

Interner Bericht
DESY FH1K-92-01
Oktober 1992

**Systematische Untersuchungen zur
Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren
für die Verwendung in
Hochenergiephysik-Experimenten**

von

R. Wunstorf

DESY-Bibliothek

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche
Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in
case of filing application for or grant of patents.**

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

**Systematische Untersuchungen zur
Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren
für die Verwendung in
Hochenergiephysik-Experimenten**

DISSERTATION

**zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg**

**Vorgelegt von
Renate Wunstorf
aus Ono-machi (Japan)**

**Hamburg
1992**

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. G. Andersson-Lindström
Prof. Dr. M. Harsdorff

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. G. Andersson-Lindström
Prof. Dr. C. Gößling

Datum der Disputation: 20.10.1992

Sprecher des Fachbereichs
Physik und Vorsitzender
des Promotionsausschusses: Prof. Dr. G. Mack

Abstract

The very intense radiation fields connected with the high energy and the high luminosity of future colliding beam machines (LHC, SSC) make the radiation hardness of all detector components an urgent requirement. In this thesis the radiation hardness of silicon detectors in high energy physics experiments was investigated systematically. Because of the mixed radiation field the particle and energy dependence were especially studied with monoenergetic particles. These data show that the bulk damage corresponds independently of the particle type to the damage functions of the non ionizing energy loss, if the energy of the energy of the primary knock-on atom is above a threshold value. In most applications the damage effects are dominated by the neutron induced bulk damage, and the damage efficiency of the expected neutron spectrum corresponds to that of 1 MeV neutrons. Accordingly the damage functions were used for the normalization of different radiation fields to 1 MeV neutrons. With respect to the detector performance detailed measurements of the change in the effective donor concentration, the leakage current increase and charge collection deficiency were investigated as function of the particle fluence and the time after irradiation. Special emphasis was put on the self annealing effects at room temperature in order to separate the respective damage generation and its subsequent self annealing. The change in the effective donor concentration is caused by donor and acceptor removal and radiation induced acceptor like centers. For n-type silicon this leads to the conversion to p-type material, which was here, for the first time, proved with short ranged α -particles. Also a modification of defects was observed during the long term self annealing leading to a further creation of acceptor like centers. The radiation induced leakage current depends on the conduction type. Taking the self annealing into account the current increase in long term exposure is governed by a damage rate of $4 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$. The charge collection efficiency for mip's was calculated from the electron and hole trapping, which was studied separately. The analysed results were discussed with respect to a long term behaviour in the intense radiation field of a high energy physics experiment. Based on the present results this discussion indicates that the radiation hardness of silicon detectors is sufficiently high to ensure operability for applications presently considered for future colliding beam machines.

Kurzfassung

Bei den zukünftigen Beschleunigern, LHC und SSC, wird mit den hohen Energien und den hohen Luminositäten ein sehr intensives Strahlungsfeld verbunden sein, so daß für alle Detektorkomponenten die Strahlenhärté eine dringende Anforderung darstellt. In dieser Arbeit wurde systematisch die Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten untersucht. Da die Detektoren bei dieser Anwendung einem gemischten Strahlungsfeld ausgesetzt sein werden, wurde die Teilchen- und Energie-abhängigkeit der Strahlenschädigung insbesondere mit monoenergetischen Teilchen studiert. Hierbei zeigte sich, daß unabhängig von der Teilchenart die Kristallschädigung mit der jeweiligen Schädigungsfunktion des nichtionisierenden Energieverlustes skaliert, wenn die Energie des primären Rückstoßatoms oberhalb eines Schwellenwertes liegt. In den meisten Anwendungsbereichen wird die Strahlenschädigung durch die neutroneninduzierten Kristallschäden dominiert, und die Schädigungseffizienz des zu erwartenden Neutronenspektrums entspricht der von 1 MeV Neutronen. Demgemäß wurden die Schädigungsfunktionen der Normierung verschiedener Strahlungsfelder auf 1 MeV Neutronen zugrunde gelegt. Im Hinblick auf die Anwendung der Detektoren wurden die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration, der Anstieg des Sperrstroms und der Ladungssammlungsverlust als Funktion der Teilchenfluenz und der Zeit nach der Bestrahlung studiert. Um die Defektgeneration von den nachfolgenden Effekten der Defektausheilung zu separieren, wurde die Zeitabhängigkeit der Detektoreigenschaften bei Raumtemperatur im Detail untersucht. Die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration wird durch die Verringerung der Donator- und Akzeptorkonzentration und die Generation akzeptorartiger Zustände verursacht. Bei n-leitendem Silizium führt dies zur Konvertierung zu p-leitendem Material, im Rahmen dieser Arbeit wurde die Konvertierung als erstes mit kurzreichweiten α -Teilchen nachgewiesen. Des weiteren wurde im Langzeitverhalten der Ausheilung eine Defektumbildung beobachtet, die mit der Generation von zusätzlichen akzeptorartigen Zuständen verbunden ist. Der strahleninduzierte Sperrstrom ist vom Leitungstyp des Grundmaterials abhängig. Unter Berücksichtigung der Selbstausheilung ergibt sich für den langfristigen Einsatz eine Schädigungsrate von $4 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}$. Das strahleninduzierte Trapping wurde separat für Elektronen und Löcher untersucht, hiermit konnte dann der Ladungssammlungsverlust für mip's berechnet werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden im Hinblick auf das Langzeitverhalten im intensiven Strahlungsfeld eines Hochenergiephysik-Experiments diskutiert. Auf der Grundlage der vorliegenden Resultate ergibt diese Diskussion, daß die Strahlenresistenz hoch genug ist für die Anwendungen, die gegenwärtig für die zukünftigen Beschleuniger in Betracht gezogen werden.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Defekte in Silizium-Detektoren	3
2.1 Kristalldefekte	3
2.1.1 Defektbildung	3
2.1.2 Abhängigkeit von der Strahlungsart	9
2.1.3 Eigenschaften der Kristalldefekte	16
2.2 Oberflächendefekte	23
2.2.1 Schädigungsmechanismen	23
2.2.2 Eigenschaften der Oberflächendefekte	25
3 Strahlenbelastung in HEP-Experimenten	27
3.1 Abschätzungen des Strahlungsfeldes	27
3.1.1 Komponenten der Strahlung	27
3.1.2 Strahlung bei LHC und SSC	31
3.1.3 Untergrundstrahlung bei HERA	36
3.2 Strahlenbelastung von Si-Detektoren	39
3.2.1 Halbleiterdetektoren in HEP-Experimenten	39
3.2.2 Erwartete Strahlenbelastung für verschiedene Einsatzbereiche	40
3.2.3 Folgerungen für die Untersuchungen zur Strahlenresistenz	42
4 Bestrahlungsexperimente	45
4.1 Prinzipielle 脺berlegungen	45
4.2 Silizium-Detektoren	48
4.2.1 Oberflachensperrschiicht-Detektor	48
4.2.2 Charakteristische Meßgrößen	52
4.2.3 MOS-Übergang	63
4.3 Übersicht der Bestrahlungen	66
4.3.1 Grundlegende Betrachtungen zur Dosimetrie	66
4.3.2 Neutronenbestrahlung	68
4.3.3 Protonenbestrahlung	72
4.3.4 Elektronenbestrahlung	72
4.3.5 Synchrotron- und Röntgenstrahlung	74
4.3.6 Gemischte Strahlungsfelder	74

5 Experimentelle Ergebnisse	81
5.1 Fluenzabhängigkeit der Detektoreigenschaften	81
5.1.1 Diodencharakteristiken	81
5.1.2 Leitungstyp	89
5.1.3 Effektive Dotierungskonzentration	96
5.1.4 Volumengenerationsstrom	102
5.1.5 Ladungssammlung	107
5.2 Ausheilung von Strahlenschäden	112
5.2.1 Grundsätzliche Überlegungen	112
5.2.2 Effektive Dotierungskonzentration	119
5.2.3 Volumengenerationsstrom	134
5.2.4 Ladungssammlungsdefizit	138
5.2.5 Temperungsprozeduren	139
5.3 Untersuchungen von Oberflächendefekten	148
5.3.1 MOS-Strukturen	148
5.3.2 Oberflächendefekte bei Detektoren	154
5.4 Spezielle Aspekte der Strahlenschädigung	159
5.4.1 Teilchen- und Energieabhängigkeit	159
5.4.2 Technologieabhängigkeit	165
5.4.3 Strahlenschädigung in realen Strahlungsfeldern	170
6 Diskussion zur Strahlenresistenz von Si-Detektoren	173
6.1 Zu erwartende Strahlenschädigung in HEP-Experimenten	173
6.2 Überlegungen für weiterführende Untersuchungen	181
7 Zusammenfassung	183
Tabellenverzeichnis	189
Abbildungsverzeichnis	190
Litaraturverzeichnis	193

Kapitel 1

Einleitung

Silizium-Detektoren besitzen aufgrund ihrer hervorragenden spektrometrischen Eigenschaften einen vielfältigen Anwendungsbereich, insbesondere dort, wo hohe Anforderungen bezüglich der Orts-, Zeit- und Energieauflösung zu erfüllen sind. So wurden sie bereits mit großem Erfolg in Experimenten der Hochenergiephysik eingesetzt. Als weitere Anwendungsbeispiele seien hier die Weltraumforschung, die Materialforschung und die medizinische Diagnostik genannt.

Der Einsatzbereich der Silizium-Detektoren in Hochenergiephysik-Experimenten umfaßt bereits heute vielfältige Aufgaben. Im Trackingbereich reicht die Anwendung vom Vertex-Detektor bis hin zum *Preshower*-Detektor, wo die Silizium-Detektoren zusätzlich die Aufgabe der Teilchenidentifikation und der Bestimmung des Energieverlustes im inaktiven Material haben. Des weiteren ist der Einsatz von Silizium-Detektoren zur Auslese in elektromagnetischen und hadronischen Sampling-Kalorimetern zu nennen.

Insbesondere für die Experimente an den zukünftigen Beschleunigern mit extrem hohen Ereignisraten steigt das Interesse für die Verwendung von Silizium-Detektoren, da sie mit ihren sehr kurzen Ladungssammlungszeiten die notwendige schnelle Auslese der Signale ermöglichen. Von großer Bedeutung ist außerdem die hohe Ortsauflösung, und daß die flexibel segmentierbaren Silizium-Detektoren eine optimale Abstimmung der Geometrie auf den jeweiligen Anwendungsbereich zulassen. Die äußerst kompakte Bauform und die Möglichkeit der Integration von Sensor und Elektronik sind besonders in Bereichen von größtem Interesse, wo nur ein sehr geringer Platz zur Verfügung steht.

