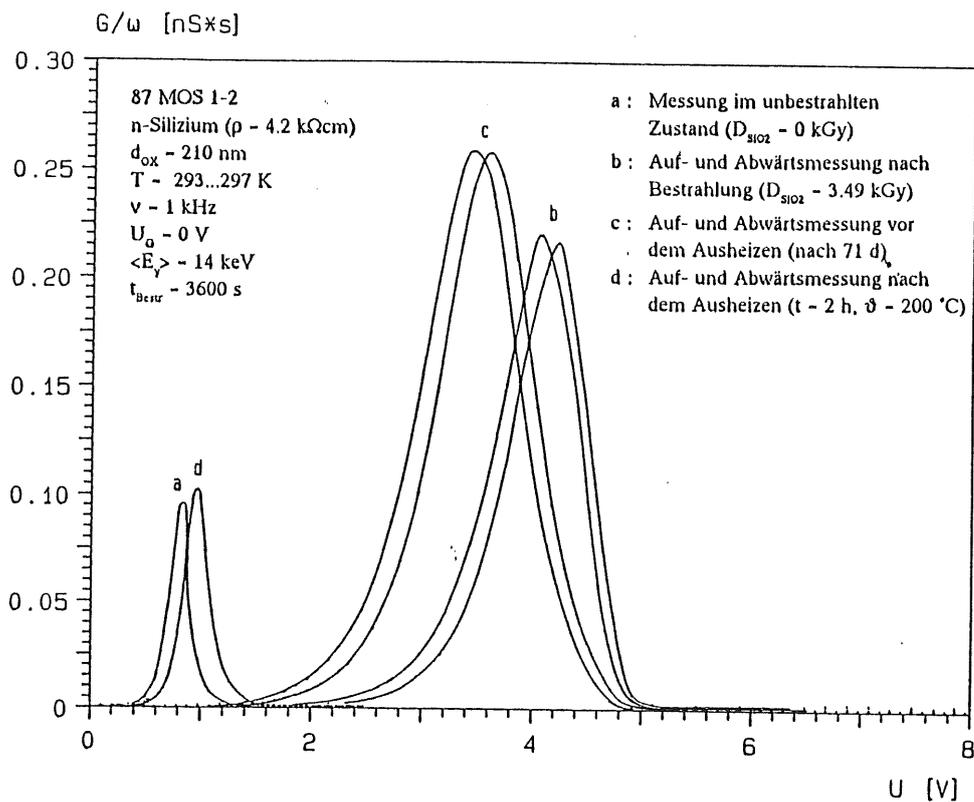


Abb. 5.48: Kennlinienentwicklung der Struktur 87 MOS 1-2 vor und nach der Bestrahlung und dem Ausheizen (G-V-Charakteristiken)

Fall (Kurve a) angeglichen hatten. Sogar die MOS-Struktur 87 MOS 1-4, bei der nach der Einwirkung durch die Röntgenstrahlung keine Kapazitäts- und Leitwertmessungen mehr durchführbar waren, besitzt nur noch eine geringe Restverschiebung im Flachbandpunkt.

Die Entwicklung der Flachbandspannung und des Paralleleitwert-Maximums der Struktur 87 MOS 1-2 sieht wie folgt aus:

vor der Bestrahlung:	$U_{FB} = 0.841 \text{ V}$	$G_{pmax}/\omega = 1.232 \text{ nF/cm}^2$
nach der Bestrahlung ( $t_{ann.} = 1 \text{ min}$ ):	$U_{FB} = 4.509 \text{ V}$	$G_{pmax}/\omega = 2.699 \text{ nF/cm}^2$
vor dem Ausheizen ( $t_{ann.} = 71 \text{ d}$ ):	$U_{FB} = 3.835 \text{ V}$	$G_{pmax}/\omega = 3.543 \text{ nF/cm}^2$
nach dem Ausheizen:	$U_{FB} = 1.006 \text{ V}$	$G_{pmax}/\omega = 1.403 \text{ nF/cm}^2$

Nach 71 Tagen betrug die Restverschiebung der Flachbandspannung  $U_{FB}$  noch etwa 81.6 %. Durch das Ausheizen reduzierte sich die Verschiebung von  $U_{FB}$  auf einen Wert, der ca. 4.5 % des ursprünglichen unmittelbar nach der Bestrahlung entspricht. Das bedeutet, eine Lagerung von 2 Stunden bei einer Temperatur  $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$  bewirkt eine stark forcierte Ausheilung der primären Bestrahlungseffekte. Das gleiche Verhalten ist auch bei der Spannung des maximalen Leitwertes sichtbar. Nach dem Ausheizen beträgt die Restverschiebung nur noch ca. 5 % der ursprünglichen.

Weiterhin hat sich die Spannungshysterese der Kennlinien auf den Wert im unbestrahlten Fall zurückgebildet (87 MOS 1-2):

vor der Bestrahlung :	$\Delta U_{Hys} = 0.004 \text{ V}$
nach dem Ausheizen:	$\Delta U_{Hys} = 0.007 \text{ V}$ .

Im Zeitraum zwischen dem Ende der Bestrahlung und dem Beginn des Ausheizens ist die Spannungshysterese nur von  $\Delta U_{Hys} = 0.205 \text{ V}$  auf  $\Delta U_{Hys} = 0.125 \text{ V}$  abgesunken.