Bei den für das Ende der 90er Jahre geplanten Beschleunigern SSC¹ und LHC² ist mit den vorgesehenen hohen Energien im *TeV*-Bereich und den hohen Luminositäten bis $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ein äußerst intensives Strahlungsfeld verbunden. Deshalb ist die Frage der Strahlenresistenz ein wesentliches Kriterium bei der Planung der zukünftigen Experimente, und alle Detektorkomponenten sind diesbezüglich zu untersuchen. Wie für alle in Frage kommenden Detektortechnologien, so ist auch der Einsatz von Silizium-Detektoren in den zur Entscheidung anstehenden Experimenten von der Kosten-Nutzen-Relation abhängig. Aufgrund der vielen Vorteile, die Silizium-Detektoren bieten, besteht ein großes Interesse an ihrem Einsatz in den zukünftigen Experimenten. Deshalb sind Untersuchungen zur Strahlenschädigung erforderlich, die eine realistische Einschätzung

¹"Superconducting Super Collider", Waxahachie in Texas, USA

²"Large Hadron Collider" am CERN, Genf, Schweiz

der strahleninduzierten Veränderung der Detektoreigenschaften innerhalb einer 10jährigen Betriebsdauer ermöglichen. Die hierfür notwendigen systematischen Studien bilden ferner die Grundlage für die Entwicklung strahlungshärterer Detektoren.

Silizium-Detektoren sind bei der Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten einem gemischten Strahlungsfeld ausgesetzt, daher ist es erforderlich, die Strahlenschädigungseffekte teilchenspezifisch und in Abhängigkeit von der Energie zu studieren. Dementsprechend wird in Kap. 2, wo die Grundlagen der strahleninduzierten Defekte in Silizium-Detektoren vorgestellt werden, insbesondere die Abhängigkeit von der Strahlungsart diskutiert.

Diese Zusammenhänge bilden dann auch die Grundlage für die in Kap. 3.2 diskutierte Strahlenbelastung der Silizium-Detektoren, wobei von den in Kap. 3.1 vorgestellten Abschätzungen der zu erwartenden Strahlungsfelder ausgegangen wird. Die sich hieraus ergebenen Folgerungen für systematische Untersuchung der Strahlenresistenz wurden für die Auswahl und bei der Durchführung der Bestrahlungsexperimente berücksichtigt.

In Kap. 4 werden die für die vorliegenden Untersuchungen verwendeten Silizium-Detektoren mit ihren charakteristischen Meßgrößen vorgestellt. Als weiteres werden in diesem Kapitel die mit unterschiedlichen Strahlungsfeldern durchgeführten Bestrahlungsexperimente beschrieben. Entsprechend der zu erwartenden Strahlenbelastung bildet die neutroneninduzierte Schädigung den Schwerpunkt dieser Untersuchungen.

Die durch strahleninduzierte Defekte beeinflußten Detektoreigenschaften –effektive Dotierungskonzentration, Sperrstrom und Ladungssammlungseffizienz– sind für den Einsatz von Silizium-Detektoren entscheidend. Sie werden sowohl fluenzabhängig (Kap. 5.1), als auch auf ihre, durch Ausheilung von Defekten verursachte, zeitliche Änderung hin (Kap. 5.2) untersucht. Erst detaillierte Kenntnisse der Zeitabhängigkeit ermöglichen den Vergleich verschiedener Bestrahlungsexperimente und die Abschätzung der strahleninduzierten Veränderungen für einen langfristigen Einsatz der Silizium-Detektoren.

In Kap. 5.3 werden ergänzend zu den zuvor behandelten Kristalldefekten die strahleninduzierten Oberflächeneffekte betrachtet. Die Ergebnisse zu speziellen Aspekten der Strahlenschädigung, wie beispielsweise die Teilchen- und Energieabhängigkeit, werden jeweils zusammenhängend in Kap. 5.4 dargestellt und diskutiert.

Die abschließende Diskussion erfolgt in Kap. 6 anhand von Hochrechnungen für einen 10jährigen Einsatz der Silizium-Detektoren innerhalb eines Hochenergiephysik-Experimentes. Hier schließen sich dann einige Überlegungen für weiterführende Untersuchungen an.

Kapitel 2

Strahleninduzierte Defekte in Silizium-Detektoren

Bei der Strahlenschädigung von Halbleiterbauelementen sind zwei Kategorien Schäden aufgrund ihrer Ursache und ihrer Wirkung zu unterscheiden. Die Kristalldefekte entstehen durch Versetzungen von Gitteratomen und führen somit zu einer Veränderung des Grundmaterials. Zu den Oberflächendefekten zählen alle Ladungsveränderungen an den oberflächennahen Grenzschichten, die hauptsächlich durch Ionisation hervorgerufen werden. Gemäß dieser Einteilung werden in dem vorliegenden Kapitel die verschiedenen Defekte, ihre Entstehung und ihr Einfluß auf die elektrischen Eigenschaften des Kristalls vorgestellt.

2.1 Kristalldefekte

2.1.1 Defektbildung

Bei der Wechselwirkung von Strahlung mit dem Halbleitermaterial kann es zu einem so hohen Energieübertrag E_R auf ein Atom kommen, daß dieses Atom aus seinem Gitterplatz geschlagen wird. Der notwendige Energieübertrag zur Erzeugung eines sogenannten PKA's ('primary knock-on atom') ist unter anderem von der Richtung der Versetzung im Kristall abhängig. Für Silizium wird näherungsweise mit einem Schwellenwert von $E_d = 25 \text{ eV}$ gerechnet, aber schon ab $E_R \approx 15 \text{ eV}$ ist die Bildung von einzelnen Versetzungen möglich. [vL80]

Das herausgeschlagene PKA hinterläßt eine Leerstelle und gibt seine kinetische Energie E_R durch Ionisation und die Bildung von weiteren Versetzungen ab, bis es als Zwischen-gitteratom zur Ruhe kommt. Die Funktion $P(E_R)$ ('partition function') gibt den Anteil der Rückstoßenergie E_R an, der bei der Bildung der weiteren Versetzungen abgegeben wird. In [Laz87] wird diese Funktion nach der LSS-Theorie von Lindhard [Lin63] in dem analytischen Ausdruck von Robinson [Rob76] verwendet. Danach kann die Energie, die für die Bildung von Versetzungsdefekten zur Verfügung steht, folgendermaßen berechnet werden:

$$P(E_R) = \frac{E_R}{1 + F_L (3.4008\epsilon^{1/6} + 0.40244\epsilon^{3/4})} \quad (2.1)$$

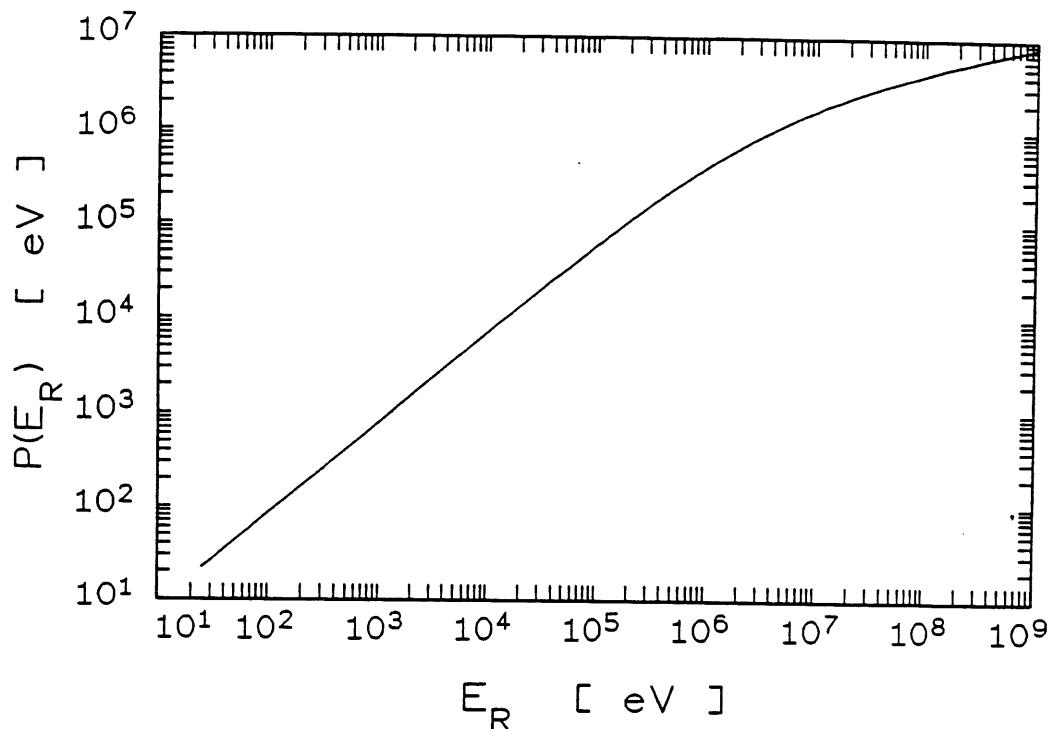


Abb. 2.1: Nach Gl. 2.1 berechneter Anteil der Rückstoßenergie E_R eines PKA's in Silizium, der bei der Bildung von Versetzungsdefekten abgegeben wird ('partition function').