Die Fläche unter dem Leitwert und die Höhe des maximalen Paralleleitwertes sind nach dem Ausheizen kleiner geworden. Während der Lagerung bei Raumtemperatur waren sie noch angewachsen. Hier sei auf die Abbildungen 5.45 und 5.46 verwiesen, die die Entwicklung der Flachbandspannung und des Leitwert-Maximums nach den jeweiligen Bestrahlungen einer Struktur dieser Scheibe bis zur Temperung und die verbliebene Schädigung nach den Ausheizen aufzeigen. Die extremen Ausheileffekte aufgrund der kurzzeitigen Lagerung bei  $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$  sind bei allen bestrahlten MOS-Strukturen beobachtet worden. Die oben genannten Werte, die bei der Struktur 87 MOS 1-2 gemessen wurden, sind stellvertretend für alle ausgeheizten Proben. Dabei spielt es keine Rolle, ob eine Spannung (positiv oder negativ) an der MOS-Struktur während der Bestrahlung anlag oder nicht. Wie bei den anderen MOS-Strukturen sinkt die Flachbandspannung  $U_{FB}$  nach den Bestrahlungen im Verlauf der Ausheilzeit ab. Der Wert von  $G_{pmax}$  sinkt nach dem Ausheizen auf einen Restwert von 12 % bis 15 % ab. Die verbliebene Kennlinienverschiebung am Flachbandpunkt beträgt nur noch zwischen 0.8 % und 5 %.

Durch die thermische Behandlung verschwinden bei allen MOS-Strukturen praktisch alle gefangenen positiven Oxydladungen ( $Q_{ox}$ ) durch Freisetzen von Löcherladungen, und zwar sowohl aus den Bulk-Oxyd-Traps als auch aus den intrinsischen Traps in der Nähe der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze. Die Entladung der intrinsischen Traps ist trotz ihrer Lage in der SiO<sub>2</sub>-Bandlücke ( $E_T > E_v + 4 \text{ eV}$ ) während der Lagerung bei Temperaturen von 150 - 400 °C möglich. Die erforderliche Energie beträgt etwa 0.35 eV [NIC 83]. Im Falle der Bulk-Oxyd-Traps, die die Löcher nur für eine kürzere Zeit als die intrinsischen Traps in sich binden, besitzen die freigesetzten Ladungen eine höhere Beweglichkeit, die in Abhängigkeit von der Temperatur bei Nicollian [NIC 83] mit  $\mu_p = 1.2 \cdot 10^{-2} \cdot \exp(-q/kT)$  angegeben ist. Die Wahrscheinlichkeit für den Einfang in das nächste Bulk-Oxyd-Trap ("hopping"-Modell) ist bei höherer Temperatur geringer. Einmal freigesetzt, springt das Loch nicht in das nächste erreichbare Trap, sondern bewegt sich direkt zur Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze weiter.

Der Rückgang der Spannungshysterese  $\Delta U_{Hys}$  und des maximalen Paralleleitwertes  $(G_p/\omega)_{max}$  auf annähernd den Wert vor den Bestrahlungen bedeutet einen fast vollständigen Abbau der durch Strahlung produzierten Interface-Zustände an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze innerhalb kürzester Zeit. Die Bestrahlungseffekte hervorgerufen durch den Anstieg der Grenzflächenzustände  $D_{it}$  heilen in demselben Temperaturbereich wie die durch die gefangenen Oxydladungen resultierenden aus.

## 6 Zusammenfassung

Die Untersuchungen der Oberflächensperrschichtdetektoren und MOS-Strukturen nach den Bestrahlungen mit Photonen der mittleren Energien von  $\langle E_\gamma \rangle = 14$  keV (Röntgenstrahlung) und  $\langle E_\gamma \rangle = 90$  keV (Synchrotronstrahlung) ergaben zusammenfassend betrachtet folgende grundlegende Ergebnisse:

1. Es können Strahlenschäden im Grundmaterial (n-Silizium) der untersuchten Detektoren und MOS-Strukturen ausgeschlossen werden. Dies zeigen die Kapazitätsmessungen der zentralbestrahlten Detektoren im Spannungsbereich, der sich bis über die Spannung für vollständige Verarmung  $U_{\text{Depl}}$  erstreckt. Es wurde festgestellt, daß sich  $U_{\text{Depl}}$  selbst bei hohen Strahlenbelastungen nicht verändert. Daher kann eine Veränderung der Donatorenkonzentration des Siliziums ausgeschlossen werden. Eine Vorabüberlegung über die Bildung von Punktdefekten im Siliziumkristall zeigte, daß das Auftreten von Kristallschäden durch Röntgenstrahlung erst ab einer Mindestenergie von  $\langle E_\gamma \rangle = 256$  keV möglich sei. Diese wird weit unterschritten. Selbst im hochenergetischen Bereich der benutzten Synchrotronstrahlung ist die Intensität so gering, daß während der Bestrahlungen einzelne Frenkeldefekte nicht gebildet werden. Die Untersuchungen beschränkten sich deshalb auf Veränderungen in den Grenzbereichen Gold-Silizium und Randpassivierung-Silizium.
2. Beim zentralbestrahlten Detektor 85 BV 6 zeigte die Strom-Spannungs-Messungen eine mit der Strahlenbelastung korrelierte Zunahme des Sperrstromes. Die Gesamtbestrahlungszeit betrug  $t_{\text{Bestr}} = 750$  s, entsprechend einer Zahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma = 1.56 \cdot 10^{16}$   $\gamma$  der mittleren Energie von  $\langle E_\gamma \rangle = 90$  keV. Nur mit der Angabe der auftreffenden Photonen  $N_\gamma$  konnte ein Vergleich mit den Veränderungen des randbestrahlten Detektor ermöglicht werden, da die Dosimetrie nur zu Werten der absorbierten Strahlungsenergie pro Masseneinheit im Silizium führte. Durch die Art der Bestrahlung konnte der beobachtete Stromanstieg auf eine Zunahme des Barrierenstromanteils  $I_{\text{SB}}$  reduziert werden. Dieser ist auf eine Absenkung der Potentialbarriere um  $\Delta\phi_{\text{bn}}$  am Metall-Halbleiter-Kontakt zurückführbar. Es wurde, abgesehen von der additiven Konstanten  $\Delta\phi_{\text{bn}} = 44.67$  mV bei  $N_\gamma = 0$ , ein linearer Zusammenhang zwischen  $\Delta\phi_{\text{bn}}$  und der Zahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma$  mit  $\langle \Delta\phi_{\text{bn}}/N_\gamma \rangle = (2.10 \pm 0.05) \cdot 10^{-15}$  mV/ $\gamma$  gefunden. Die additive Konstante ist auf einen systematischen Fehler in der Wahl der ursprünglichen Barrierenhöhe zurückzuführen.

Die Kapazitäts-Spannungs-Messungen im unteren Spannungsbereich zeigten ebenfalls eine Absenkung der Barrierenhöhe, die sich in den Kennlinien als Verringerung der "Diffusionspannung"  $U_{\text{bi}}$  äußerte. Die Absenkung der Barrierenhöhe ist direkt proportional zu der Zahl der auftreffenden Photonen mit einer Steigung von  $\langle \Delta\phi_{\text{bn}}/N_\gamma \rangle = (3.18 \pm 0.92) \cdot 10^{-15}$  mV/ $\gamma$ . Diese Veränderungen im Strom-Spannungs-Verhalten und im Kapazitäts-Spannungs-Verhalten des zentralbestrahlten Detektors, die auf eine Absenkung der Barrierenhöhe  $\phi_{\text{bn}}$  bzw. der "Diffusionspannung"  $U_{\text{bi}}$  zurückführbar ist, können einerseits durch die Erhöhung der Oberflächenzustandsdichte  $D_{\text{ss}}$  und andererseits durch eine Erhöhung der Energie  $\phi_0$  erklärt werden. Da sich beide Größen unabhängig voneinander durch die Bestrahlungen verändern und somit eine Absenkung von  $\phi_{\text{bn}}$  und  $U_{\text{bi}}$  nach sich ziehen, kann nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden, welche den größeren Einfluß auf die Verringerung der Potentialbarriere hat. Es kann nicht geklärt werden, welche Einfluß die Synchrotronstrahlung auf die Ladungsverhältnisse im Bereich der Barriere hat, die zur Absenkung von  $\phi_{\text{bn}}$  führt.

Weiterhin wurde an Hand von C-V-Messungen beobachtet, daß die Absenkung der "Diffusionspannung" sich nach kurzer Zeit ( $t_{\text{ann}} = 12$  h) vollständig zurückgebildet hatte. Bei den Sperrströmen wurde ebenfalls ein zeitabhängiges Verhalten nach den einzelnen Bestrahlungen beobachtet. Da der Strom nach wenigen Minuten auf einen konstanten Wert abgesunken war, ist die Ursache für dieses Verhalten der Einfluß der Temperatur, die während der Bestrahlungen anstieg und danach wieder absank. Die Wiederholungsmessungen zeigten bei den Sperrströmen keine Anzeichen für eine Ausheilung, da fast immer der Sperrstrom im unteren Spannungsbereich bis  $U_D = 10$  V höher lag als bei der ersten Messung nach der jeweiligen Bestrahlung.

3. Die direkten Bestrahlungen des Epoxydrandes beim Detektor 85 BV 8 führten zu einem Sperrstromanstieg, der bei einer vergleichbaren Strahlenbelastung etwa 7.5-mal höher lag als beim zentralbestrahlten Detektor die Zunahme des Barrierenstromes  $I_{\text{SB}}$ . Die Gesamtbestrahlungszeit betrug  $t_{\text{Bestr}} = 3474$  s, entsprechend einer Zahl der auftreffenden Photonen  $N_\gamma = 5.36 \cdot 10^{16}$   $\gamma$ . Aufgrund der weitestgehenden Ausblendung des Metall-Halbleiter-Kontaktes wurde diese Veränderung des Sperrstromes auf einen Anstieg des Randgenerationsstromes  $I_{\text{R}}$  reduziert. Er wächst linear mit der Zahl der auftreffenden Photonen an. Die mittlere Steigung kann mit  $\langle \Delta I_{\text{R}}/N_\gamma \rangle = (2.85 \pm 0.05) \cdot 10^{-14}$  nA/ $\gamma$  angegeben werden. Daraus resultiert eine Erhöhung der Generations-Rekombinations-Geschwindigkeit  $S$ . Durch die Einwirkung der Synchrotronstrahlung werden La-

dungsträger-Generationszentren an der Epoxydharz-Silizium-Grenze gebildet, die zu dem im Vergleich zur Zentralbestrahlung zu einem stärkeren Stromanstieg führen.

4. Bei den oxydpassivierten Detektoren 87 BV 2 und 87 BV 4 konnte eine strahlungsbedingte Veränderung des Metall-Halbleiter-Kontaktes in Bezug auf die Absenkung des Potentialwalls nicht nachgewiesen werden. Der Barrierenstrom  $I_{SB}$  war nach den Bestrahlungen ( $t_{bestr} = 13200$  s,  $D_{SiO_2} = 6.09$  kGy) mit Photonen der mittleren Energie von  $\langle E_\gamma \rangle = 14$  keV konstant geblieben. Im Unterschied zu den epoxydpassivierten Detektoren erfolgten die Bestrahlungen der oxydpassivierten im Vakuum. Die Veränderungen der Barrierenhöhe kann also mit einem Einfluß der Umgebungsatmosphäre zusammenhängen, da durch die hochenergetische Synchrotronstrahlung die Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle in der Luft aufgespalten werden. Es entstehen neue Verbindungen wie Ozon und Stickoxyde, die die Ladungsverhältnisse am Gold-Silizium-Kontakt beeinflussen. Da jedoch keine Bestrahlungen mit der Synchrotronstrahlung im Vakuum stattfanden, ist die Ursache für die Beeinflussung des Metall-Halbleiter-Kontaktes nicht eindeutig aufklärbar.

Die einzigen meßbaren Bestrahlungseffekte der oxydpassivierten Detektoren resultieren allein durch die Schädigung der aus dem Siliziumdioxid bestehenden Randpassivierung. Bei den Untersuchungen der C-V-Charakteristiken konnte eine stärkere Verschiebung zu höheren Spannungen beobachtet werden als bei den mit Synchrotronstrahlung bestrahlten Detektoren. Einen Hinweis auf die Bestrahlung des Detektorrandes gaben die verstärkten Stromanstiege  $\Delta I_{ox}$  in den I-V-Kennlinien. Die Blendengeometrie vor diesen Detektoren wurde so groß gewählt, daß der Oxydrand unbestrahlt bleiben sollte. Die auftretende Streustrahlung konnte mit Hilfe der Messungen an den bestrahlten MOS-Strukturen zu 13.1 % der primären Intensität abgeschätzt werden.

5. Die untersuchten MOS-Strukturen reagieren im Gegensatz zu den Oberflächensperrschichtdetektoren wesentlich empfindlicher auf die einfallende elektromagnetischer Strahlung im Röntgenbereich. Der Dosisbereich erstreckte sich von  $D_{SiO_2} = 0.29$  kGy bis  $D_{SiO_2} = 8.73$  kGy. Es wurden deutliche Veränderungen des elektrischen Verhaltens in Kapazität und Leitwert festgestellt. Diese strahlungsbedingten Veränderungen werden durch ein Anwachsen der schon vor den Bestrahlungen vorhandenen Grenzflächenzustände  $D_{it}$  an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze und durch Bildung von positiv geladenen gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$  hervorgerufen. Diese Ladungen verursachen eine verstärkte Akkumulation von Majoritätsladungsträger (Elektronen) im Silizium an der Grenze zum Siliziumdioxid, die sich in einer Verschiebung der C-V- und G-V-Kennlinien zu negativeren Gatterspannungen bemerkbar macht. Durch die Wechselwirkung der Grenzflächenladungen mit den Elektronen des Siliziums werden die Kennlinien zusätzlich gedehnt. Die Verschiebungen der Kennlinien im Flachbandpunkt und beim maximalen Paralleleitwert sind direkt proportional zur absorbierten Dosis  $D_{SiO_2}$ . Sie können mit  $\langle \Delta U_{FB} / D_{SiO_2} \rangle = 2.32 \pm 0.36$  V/kGy bzw.  $\langle \Delta U_{Gmax} / D_{SiO_2} \rangle = 2.23 \pm 0.37$  V/kGy angegeben werden, wobei diese Ähnlichkeiten auf dieselben Ursachen der Verschiebungen hindeutet. Eine Vergrößerung des maximalen Paralleleitwertes  $G_{pmax}$  wurde nach den Bestrahlungen ebenfalls festgestellt. Es konnte aber kein einfacher Zusammenhang mit der Dosis bestimmt werden. Mit dem gefundenen Zusammenhang zwischen der Erhöhung der Flachbandspannung und der Dosis ergab sich ein Verhältnis zwischen gefangenen Oxydladungen und durch die Strahlung generierten Ladungen, welches mit  $\langle Q_{ot} / Q_{gen} \rangle = 1.22$  % angegeben werden konnte. Bei früheren Untersuchungen an MOS-Strukturen mit trockenem Oxyd  $d_{ox} = 155$  nm konnte ein Verhältnis der getrappten Löcher zu der Zahl der freigesetzten mit 9...12 % bestimmt werden, wobei dieses Verhältnis stark von den Prozeßschritten bei Herstellung der MOS-Strukturen abhängt [RIN 84]. Unter Verwendung der Leitwertmessungen ergab sich ferner aus dem Maximum  $G_{pmax}$  eine Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$ , die im Verhältnis zu den Ladungen  $Q_{ot}$  sehr gering ist ( $\langle Q_{it} / Q_{ot} \rangle = 0.35...1.34$  %). Eine Abhängigkeit mit der Oxiddicke konnte nicht festgestellt werden, da einerseits alle an der Röntgenröhre bestrahlten MOS-Strukturen dieselbe Oxyddicke hatten und andererseits die Strukturen MOS C-2 und MOS C-4 an der Synchrotronstrahlungsquelle nicht homogen bestrahlt wurden. Die über die Gatterfläche ungleichmäßige Bestrahlung hatte zur Folge, daß eine detaillierte Auswertung der Bestrahlungseffekte nicht möglich war.