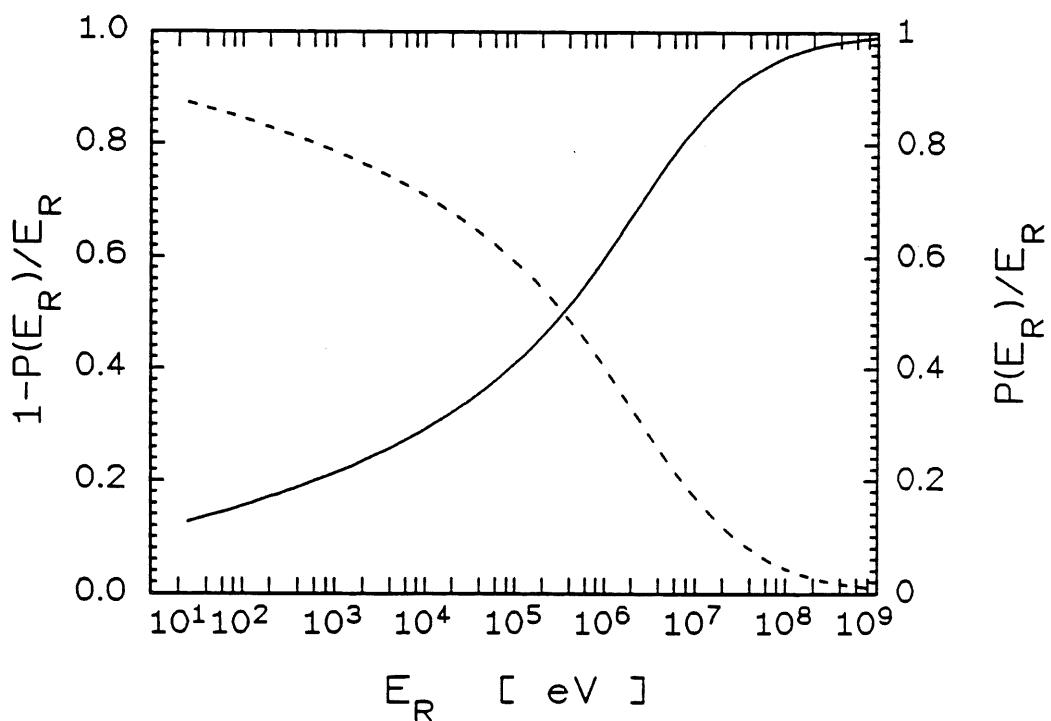


Abb. 2.2: Schädigungseffizienz eines PKA's in Silizium. Relativer Anteil der Rückstoßenergie der durch Ionisation ($1 - P(E_R)/E(E_R)$) und der durch die Bildung von Versetzungsdefekten ($P(E_R)/E(E_R)$) abgegeben wird (siehe Gl. 2.1).

mit

$$\begin{aligned}\epsilon &= \frac{E_R}{E_L} \\ E_L &= 30.724 Z_R Z_L \left(Z_R^{2/3} + Z_L^{2/3} \right)^{1/2} \frac{A_R + A_L}{A_L} \\ F_L &= \frac{0.0793 Z_R^{2/3} Z_L^{1/2} (A_R + A_L)^{3/2}}{\left(Z_R^{2/3} + Z_L^{2/3} \right)^{3/4} A_R^{3/2} A_L^{1/2}}\end{aligned}$$

für $E_R \geq 25 \text{ eV}$, sonst gilt $P(E_R) = 0$. Hierbei bezeichnen A_L und Z_L die Massenzahl bzw. die Kernladungszahl des Gitteratoms. Für A_R und Z_R sind entsprechend die Massenzahl bzw. die Kernladungszahl des Rückstoßatoms einzusetzen. Für Silizium gilt $A_R = A_L$ und $Z_R = Z_L$, da das Rückstoßatom ebenfalls ein Siliziumatom ist.

Die Funktion $P(E_R)$ für ein Si-Atom im Siliziumgitter ist in Abb. 2.1 aufgetragen. Um die Schädigungseffizienz eines PKA's in Silizium zu verdeutlichen, ist in Abb. 2.2 der Anteil der Rückstoßenergie, der bei Ionisationsprozessen abgegeben wird ($1 - P(E_R)/E(E_R)$) und der bei der Bildung von Versetzungsdefekten verbrauchte Anteil ($P(E_R)/E(E_R)$) dargestellt. Demnach verliert z.B. ein PKA der Energie $E_R = 50 \text{ keV}$ 37 % seiner Energie durch Ionisation und die übrige Energie, $P(E_R) = 31.6 \text{ keV}$, wird in Stoßprozessen an andere Gitteratome abgegeben, die dadurch aus ihrem Gitterplatz geschlagen werden.

Die primären Defekte im Kristall sind Leerstellen ('vacancy') und Zwischengitteratome ('interstitial'). Die Anzahl der Primärdefekte pro PKA wurde mit Simulationsrechnungen abgeschätzt. Nach Abb. 2.3 verursacht ein PKA mit $E_R = 50 \text{ keV}$ etwa 1000 Zwischengitteratom-Leerstellen-Paare. Da hier mit $E_d = 15 \text{ eV}$ gerechnet wurde, ist die tatsächliche Anzahl der Primärdefekte sicherlich etwas geringer. Diese mögliche Überschätzung wird aber bedeutungslos, wenn die Rekombination berücksichtigt wird.

Der Abstand zwischen der Leerstelle und dem Zwischengitteratom ist entscheidend für die Rekombinationswahrscheinlichkeit eines Primärdefektes. Der Abstand bis zu dem die Primärdefekte sofort wieder rekombinieren ist nicht bekannt, hierfür fehlen entsprechende Experimente, die mit Simulationsrechnungen verglichen werden könnten [Mue80]. Eine hohe Wahrscheinlichkeit hat die Rekombination der Primärdefekte mit einem kleineren Abstand als eine Gitterkonstante. Unter dieser Annahme ergibt sich dann, daß von 1000 Primärdefekten eines PKA's mit $E_R = 50 \text{ keV}$ etwa 400 stabile Defekte übrigbleiben.

	Energiebereich	vorwiegende Defektart
Niederenergetische PKA's	$E_R < E_l$	Punktdefekte
Intermediäre PKA's	$E_l < E_R < E_u$	ein Cluster und Punktdefekte
Hochenergetische PKA's	$E_R \geq E_u$	mehrere Cluster und Punktdefekte

Tab. 2.1: Klassifizierung der PKA's nach ihrer Rückstoßenergie E_R ($E_l = 1 \dots 2 \text{ keV}$ und $E_u \sim 12 \text{ keV}$ nach [Woo81]).

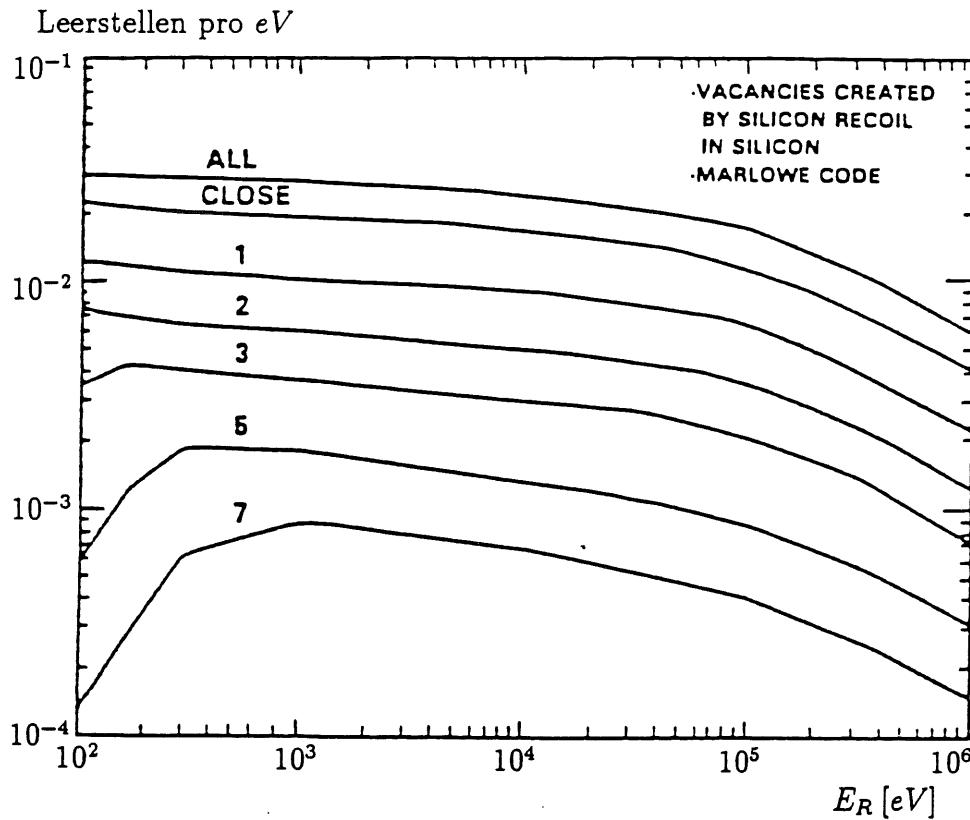


Abb. 2.3: Anzahl der Primärdefekte in Abhängigkeit von der Energie des PKA's für verschiedene Rekombinationsabstände in Einheiten von Gitterkonstanten (Si: 0.543 nm). [Mue80]

Im Beispiel der simulierten Kaskade (Abb. 2.4) gibt es neben einzelnen Versetzungen (Punktdefekte) auch Gebiete mit sehr hoher Defektdichte (Cluster). Diese starke lokale Schädigung entsteht durch Si-Atome, die die letzten 5 – 10 keV ihrer kinetischen Energie verlieren, da der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung hier um mehrere Größenordnungen zunimmt [Mue82].

Nach Tab. 2.1 lassen sich die PKA's in drei Energiekategorien einteilen, die jeweils spezifische Defektarten produzieren. In diese Kategorien aufgeteilt zeigt Abb. 2.5a, nach Simulationsrechnungen von Wood et al. [Woo81], für drei verschiedene PKA-Energien das Energiespektrum der sekundären Rückstoßatome. Alle direkt vom PKA herausgeschlagenen Si-Atome mit $E \geq E_v$ geben ihre Energie noch in mehreren Schritten an weitere Si-Atome ab, und daraus ergibt sich das reduzierte Spektrum (Abb. 2.5b). Dieses reduzierte Spektrum gibt die gesamte Energie an, die zur Bildung bestimmter Defekte führt, wobei die Defekte nach der zu ihrer Erzeugung aufgewandten Energie unterschieden werden. Damit gibt das reduzierte Spektrum an, wieviel Energie bei der Bildung von Punktdefekten bzw. von Clustern abgegeben wurde. Die Normierung des reduzierten Spektrums auf die Energie des PKA's zeigt den prozentualen Anteil der PKA-Energie, der der jeweiligen Defektgruppe zuzuordnen ist. Wichtigstes Ergebnis dieser Simulationen ist die Feststellung, daß das Verhältnis der Energie, die insgesamt für die Bildung von Punktdefekten und für die Clusterbildung verbraucht wird, unabhängig von der Energie E_R des PKA's ist. Dies zeigt sich direkt in dem auf die PKA-Energie normierten Spektrum (Abb. 2.5c),

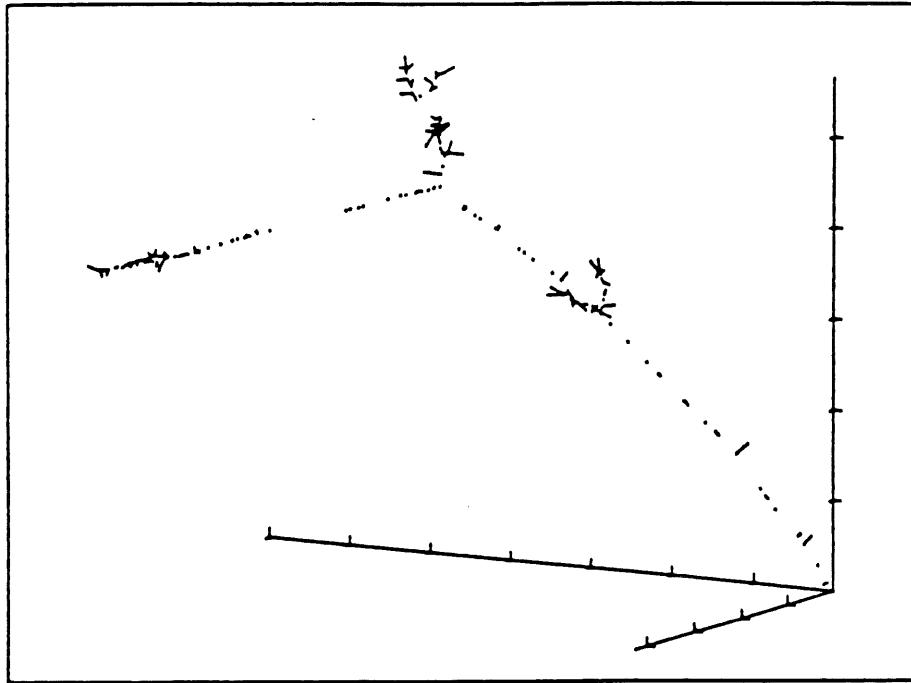


Abb. 2.4: Beispiel einer Kaskade von Versetzungsdefekten, die durch ein 50 keV PKA ausgelöst wurde. Simulationsrechnung mit einem Rekombinationsabstand von fünf Gitterkonstanten (Si: 0.543 nm). [Mue82]

und es ergibt sich ein Verhältnis von

$$\frac{\sum_{\text{Cluster}} E}{\sum_{\text{Punktdefekte}} E} = 1.3. \quad (2.2)$$

Gemäß der Energiegruppen, die Wood et al. in den Simulationen für Punktdefekte und Cluster benutzt (vgl. Abb. 2.5c), folgt aus der mittleren Energie der zugehörigen Energiegruppen, daß im Mittel bei der Bildung eines Punktdefektes $\langle E_{PD} \rangle = 0.81 \text{ keV}$ und bei der Bildung eines Clusters $\langle E_{Cl} \rangle = 6.8 \text{ keV}$ deponiert werden. Die Defektanzahl ergibt sich dann als Quotient aus der gesamten Energie, die pro Defektgruppe deponiert wird, und der im Mittel pro Defekt deponierten Energie.

Unabhängig von der PKA-Energie läßt sich das Verhältnis von Punktdefekten zu Clustern abschätzen:

$$\frac{N_{\text{Punktdefekte}}}{N_{\text{Cluster}}} \approx 6.5. \quad (2.3)$$

Für ein 50 keV PKA ergibt sich aus diesen Simulationen (Abb. 2.5), daß im Mittel 3.5 Cluster und 22 Punktdefekte erzeugt werden. Die Simulationsrechnungen in [Mue82] ergeben etwa bis zu drei Cluster, für die ein Durchmesser von 5 nm als typisch angegeben wird. Für 400 stabile Primärdefekte (s.o.) ergibt sich hieraus, daß ein Cluster aus ca. 100 Versetzungen gebildet wird, und damit ist die Kristallstruktur in diesem Gebiet stark gestört. Dies bedeutet, daß die Cluster neben isolierten Punktdefekten eine eigene Defektart mit speziellen Eigenschaften bilden.

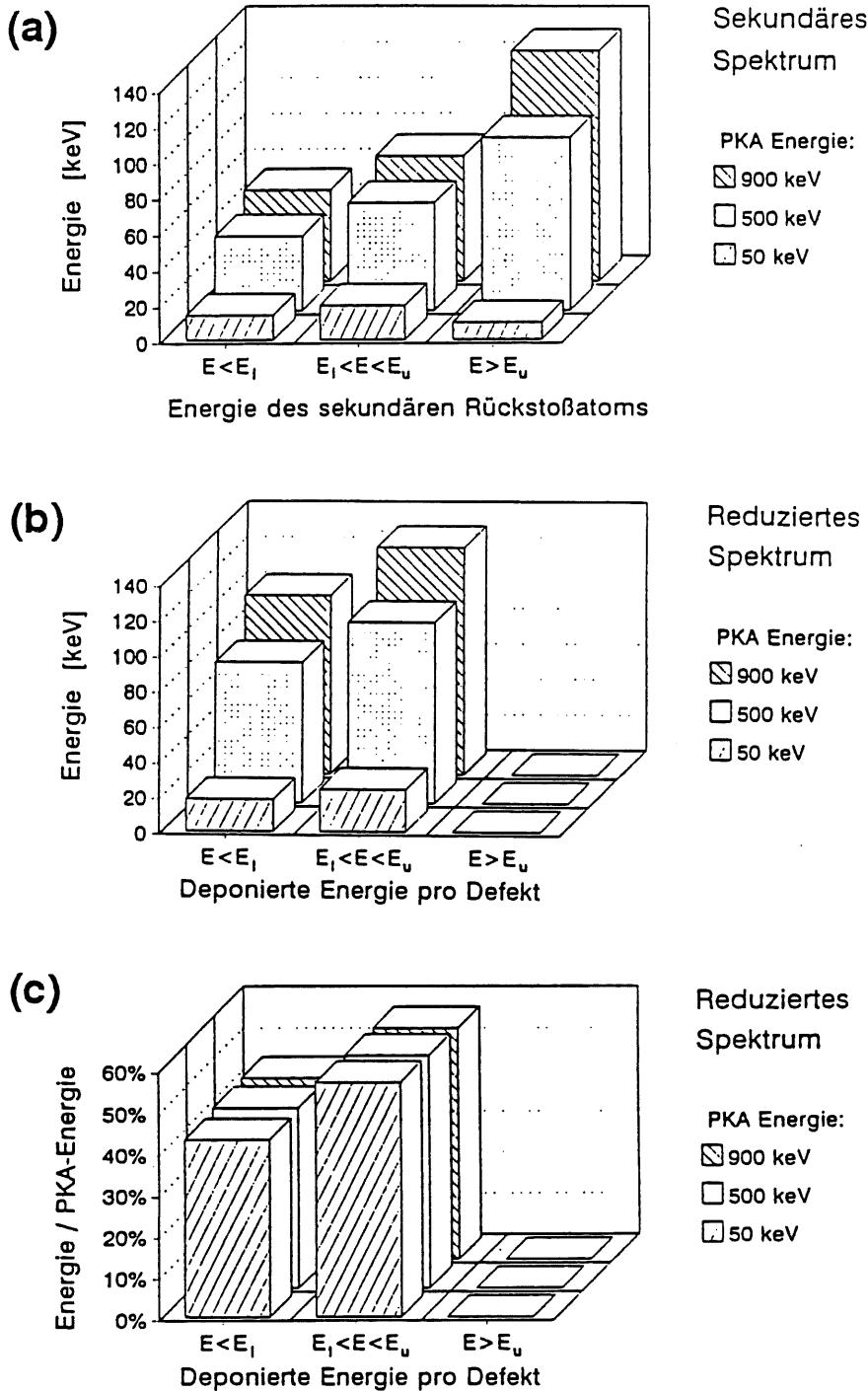


Abb. 2.5: Energiespektrum der sekundären Rückstoßatome (a) und das sich hieraus durch weitere Stöße der Si-Atome im Energiebereich $E \geq E_u$ ergebene reduzierte Spektrum (b). Nach Simulationsrechnungen von [Woo81] mit den Energiegrenzen $E_l = 1.6 \text{ keV}$ und $E_u = 12 \text{ keV}$. Das reduzierte Spektrum, das die erzeugten Defekte in Energiegruppen entsprechend Punktdefekten und Defektclustern unterscheidet, ist zusätzlich auf die PKA-Energie normiert angegeben (c).

Durch die Migration von Primärdefekten im Kristall kann es zur Ausheilung von Defekten (z.B. Rekombination von Zwischengitteratom und Leerstelle) kommen, oder es bilden sich stabilere Komplexdefekte (z.B. mit Fremdatomen). Die verschiedenen Kristalldefekte und deren Eigenschaften werden in Abschnitt 2.1.3 (S. 16) vorgestellt.

2.1.2 Abhängigkeit von der Strahlungsart

Je nach Strahlungsart treten andere Wechselwirkungen mit der Materie auf, deren jeweilige Wechselwirkungswahrscheinlichkeit auch von der Energie des Teilchens abhängig ist. Hieraus ergeben sich Unterschiede bezüglich der im Siliziumkristall induzierten Schädigung. Der Energieverlust aller geladenen Teilchen erfolgt zu einem erheblichen Anteil über Ionisation. Da die Ionisation in Halbleitern ein vollständig reversibler Prozes ist, bleibt keine Schädigung im Siliziumkristall zurück. Dies gilt aber nicht für Isolationsschichten und an Grenzflächen, darum sei an dieser Stelle auf Kap. 2.2 über Oberflächendefekte verwiesen.

Der nichtionisierende Energieverlust, im folgenden mit NIEL ('Non Ionizing Energy Loss') bezeichnet, erfolgt für geladene Teilchen hauptsächlich über Rutherford-Streuung. Neutronen verlieren ihre Energie im wesentlichen durch elastische Streuung am Kern. Dies bedeutet auch, daß die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Neutronen mit der Materie sehr gering ist, wobei aber der hohe mittlere Energieübertrag zu berücksichtigen ist. In Tab. 2.2 sind die wichtigsten charakteristischen Daten für einen Vergleich der verschiedenen Wechselwirkungen von Elektronen, Protonen und Neutronen mit Silizium zusammengefast.