6. Nach den Bestrahlungen der MOS-Strukturen mit anliegender Gatterspannung  $U_G$  (positiv oder negativ) konnte der Einfluß des elektrischen Feldes auf die freigesetzten Löcher und auch auf die gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$  sichtbar gemacht werden. Bei positiv vorgespannter Goldelektrode werden erheblich mehr Löcherladungen in die Nähe der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze getrieben, die zum größten Teil auf ihrem Weg durchs Siliziumdioxid eingefangen werden und so die gefangenen Oxydladungen bilden. Nachgewiesen wurde dies durch die erhöhte Verschiebung der Kapazitäts- und Leitwertskennlinien als bei den Strukturen ohne Gatterspan-

nung. Durch die während der Bestrahlungen anliegende Gatterspannung wurde die Dichte der Grenzflächenladungen nur wenig beeinflusst, während die Spannungshysterese, welche nach den Modellvorstellungen von Warfield & Heiman [WAR 65] durch eine räumliche Verteilung der Grenzflächenladungen interpretiert wird, erhebliche Veränderungen in Abhängigkeit von  $U_g$  zeigte. Je positiver die angelegte Gatterspannung während der Bestrahlung war, desto stärker war der Anstieg der Spannungshysterese, die vor den Bestrahlungen kaum sichtbar war.

7. Die Ausheilung der untersuchten Bestrahlungseffekte zeigt, daß die Schädigungen der höherenergetischen Synchrotronstrahlung innerhalb eines Jahres völlig verschwunden ist, während die der niederenergetischen Röntgenstrahlung sich bis auf eine Restschädigung von ca. 40 % zurückgebildet haben. Diese langsame Ausheilung wird durch die intrinsischen Traps bestimmt, die aufgrund ihrer energetischen Lage innerhalb der Bandlücke des Siliziumdioxides die Freisetzung von eingefangenen Löchern fast unwahrscheinlich werden läßt. Eine forcierte Ausheilung, wie sie bei einer kurzzeitigen Lagerung ( $t = 2$  h) bei einer Temperatur von  $\vartheta = 200$  °C beobachtet wurde, weist ebenfalls auf eine Ursache der Bestrahlungseffekte durch eine Zunahme der Grenzflächenzustände  $D_{it}$  und der gefangenen Oxydladungen  $Q_{ot}$  hin. Nach Schmitz & Young [SCH 83] werden diese Zustände bei einer Temperatur von  $\vartheta = 400$  °C vollständig entladen, so daß die Kennlinien nach diesem Ausheilschritt denen der im unbestrahlten Fall entsprechen. Nach Nicollian & Brews [NIC 82] ist sogar die komplette Ausheilung nach einer 5minütigen Lagerung bei  $\vartheta = 300$  °C vollzogen worden. Während der Behandlung der bestrahlten MOS-Strukturen bei  $\vartheta = 200$  °C ist die Beweglichkeit der Löcher im Siliziumdioxid größer, so daß die aus den Bulk-Oxyd-Traps freigesetzten Ladungen direkt zur Si-SiO<sub>2</sub>-Grenze wandern und im Falle der intrinsischen Traps ebenfalls eine Freisetzung von Löcherladungen erfolgt.

8. 7. Bemerkenswert ist der Einfluß der Goldelektrode auf die Stärke der Strahlenschädigung. Diese Beobachtung ergab sich aus einer Abschätzung nach den Bestrahlungen der MOS-Strukturen mit unterschiedlich dicken Goldelektroden. Die Flachbandspannung  $U_{FB}$  und der Spannung bei maximalen Leitwert  $U_{G_{max}}$  ist davon abhängig, welche Schichtdicke das aufgedampfte Gold vor dem Siliziumdioxid hat. Diese Abhängigkeit gilt auch für die Höhe des Maximalleitwertes  $G_{p_{max}}$  und dem Flächenintegral unter dem Leitwert-Peak  $\int G_p dV$ . Die Flachbandspannung, die Spannung bei maximalen Leitwert und das Flächenintegral wachsen bei den Strukturen stärker an, je dicker die Goldelektrode ist. Der Anstieg von  $G_{p_{max}}$  ist dagegen schwächer.