Der maximale Energieübertrag T_{max} ergibt sich direkt aus den Bedingungen für den zentralen Stos. Danach gilt

$$T_{max} = 4 \frac{M m_i}{(M + m_i)^2} E_i, \quad (2.4)$$

wobei M die Masse eines Si-Atoms bezeichnet und m_i die Masse des eingeschossenen Teilchens mit der Energie E_i .

Für Elektronen sind relativistische Effekte zu berücksichtigen, und dann ergibt sich

$$T_{max} = 2 \frac{(E_e + 2m_e c^2)}{Mc^2} E_e \quad (2.5)$$

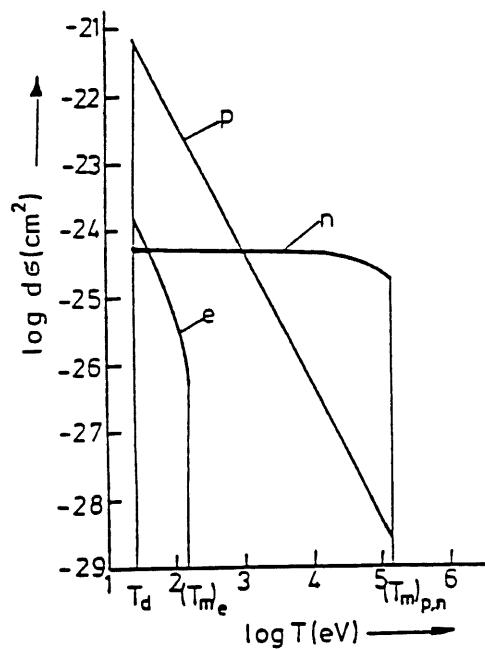
(E_e : kinetische Energie und m_e : Ruhemasse des Elektrons).

Die Wahrscheinlichkeit, mit der es bei einem Stos zu einem bestimmten Energieübertrag kommt, ist teilchenabhangig durch die jeweilige Wechselwirkung bestimmt. Wie Abb. 2.6 zu entnehmen ist, ist für Neutronen jede Transferenergie annähernd gleichwahrscheinlich, während bei der Rutherford-Streuung kleine Energieüberträge deutlich überwiegen. Für die Rutherford-Streuung lässt sich die mittlere Ubertragungsenergie $\langle T \rangle$ mit

$$\langle T \rangle \approx E_d \ln \frac{T_{max}}{E_d} \quad (2.6)$$

($E_d = 25 \text{ eV}$) abschätzen [Gov85].

Abb. 2.6: Differenzieller Wirkungsquerschnitt für den Energieübertrag von Elektronen, Protonen und Neutronen auf ein Siliziumatom ($E_i = 1 \text{ MeV}$). [Cor70]



In Tab. 2.2 sind T_{max} und $\langle T \rangle$ zum Vergleich jeweils für 1 MeV Einschubenergie E_i angegeben. Abb. 2.6 zeigt, ebenfalls für $E_i = 1 \text{ MeV}$, den differenziellen Wirkungsquerschnitt für die Transferenergie T auf ein Siliziumatom. Der in Tab. 2.2 aufgeführte totale Wirkungsquerschnitt σ ist das Integral von $T_d = 25 \text{ eV}$ bis T_{max} [Cor70].

Zusätzlich sind in Tab. 2.2 auch die minimalen Einschubenergien für die verschiedenen Teilchen angegeben, oberhalb derer die Bildung von Punktdefekten bzw. Defektclustern nach der Stoßkinetik überhaupt erst möglich werden. Für Neutronen und Protonen ergeben sich aufgrund der fast gleich großen Massen zwar dieselben Mindestenergien, aber bei der Coulomb-Wechselwirkung der Protonen sind kleinere Energieüberträge sehr viel wahrscheinlicher. Dies zeigt sich auch in dem fast 250fach größeren mittleren Energieübertrag der Neutronen gegenüber den Protonen bei gleicher Einschubenergie von 1 MeV (Tab. 2.2). Insbesondere folgt hieraus, daß Protonen im Vergleich zu Neutronen eine größere Anzahl an Punktdefekten induzieren. Für höhere Protonenenergien steigt die Wahrscheinlichkeit der Bildung von intermediären und hochenergetischen PKA's, die dann das gleiche Mischungsverhältnis von Punktdefekten zu Clustern wie bei Neutronenschädigung erwarten lassen.

Allgemein läßt sich nach den Ausführungen in Abschnitt 2.1.1 (S. 3) sagen, daß die Art der Kristalldefekte von der Teilchenart und der Einschubenergie unabhängig ist, wenn überwiegend PKA's mit $E_R \gtrsim 2 \text{ keV}$ erzeugt werden. In diesem Fall skaliert die Strahlenschädigung mit dem nichtionisierenden Energieverlust des eingeschossenen Teilchens. Für ein Rückstoßatom der Energie E_R läßt sich mit Gl. 2.1 auf S. 3 die Energie $P(E_R)$ berechnen, die für die Bildung von Versetzungsdefekten zur Verfügung steht (Abb. 2.1). Damit läßt sich für jedes Teilchen mit der Einschubenergie E die sog. Schädigungsfunktion

	Elektron	Proton	Neutron	Si^+
Wechselwirkung	Coulomb-Streuung	Coulomb-Streuung	Elastische Streuung am Kern	Coulomb-Streuung
Transferenergie für 1 MeV Einschussenergie T_{max} [eV] $\langle T \rangle$ [eV] σ [b] (s. Abb. 2.6)	155 46 44	133700 210 17950	133900 50000 3.7	1000000 265 502500
Minimale Einschussenergie [eV] für Punktdefekte für Defektcluster	260000 4600000	190 15000	190 15000	25 2000

Tab. 2.2: Oben: Maximale und mittlere Energieüberträge von 1 MeV Elektronen, Protonen, Neutronen und Si^+ auf ein Siliziumatom.
Unten: Die sich aus der Stoßkinetik ergebenen Mindestenergien zur Erzeugung von Punktdefekten und Defektclustern.

$D(E)$ formulieren, die hier in der Form nach [Laz87] wiedergegeben wird:

$$D(E) = \sum_{\nu} \sigma_{\nu}(E) \int_{E_d}^{E_R^{max}} f_{\nu}(E, E_R) P(E_R) dE_R \quad (2.7)$$

Der Index ν durchläuft alle Reaktionsmöglichkeiten, und $\sigma_{\nu}(E)$ bezeichnet den Wechselwirkungsquerschnitt dieser Reaktion bei der Einschussenergie E . Die Funktion $f_{\nu}(E, E_R)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der bei der ν ten Reaktion ein PKA der Energie E_R entsteht.

Proportional zu der Schädigungsfunktion $D(E)$ in der Einheit MeV mb ist für das Material mit der Massenzahl A der nichtionisierende Energieverlust NIEL,

$$\left. \frac{dE}{dx}(E) \right|_{n.i.} = \frac{N_A}{A} D(E) \quad (2.8)$$

mit der Einheit keV cm²/g.

Für Silizium gilt dann

$$100 \text{ MeV mb} = 2.14 \text{ keV cm}^2/\text{g}. \quad (2.9)$$

In Abb. 2.7 ist der nichtionisierende Energieverlust NIEL in Silizium für verschiedene Teilchen als Funktion der jeweiligen Einschussenergie E aufgetragen. Für Neutronen sind zusätzlich zu den Daten aus dem Übersichtsartikel von Van Ginneken [Gin89] die Ergebnisse der detaillierten Rechnungen von Lazo et al. [Laz87] mit dem NJOY-code zu sehen.

Entscheidend für die Zuverlässigkeit der mit der Schädigungsfunktion $D(E)$ berechneten Werte ist die genaue Kenntnis des Wechselwirkungsquerschnitts $\sigma(E)$ und der Wahrscheinlichkeit $f(E, E_R)$ für alle möglichen Reaktionen und alle Einschussenergien. Die bei

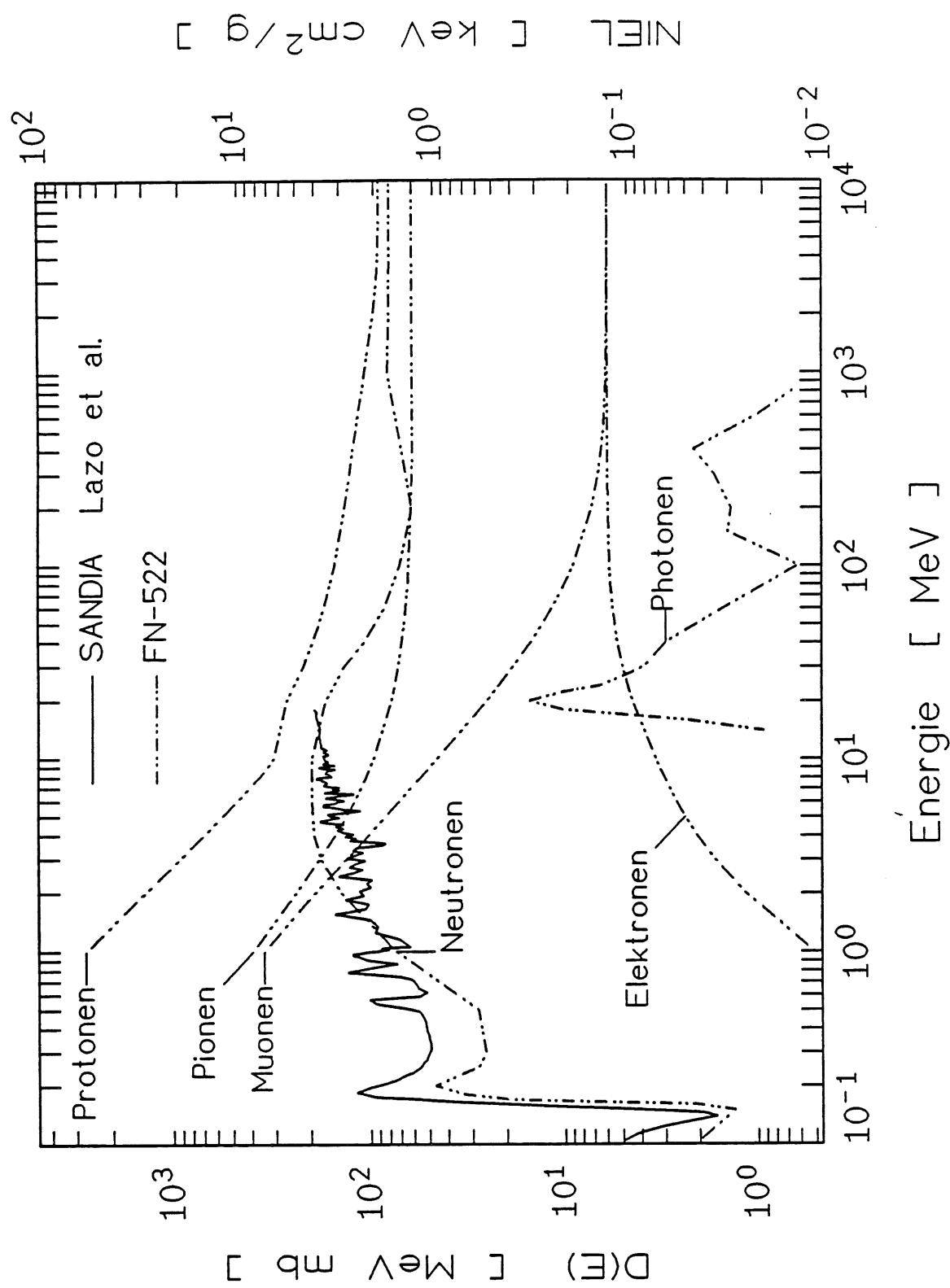


Abb. 2.7: Nichtionisierender Energieverlust NIEL in Silizium in Abhängigkeit von der Einschussenergie für verschiedene Teilchen nach [Gin89] und die Schädigungsfunktion $D(E)$ für Neutronen zusätzlich nach [Laz87].