Die Strahlenschäden der untersuchten Oberflächensperrschichtdetektoren bestehen im wesentlichen in der Veränderung des elektrischen Verhaltens resultierend von der Randpassivierung. Die Gold-Silizium-Grenze wird durch die Röntgenstrahlung nur geringfügig beeinflusst, das dahinterliegende Silizium wegen der zu geringen Energie überhaupt nicht. Nach kurzer Erholungszeit hatten sich die Veränderungen am Gold-Silizium-Übergang so weit zurückgebildet, daß sie keinen Einfluß mehr auf die Funktionstüchtigkeit der bestrahlten Detektoren haben. Dagegen wurden bei den MOS-Strukturen drastische Veränderungen im elektrischen Verhalten durch den Einfluß der Röntgenstrahlung sichtbar, die allerdings nach einer Lagerung bei der Temperatur von 200 °C innerhalb von 2 Stunden so weit ausheilten, daß sie als unbestrahlt angesehen werden konnten.

Für den Einsatz von oxydpassivierten Oberflächensperrschichtdetektoren im Plug-Kalorimeter ist deshalb zu erwarten, daß es nur zu einer Beeinträchtigung der Funktionsweise der verwendeten Detektoren durch die auftretende Synchrotronstrahlung wegen der Empfindlichkeit des Oxydrandes kommen wird, wie die Untersuchungen an den isolierten MOS-Strukturen zeigten. Es muß berücksichtigt werden, daß die im Kalorimeter einzusetzenden Detektoren einen flächenmäßig größeren Gold-Silizium-Übergang besitzen als die bei diesen Untersuchungen verwendeten bei gleicher Randstärke, so daß das Verhältnis Detektorfläche zu Randfläche bei den großflächigen Detektoren günstiger ist, und der Einfluß des Oxydrandes auf das Verhalten des Detektors an Gewicht verliert. Ein Funktionsausfall der Detektoren durch die einfallenden Photonen wird wegen des "strahlungsunempfindlichen" Metall-Halbleiter-Kontaktes nicht eintreten. Für die Synchrotronstrahlung, die beim Einlenken der Elektronen mit einer Energie von  $E_e = 35$  GeV und einer Stromstärke von  $I = 60$  mA in den Wechselwirkungspunkt abgestrahlt wird, wurde eine kritische Energie von  $E_{crit} = 70$  keV und einen Photonenfluß von  $dN_\gamma/dt = 10^{18}$   $\gamma/s$  mit einer höheren Energie als  $E_\gamma = 20$  keV abgeschätzt, was etwa der mittleren Energie der verwendeten Röntgenstrahlung entspricht. Darüberhinaus wird eine direkte Bestrahlung des Kalorimeters sowohl durch vorhandene Kollimatoren als auch durch die geometrischen Verhältnisse verhindert. In zwei Metern Entfernung vom Abstrahlungspunkt wird ein Photonenfluß von nur  $dN_\gamma/dt = 10^8$   $\gamma/s$  vorausgesagt [H1C 86].

## 7 Anhang

### 7.1 Übersicht über die charakteristischen Werte der Oberflächensperrschichtdetektoren

#### Oberflächensperrschichtdetektoren mit Epoxydpassivierung (Bestrahlungen am Röntgenteststand)

Name	85 BV 6	85 BV 8
Substrat	n-Silizium	n-Silizium
Dotierung	Phosphor	Phosphor
Orientierung	/111/	/111/
$\rho$ [ $k\Omega\text{cm}$ ]	2	2
$d_{\text{Si}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	246.8	141.7
Frontelektrode	Gold	Gold
$\varnothing$ [cm]	ca. 1.6	ca. 1.6
$\rho \cdot d_{\text{Au}}$ [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	40	40
Rückelektrode	Aluminium	Aluminium
$\varnothing$ [cm]	ca. 1.6	ca. 1.6
$\rho \cdot d_{\text{Al}}$ [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	40	40

#### Oberflächensperrschichtdetektoren mit Siliziumdioxidpassivierung (Bestrahlungen an der Röntgenröhre)

Name	87 BV 2	87 BV 4
Substrat	n-Silizium	n-Silizium
Dotierung	Phosphor	Phosphor
Orientierung	/111/	/111/
$\rho$ [ $k\Omega\text{cm}$ ]	4.2 (3 - 6)	4.2 (3 - 6)
$d_{\text{Si}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	394.5	393.9
thermisches Oxyd	trocken	trocken
$d_{\text{OX}}$ [nm]	210	210
Frontelektrode	Gold	Gold
A [ $\text{cm}^2$ ]	0.71	0.76
$\rho \cdot d_{\text{Au}}$ [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	40	40
Rückelektrode	Aluminium	Aluminium
$\varnothing$ [cm]	1.0	1.0
$\rho \cdot d_{\text{Al}}$ [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	100	100

## 7.2 Übersicht über die charakteristischen Werte der MOS-Strukturen

### MOS-Strukturen (Bestrahlungen am Röntgenteststand)

Name	MOS C-2	MOS C-4
Substrat	n-Silizium	n-Silizium
Dotierung	Phosphor	Phosphor
Orientierung	/111/	/111/
$\rho$ [k $\Omega$ cm]	2	2
$d_{Si}$ [ $\mu$ m]	290	290
thermisches Oxyd	feucht	trocken
$d_{Ox}$ [nm]	524	176
Gatterelektrode	Gold (Guardring)	Gold (Guardring)
$\varnothing$ [cm]	0.6 (Zentrum)	0.6 (Zentrum)
$\rho \cdot d_{Au}$ [ $\mu$ g/cm <sup>2</sup> ]	40	40
Rückerlektrode	Aluminium	Aluminium
$\varnothing$ [cm]	ca. 1.6	ca. 1.6
$\rho \cdot d_{Al}$ [ $\mu$ g/cm <sup>2</sup> ]	40	40