[Gin89] zusammengetragenen Daten geben einen guten qualitativen Vergleich, während die SANDIA-Daten von Lazo et al. [Laz87] sehr viel präziser sind, da sie z.B. für den Wechselwirkungsquerschnitt der Neutronen die aktuellen ENDF/B-V Daten ('Evaluated Nuclear Data File', [Kin79]) benutzen.

Ein Vergleich der ENDF/B-V Daten mit Messungen zeigt bis $E_n = 15 \text{ MeV}$ eine hervorragende Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (Abb. 2.8). Darüber hinaus geben die bis $E_n = 20 \text{ MeV}$ reichenden ENDF/B-V Daten für die elastische Streuung einen Anstieg des Wechselwirkungsquerschnitts an, der nicht durch experimentelle Daten gedeckt ist (siehe Abb. 2.8b). Die von Van Ginneken [Gin89] wiedergegebenen Rechnungen [Dal88, Sum87] integrieren nicht die Schädigungseffizienz $P(E_R)$ über alle möglichen Rückstoßenergien wie in Gl. 2.7, sondern verwenden jeweils nur eine mittlere Rückstoßenergie. Außerdem wurden nur sehr wenig Stützstellen berechnet, wodurch die einzelnen Resonanzen nur ungenügend berücksichtigt werden. Aus diesen Gründen empfiehlt es sich, für die durch Neutronen induzierte Schädigung bis $E_n = 15 \text{ MeV}$ die genaueren Berechnungen mit der extra feinen Energiegruppenstruktur von Lazo et al. [Laz87] zu verwenden und nur für höhere Neutronenenergien die Daten von [Gin89] zu benutzen. Die auffällige Abnahme des nichtionisierenden Energieverlustes für $20 \text{ MeV} \lesssim E_n \lesssim 200 \text{ MeV}$ spiegelt direkt die Verringerung des totalen Wechselwirkungsquerschnitts (Abb. 2.8a) wieder und zeigt damit zumindest qualitativ die Zuverlässigkeit dieser Berechnungen.

Zum Vergleich der Schädigungseffizienz verschiedener Teilchen mit individuellen Energiespektren wird ein auf 1 MeV Neutronen normierter Härtefaktor κ definiert

$$\kappa = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) D(E) dE}{D_n(1 \text{ MeV}) \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) dE} \quad (2.10)$$

Die Normierung auf 1 MeV Neutronen ist allgemeiner Standard. Damit $D_n(1 \text{ MeV})$ nicht von den individuellen Rechnungen und deren Stützpunkten abhängig ist, wurde für verschiedene Schädigungsfunktionen von Neutronen in Silizium im Energiebereich $E_n = 1 \text{ MeV} \pm 10\%$ der Mittelwert gebildet und auf

$$\begin{aligned} D_n(1 \text{ MeV}) &= 95 \text{ MeV mb} \\ &= 2.04 \text{ keV cm}^2/\text{g} \end{aligned} \quad (2.11)$$

festgelegt [AST85, Lue87].

Für die Untersuchung der Strahlenschädigung in Experimenten der Hochenergiephysik ist diese an sich willkürliche Normierung auf 1 MeV Neutronen sinnvoll, denn wie in Kap. 3 ausgeführt wird, sind die in HEP-Experimenten auftretenden Kristalldefekte durch die neutroneninduzierte Schädigung dominiert und das zu erwartende Energiespektrum ist eine Verteilung um 1 MeV (Abb. 3.4, S. 34). Daher werden in der hier vorliegenden Untersuchung, wenn nicht extra anders gekennzeichnet, alle Fluenzen Φ auf 1 MeV Neutronen normiert angegeben und verwendet.

In Tab. 2.3 sind die nach Gl. 2.10 berechneten Härtefaktoren für die bezüglich Strahlenschädigungsuntersuchungen relevanten Strahlungsfelder zusammengestellt. Für diese Berechnungen wurde die Schädigungsfunktion $D(E)$ nach Abb. 2.7 zugrunde gelegt, wobei für die Neutronen mit $E_n \leq 15 \text{ MeV}$ die zuverlässigeren Daten nach [Laz87] verwendet wurden.

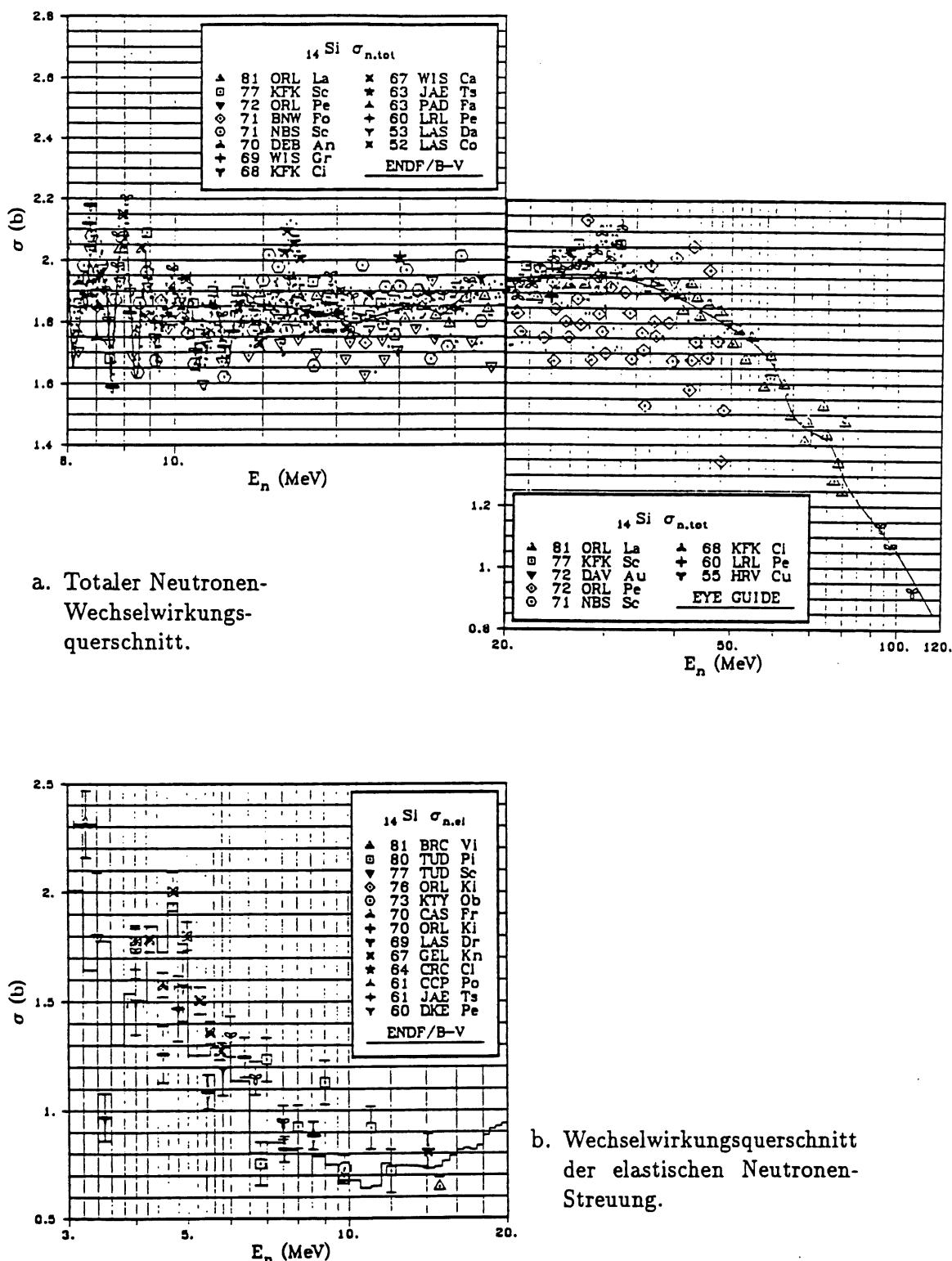


Abb. 2.8: Neutronen-Wechselwirkungsquerschnitt in Silizium [McL88].

Strahlungsquelle	E_{mop} [MeV]	$\langle E \rangle$ [MeV]	Härtefaktor κ	Ref. des Spektrums
Neutronen				
T(p,n) ³ He	1.2	1.2	0.88	
D(d,n) ³ He	5.0	5.0	1.60	
T(d,n) ⁴ He	14.1	14.1	1.88	
Be(d,n)B	5.2	6.2	1.53	[Bre89]
Reaktor	1.0	2.1	1.06	[Erd76]
²⁵² Cf	1.0	2.1	1.06	[Man87]
Am-Be	3.1	4.8	1.42	[Vij73]
Protonen				
Zyklotron	21.1	21.1	2.72	
Elektronen				
Dynamitron	1.8	1.8	$1.07 \cdot 10^{-2}$	
Photonen				
¹³⁷ Cs	0.66	0.66	$< 1 \cdot 10^{-10}$	
⁶⁰ Co	{ 1.17 1.33 }	1.25	$2 \cdot 10^{-6}$	

Tab. 2.3: Härtefaktoren nach Gl. 2.10 für verschiedene Strahlungsquellen und deren wahrscheinlichste Energie E_{mop} bzw. deren mittleren Energie $\langle E \rangle$.

Hierbei wird die Proportionalität der Strahlenschädigung zu dem nichtionisierenden Energieverlust der verschiedenen Teilchen vorausgesetzt. Dies heißt auch, daß das Mischungsverhältnis der verschiedenen Defektarten teilchenunabhängig ist. Wie zuvor ausgeführt, bedeutet diese Voraussetzung, daß die Schädigung jeweils von PKA's mit $E_R \gtrsim 2 \text{ keV}$ dominiert wird. Durch Elektronen und Protonen induzierte Schädigung kann somit erst bei höheren Einschußenergien mit der neutroneninduzierten Schädigung verglichen werden.

Die Grenzenergie hierfür wird nicht ausschließlich durch die Defektbildung bestimmt, sondern mitentscheidend ist hier die Effektivität der einzelnen Defektarten bezüglich einer Meßgröße. Die Eigenschaften der Defekte und deren Wirkung auf die Halbleitereigenschaften werden im nächsten Abschnitt 2.1.3 beschrieben.

In diesem Zusammenhang ist hervorzuheben, daß Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse erst ab 260 keV Einschußenergie Versetzungen verursachen können und unterhalb von $E_e = 4.6 \text{ MeV}$ ausschließlich Punktdefekte möglich sind. Deshalb erzeugen Elektronen eine qualitativ andere Schädigung als Neutronen und Protonen.

Diese Überlegungen gelten noch verstärkt für Röntgen- bzw. γ -Strahlung, da sie in einem weiten Energiebereich nur indirekt über die Elektronen aus Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarerzeugung Defekte erzeugen. Erst für $E_\gamma > 10 \text{ MeV}$ dominieren inelastische Kernreaktionen, z.B. bei $E_\gamma = 20 \text{ MeV}$ mit der Riesenresonanz (vgl. Abb. 2.7).

Im Hinblick auf systematische Strahlenschädigungsuntersuchungen folgt aus diesen Betrachtungen, daß Elektronenschädigung im MeV -Bereich besonders für die separate Untersuchung von Punktdefekten geeignet ist.

Für gezielte Untersuchungen von Oberflächendefekten bieten sich Röntgen- bzw. γ -Strahlung und Elektronen mit $E_{\gamma,e} < 260 \text{ keV}$ an, da bis zu dieser Energie keine Kristalldefekte hervorgerufen werden können.

Weil Neutronen nicht direkt ionisieren und einen großen mittleren Energieübertrag haben, ist es sinnvoll, durch Neutronenschädigung die typischen Versetzungsdefekte im Kristall zu untersuchen. Für die Schädigung durch Neutronen und hochenergetische Protonen kann insbesondere auch die Proportionalität mit dem nichtionisierenden Energieverlust NIEL erwartet werden.

2.1.3 Eigenschaften der Kristalldefekte

Bisher wurden für die Kristalldefekte nur die zwei Kategorien Punktdefekt und Defektcluster unterschieden. In diesem Abschnitt werden einzelne Defekte mit ihren Eigenschaften genauer vorgestellt. Die hier zusammengestellten, für Strahlenschädigungsuntersuchungen relevanten Informationen können nur einen begrenzten Überblick geben, da bei den heutigen Kenntnissen und Vorstellungen zum Teil zentrale Fragen noch offen sind.

Die Primärdefekte Si-Zwischengitteratom ('Si-interstitial') und Leerstelle ('vacancy') sind bei Raumtemperatur weitgehend beweglich, bis sie z.B. mit einem Fremdatom eine stabile Defektkonfiguration bilden. Welche sekundären Punktdefekte sich bilden, kann von vielen Parametern abhängen, z.B. von den spezifischen Verunreinigungen des Ausgangsmaterials oder eventuell auch von bestimmten Bestrahlungsbedingungen. Abb. 2.10 zeigt schematisch die Konfigurationen der wichtigsten Punktdefekte im Siliziumgitter. Die schon im Ausgangsmaterial vorhandenen Fremdatome können entweder einen Gitterplatz im Siliziumkristall einnehmen oder auf einen Zwischengitterplatz sein. Neben den Fremdatomen zur Dotierung, wie z.B. Phosphor und Bor, gibt es weitere Verunreinigungen, die bei der Kristallherstellung im Silizium zurückbleiben, z.B. Sauerstoff und Kohlenstoff (siehe auch Abb. 4.1, S. 49).

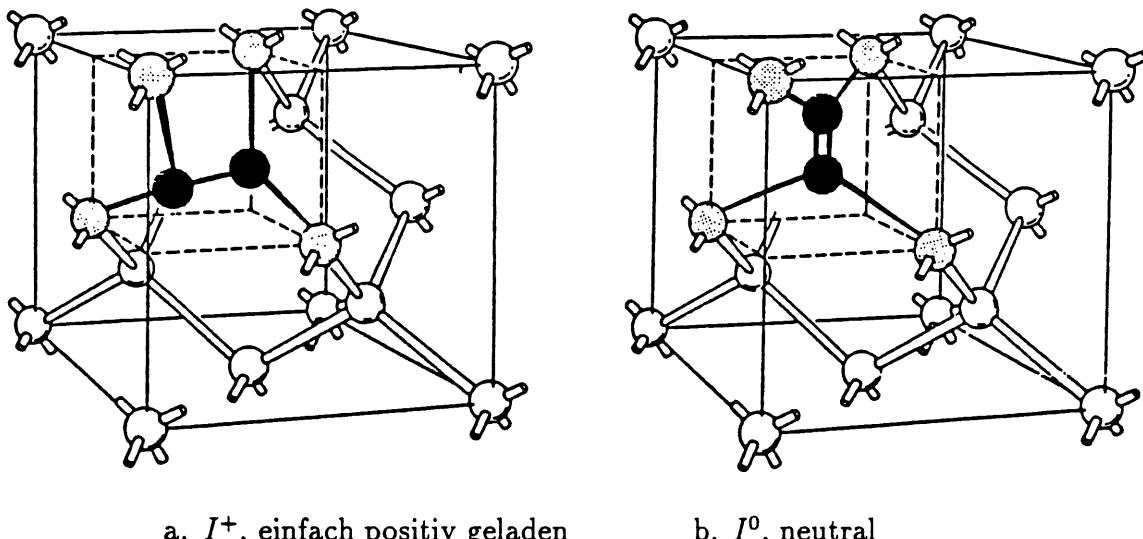


Abb. 2.9: Hantelkonfigurationen des Si-Zwischengitteratoms bei verschiedenen Ladungszuständen. [Fra81]