### MOS-Strukturen (Bestrahlungen an der Röntgenröhre)

Name	87 MOS 1	87 MOS 2
Substrat	n-Silizium	n-Silizium
Dotierung	Phosphor	Phosphor
Orientierung	/111/	/111/
$\rho$ [k $\Omega$ cm]	4.2 (3 - 6)	4.2 (3 - 6)
$d_{Si}$ [ $\mu$ m]	394.5	393.9
thermisches Oxyd	trocken	trocken
$d_{Ox}$ [nm]	210	210
Gatterelektrode	Gold	Gold
A [cm <sup>2</sup> ]	0.074 (oval)	0.074 (oval)
$\rho \cdot d_{Au}$ [ $\mu$ g/cm <sup>2</sup> ]	40	100
Rückerlektrode	Aluminium	Aluminium
$\varnothing$ [cm]	1.4	1.4
$\rho \cdot d_{Al}$ [ $\mu$ g/cm <sup>2</sup> ]	100	100

## 8 Verzeichnis der verwendeten Literatur

- [ALO 80] M. Alonso & E. J. Finn: "Fundamental University Physics (Part II: Fields and Waves)"  
11. Edition, Addison-Wesley Publishing Company, 1980
- [BAR 85] W. Bartel: "Head-on Collision Geometry for HERA Experiments"  
Discussion Meeting on HERA Experiments (October 1-3, 1984 in Genova)  
DESY/HERA 85/01, Hamburg, Januar 1985
- [BER 68] G. Bertolini & A. Coche: "Semiconductor Detectors"  
North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1968
- [BLO 57] M. A. Blochin: "Physik der Röntgenstrahlen"  
2. Auflage, VEB Verlag Technik, Berlin 1957
- [BOR 87] M. Bormann, E. Fretwurst, G. Lindström, U. Pein, V. Riech, H. C. Schleyer & H. Weiß: "Beam Tests with Large Area Silicon Sandwich Calorimeters for Electron Energies between 1 and 6 GeV"  
Nuclear Instruments & Methods Vol. A257, pp. 479 - 487, 1987
- [BOR 88] M. Bormann: "Entwicklung und Test zweier mit Silizium-Detektoren instrumentierter Prototyp-Kalorimeter zum Nachweis hochenergetischer Elektronen"  
Diplomarbeit, Hamburg 1988
- [COB] R. S. Cobbold: "Theory and Applications of Field-Effect-Transistors"  
Wiley-Interscience, New York, pp. 222
- [DEA 66] G. Dearnley & D. C. Northrop: "Semiconductor Counters for Nuclear Radiation"  
2nd Edition, E. F. & N. Spon Limited, London 1966
- [DEA 67] B. E. Deal, M. Sklar, A. S. Grove & E. H. Snow: "Characteristics of the Surface-State Charges ( $Q_{ss}$ ) of Thermally Oxidized Silicon"  
Journal of the Electrochemical Society Vol. 114, pp. 226, 1967
- [DIN 82] "Bestimmung des Dotierungsprofils von einkristallinem Halbleitermaterial mit der Kapazitäts-Spannungs-Methode und Quecksilberkontakt" (DIN 50439)  
DIN Deutsches Institut für Normung e. V., Berlin Oktober 1982
- [FRA 69] M. Frank & W. Stolz: "Festkörperdosimetrie ionisierender Strahlung"  
Verlag Chemie, Weinheim / Bergstr. 1969
- [GEI 33] H. Geiger & K. Scheel (Hrsg.): "Röntgenstrahlen" im Handbuch der Physik Band 23/2  
Springer Verlag, Berlin 1933
- [GOB 74] G. W. Gobeli & F. G. Allan: "Photoelectric Properties of Cleaved GaAs, GaSb, InAs, and InSb, Comparison with Si and Ge"  
Physical Review Vol. 137, 1974
- [GÖT 73] A. Götzberger & M. Schulz: "Fundamentals of MOS Technology"  
Festkörperprobleme XIII, pp. 309 -336, 1973
- [GRU 71] R. Grube: "Untersuchungen der Strahlenschädigung an Oberflächensperrschichtdetektoren durch niederenergetische Protonen"  
Diplomarbeit, Hamburg 1971
- [HEI 65] F. P. Heiman & G. Warfield: "The Effect of Oxide Traps on the MOS Capacitance"  
IEEE Transactions on Electron Devices Vol. 12, pp. 167 - 178, April 1965

- [HER 89] H. Herdan: "Untersuchungen von Strahlenschädigungen an Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren durch 14.1-MeV-Neutronen"  
Diplomarbeit, Hamburg 1989
- [H1C 86] H1-Collaboration: "Technical Proposal for the H1-Detektor"  
Hamburg März 1986
- [JAC 82] J. D. Jackson: "Klassische Elektrodynamik"  
2. Auflage, Verlag Walter de Gruyter, Berlin 1982
- [KIR 74] P. S. Kirejew: "Physik der Halbleiter"  
Akademie-Verlag, Berlin 1974
- [KOC 77] E. E. Koch & C. Kunz: "Synchrotronstrahlung bei DESY"  
Hamburg 1977
- [LIN 62] R. Lindner: "Semiconductor Surface Varactor"  
Bell System Technical Journal Vol. 41, pp. 803 - 831, 1962
- [LIN 87] G. Lindström, E. Fretwurst & V. Riech: "Technical Progress Report for the Development of the Plug-Calorimeter"  
I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Hamburg 1987
- [LUD 56] G. W. Ludwig & R. L. Watters: "Drift and Conductivity Mobility in Silicon"  
Physical Review Vol. 101, pp. 1699 - 1701, 1956
- [MAR 73] P. Marmier: "Kernphysik I"  
7. Auflage, Verlag der Fachvereine an der ETH, Zürich 1973
- [NAG 85] J. Nagel: "Untersuchungen an oxidpassivierten Oberflächensperrschicht-Detektoren mit Mosaikkonfiguration"  
Diplomarbeit, Hamburg 1985
- [NEU 66] H. Neuert: "Kernphysikalische Meßmethoden"  
Verlag G. Braun, Karlsruhe 1966
- [NIC 67] E. H. Nicollian & A. Götzberger: "The Si-SiO<sub>2</sub>-Interface - Electrical Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique"  
Bell System Technical Journal Vol. 46, pp. 1055 - 1133, 1967
- [NIC 82] E. H. Nicollian & J. R. Brews: "MOS (Metal Oxide Semiconductor) - Physics and Technology"  
J. Wiley & Sons, New York 1982
- [PAG 72] L. Pages, E. Bertel, H. Joffre & L. Sklavenitis: "Energy Loss, Range, and Bremsstrahlung Yield for 10 keV to 100 MeV Electrons in Various Elements and Chemical Compounds"  
Atomic Data Tables Vol. 4, pp. 1 - 127, 1972
- [PET 85] I. Petr & O. Gilar: "Irradiation of MOS Transistors and Resulting Transport Processes in SiO<sub>2</sub>"  
phys. stat. soli. (a) Vol. 89, pp. 703 - 708, 1985
- [RIN 85] H. Ringel, M. Knoll, D. Bräunig & W. R. Fahrner: "Charges in Metal- Oxide-Semiconductor Samples of Various Technologies Induced by <sup>60</sup>Co- $\gamma$ - and X-Ray Quanta"  
Journal of Applied Physics Vol. 57, pp. 393 - 399, 1985
- [ROL 89] M. Rollwagen: "Strahlenschädigung von Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren mit 21-MeV-Protonen"  
Diplomarbeit, Hamburg 1989

- [SAH 57] C. T. Sah, R. N. Noyce & W. Shockley: "Carrier Generation and Recombinations in PN-Junctions"  
Proceedings on IRE Vol. 45, pp. 1228 - 1243, 1957
- [SAH 76] C. T. Sah: "Origin of Interface States and Oxide Charges Generated by Ionizing Radiation"  
IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. 23, pp. 1563, 1976
- [SCH 83] W. Schmitz & D. R. Young: "Radiation Induced Electron Traps in Silicon Dioxide"  
Journal of Applied Physics Vol. 54, pp. 6443 - 6447, 1983
- [SPE 65] E. Spenke: "Elektronische Halbleiter"  
Springer Verlag, Berlin 1965
- [STO 70] E. Storm & H. I. Israel: "Photon Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for Elements Z - 1 to Z - 100"  
Nuclear Data Tables A7, pp. 565 - 681, 1970
- [SZE 81] S. M. Sze: "Physics of Semiconductor Devices"  
2nd Edition, J. Wiley & Sons, New York 1981
- [TES 83] K. Tesch: "Measuring Absorbed Doses between  $10^{-2}$  and  $10^{+9}$  Gy with a Single Glass Dosimeter"  
Internal Report DESY D3-43, Hamburg 1983 (to be published)
- [VAV 77] V. S. Vavilov & N. A. Ukhin: "Radiation Effects in Semiconductors and Semiconductor Devices"  
Consultans Bureau, New York 1977
- [WOL 69] H. F. Wolf: "Silicon Semiconductor Data"  
Pergamon Press, Oxford 1969
- [WUN 86] R. Wunstorf: "Untersuchungen zur Diodencharakteristik von Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren"  
Staatsexamensarbeit, Hamburg 1986
- [ZIN 87] S. Zindel: "Diodeneigenschaften von Oberflächensperrschicht-Detektoren mit Guard-Ring-Struktur"  
Staatsexamensarbeit, Hamburg 1987

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Mitgliedern des Detektorlabors in der Arbeitsgruppe "Nukleare Meßtechnik" dafür danken, die diese Diplomarbeit ermöglicht und unterstützt haben, besonders:

Herrn Prof. Dr. G. Lindström für die interessante Aufgabenstellung zum Thema Strahlenschädigung,

Herrn Dr. E. Fretwurst und Frau R. Wunstorf für die ständige Bereitschaft zur Diskussion und Hilfe,

Herrn U. Pein und Herrn H. Schatz für die Hilfe bei technischen Problemen und dem Bau der Detektoren und MOS-Strukturen.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und andere als die angegebenen Hilfsmittel nicht verwendet habe.

Mit der Ausleihe dieser Arbeit erkläre ich mich einverstanden.