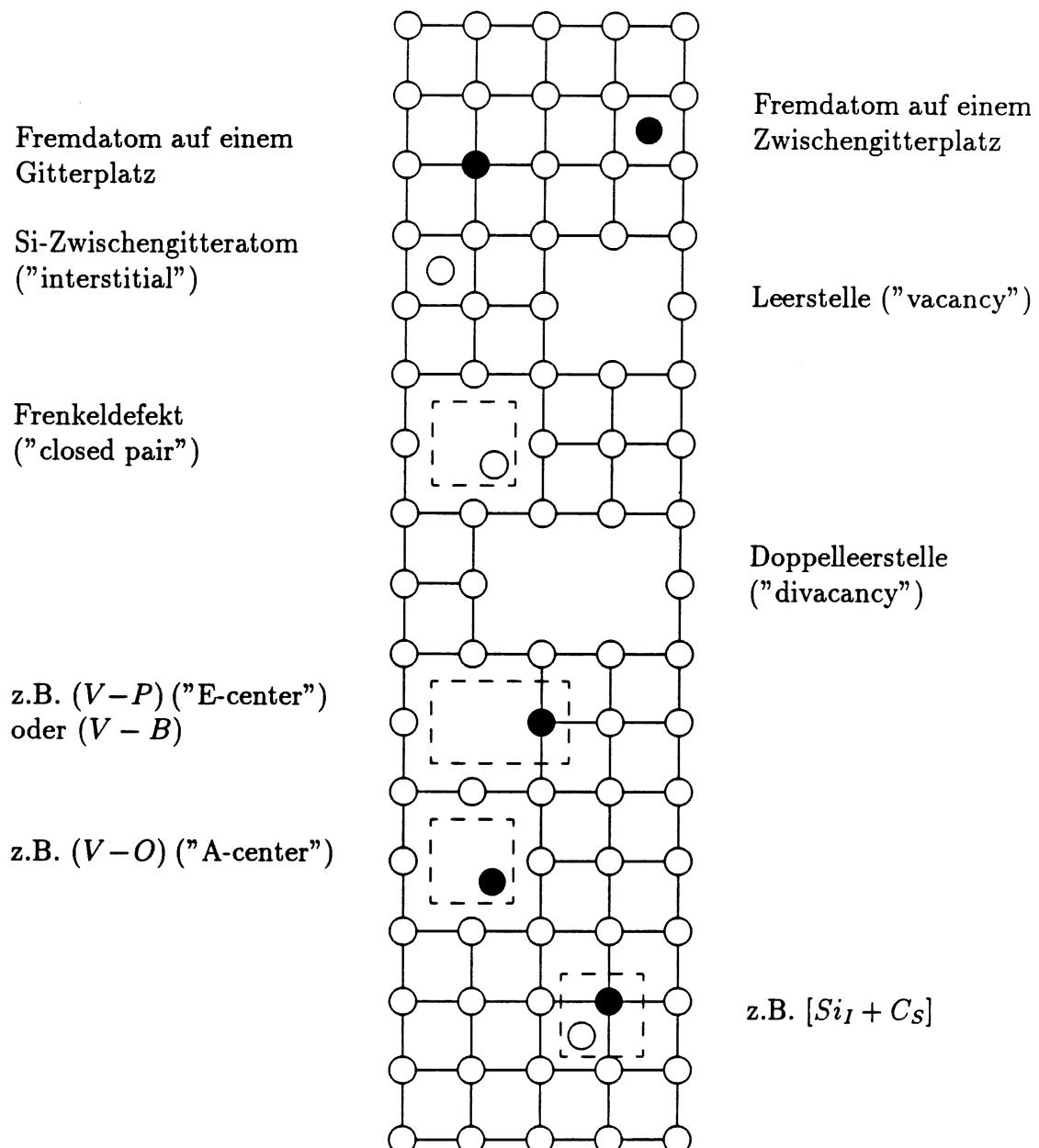


Abb. 2.10: Schematische Darstellung einiger Punktdefekten im Silizium-Gitter

Defekt	Ladungs-zustand	Energie-niveau	σ_n [cm ²]	σ_p [cm ²]	Ausheilung T_{ann} [K]	Migration E_a [eV]
Interstitial	I^-	$E_c - 0.39 \text{ eV}$	-	-	140 – 180	$\simeq 0.3$
	I^0	$E_v + 0.4 \text{ eV}$	-	-	540 – 600	$\simeq 1.5$
	I^+		-	-	370 – 420	$\simeq 0.85$
	-				< 0.5	0
Vacancy	V^-	$E_c - 0.09 \text{ eV}$	-	-	$\simeq 90$	0.18 ± 0.02
	V^-	$E_c - 0.4 \text{ eV}$	-	-	-	-
	V^0	$E_v + 0.05 \text{ eV}$	-	$5 \cdot 10^{-17}$	150	0.45 ± 0.04
	V^+	$E_v + 0.13 \text{ eV}$	-	-	-	-
	V^{++}		-	-	-	0.33 ± 0.03
Divacancy	V_2^-	$E_c - 0.23 \text{ eV}$	-	-	$\simeq 570$	
	V_2^-	$E_c - 0.39 \text{ eV}$	$2 \cdot 10^{-16}$	-	$\simeq 570$	
	V_2^0	$E_v + 0.21 \text{ eV}$	$4 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^{-16}$	$\simeq 140$	$\} < 1.5$
	V_2^+		-	-	$\simeq 570$	
A-Center	$(V - 0)^-$	$E_c - 0.18 \text{ eV}$	-	$\simeq 10^{-14}$	$\} \simeq 600$	$\} \simeq 1.3$
	$(V - 0)^0$		$\simeq 10^{-15}$	-		
E-Center	$(V - P)^-$	$E_c - 0.44 \text{ eV}$	-	$\simeq 10^{-13}$	$\} 420$	1.25
	$(V - P)^0$		$\gg 10^{-16}$	-		0.95
Bor	B_I^-	$E_c - 0.45 \text{ eV}$	-	-		-
Interstitial	B_I^0	$E_c - 0.12 \text{ eV}$	-	-	$\} \simeq 240$	-
	B_I^+		-	-		
Vacancy-Bor	$(V - B)^0$	$E_v + 0.45 \text{ eV}$	-	-	$\} \simeq 300$	$\} 0.42$
	$(V - B)^+$		-	-		
Vacancy-Arsen	$(V - As)^-$		-	$4 \cdot 10^{-14}$	$\} 440$	$\} 1.07$
	$(V - As)^0$		-	-		
Vacancy-Aluminium	$(V - Al)^0$	$E_v + 0.48 \text{ eV}$	-	$\gg 10^{-16}$	$\} 470$	0.77
	$(V - Al)^+$		-	-		
Aluminium	Al_I^0	(flach. Don.)				1.2
Interstitial	Al_I^+		-	$7 \cdot 10^{-18}$	$\} \simeq 470$	(bei freien Lad.: 0.27)
	Al_I^{++}					
Kohlenstoff	C_I^0	$E_v + 0.27 \text{ eV}$	-	$7 \cdot 10^{-18}$	$\} \simeq 300$	-
	C_I^+		-	-		
	$(C_I - C_S)^0$	$E_v + 0.33 \text{ eV}$	-	$8 \cdot 10^{-17}$	$\} \simeq 670$	-
	$(C_I - C_S)^+$		-	-		
	$Si_I - C_S$	$E_v + 0.12 \text{ eV}$	$2 \cdot 10^{-15}$	-	-	-

Tab. 2.4: Eigenschaften einiger Punktdefekte (Erläuterungen und Anmerkungen siehe Text). [Smi83, Brä89, Fra81, Wat81, Bor91b]

Ein Si-Zwischengitteratom kann, abhängig vom Ladungszustand verschiedene Konfigurationen (Abb. 2.9) im Kristallgitter annehmen. Wie Tab. 2.4 zu entnehmen ist, ergeben sich daraus je nach Ladungszustand auch unterschiedliche Ausheiltemperaturen und Aktivierungsenergien der Migration. Die Umladung der Ladungszustände ist durch Energieniveaus in der Bandlücke zwischen dem Valenzband E_V und dem Leitungsband E_C charakterisiert. In welchem Ladungszustand ein Defekt vorliegt, wird durch die Lage des Fermi niveaus E_F bezüglich der Defektniveaus E_D bestimmt. Für das Si-Zwischengitteratom heißt dies, im Falle $E_F > E_C - 0.39 \text{ eV}$ ist es negativ geladen und wirkt somit als Akzeptor und für $E_F < E_V + 0.4 \text{ eV}$ ist der Ladungszustand positiv und es wirkt als Donator; ansonsten ist es elektrisch neutral.

Abgesehen von den soeben beschriebenen, für Punktdefekte typischen Eigenschaften, weist das Si-Zwischengitteratom eine wesentliche Besonderheit auf. Neben der normalen thermisch-aktivierten Migration, gibt es bei dem Si-Zwischengitteratom eine temperaturunabhängige Beweglichkeit. Insbesondere nach Strahlenschädigung wurde bereits bei extrem niedrigen Temperaturen von unter 0.5 K die Ausheilung von Si-Zwischengitteratomen beobachtet [Fra81]. Für diese nicht thermisch-aktivierte Migration (d.h. Aktivierungsenergie $E_A = 0$) wird von einem Rekombinationsmechanismus ausgegangen. Zu den Rekombinationsmöglichkeiten eines Si-Zwischengitteratoms gehört, daß es einen freien Gitterplatz besetzt und damit ausheilt oder es verdrängt ein anderes Atom von seinem Gitterplatz. Wenn hierbei ein anderes Si-Atom frei wird, kommt dies der Bewegung eines Si-Zwischengitteratoms gleich.

Die Leerstelle, die andere Komponente der primären Defekte, hat eine so niedrige Ausheiltemperatur (vgl. Tab. 2.4), daß es bei Raumtemperatur nicht stabil ist. Die Ausheilung dieses Defektes geschieht nicht nur durch die Rekombination mit einem Zwischengitteratom, sondern auch durch die Bildung von stabileren Doppelleerstellen und Komplexdefekten einer Leerstelle mit Fremdatomen (vgl. Abb. 2.10). Von besonderer Bedeutung bezüglich der Detektoreigenschaften ist hier die Bildung von $V - P$ und $V - B$ Defekten, da Phosphor und Bor dann nicht mehr als flache Donatoren bzw. Akzeptoren wirken und statt dessen tiefe Niveaus in der Bandlücke existieren (vgl. Tab. 2.4).

Als ein weiteres Beispiel für einen Punktdefekt, bestehend aus einer Leerstelle und einem Fremdatom, ist das A-Zentrum ($V - O$) zu nennen. Im Gegensatz zu den Dotierungsatomen, wie Phosphor und Bor, kommt Sauerstoff im Siliziumgitter nur als Zwischengitteratom vor und ist nicht elektrisch aktiv. Bezuglich des Sauerstoffgehalts im Ausgangsmaterial ist es wichtig, die verschiedenen Verfahren der Kristallzucht zu unterscheiden. Das für die hier vorliegenden Untersuchungen benutzte Silizium wurde nach dem Zonenziehverfahren hergestellt und besitzt daher nur eine Sauerstoffkonzentration von einigen 10^{15} cm^{-3} (vgl. Abb. 4.1). Eine deutlich höhere Konzentration haben die Siliziumkristalle, die nach der Czochralski Methode hergestellt werden. Abhängig von der Flusscharakteristik in der Siliziumschmelze, z.B. aufgrund thermischer Konvektion, liegen die Sauerstoffkonzentrationen zwischen $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [Zul89]. In Verbindung mit strahleninduzierten Leerstellen bildet Sauerstoff den sehr stabilen $V - O_I$ Defekt (vgl. Abb. 2.10), der erst bei 600 K ausheilt. Im Vergleich hierzu sind die Defekte $V - P_S$ und $V - B_S$ deutlich weniger stabil, sie heilen bereits bei 420 K bzw. 300 K aus.

Das interstitiale Bor weist ebenso wie die Leerstelle ein eigenständiges Verhalten auf, das sogenannte negative- U Verhalten [Wat81]. Bei der Leerstelle liegt das erste Donatorniveau $V^{0/+}$ niedriger als das zweite Donatorniveau $V^{+/++}$, und beim Bor liegt das

Akzeptorniveau $B_I^{-/0}$ niedriger als das Donatorniveau $B_I^{0/+}$. Diese umgekehrte Anordnung der Niveaus führt dazu, daß die Zwischen niveaus V^+ bzw. B_I^0 metastabil sind und im thermischen Gleichgewicht nicht existieren, denn der begrenzende Faktor für den gesamten Umladungsprozeß ist jeweils das erste Niveau und das liegt hier jeweils niedriger, so daß die zweite Umladung unmittelbar folgt. Diesem besonderen Verhalten ist beispielsweise bei Messungen von Defektniveaus Rechnung zu tragen.

In Tab. 2.4 sind die wichtigsten Punktdefekte und soweit bekannt ihre Eigenschaften zusammengestellt. Ohne an dieser Stelle näher darauf einzugehen, sei angemerkt, daß die Zuordnung von Defekten zu Energieniveaus nicht immer eindeutig ist. Die gesamte Problematik der Defektidentifikation ist Gegenstand vieler Untersuchungen, von denen, besonders durch die Entwicklung differenzierter DLTS-Methoden ('Deep Level Transient Spectroscopy'), in der Zukunft noch detailliertere Kenntnisse erwartet werden können.

Neben den Punktdefekten bilden die Cluster eine eigene Defektart, da bei der sehr hohen Defektdichte nicht mehr von einem nur punktuell gestörten Kristallgitter ausgegangen werden kann. Das erste Clustermodell wurde 1959 von Gossick [Gos59] vorgestellt, hiervon ausgehend wurden die Vorstellungen von Clustern weiterentwickelt [Smi83] (vgl. Abb. 2.11). Danach besteht ein Cluster aus einem Kerngebiet ($\leq 5 - 15 \text{ nm}$) und einer Umgebung, dessen Durchmesser ca. 200 nm beträgt. Das Kerngebiet könnte vorwiegend von Doppelleerstellen gebildet werden, während für die Umgebung die Si-Zwischen-gitteratome und Fremdatome die entscheidene Rolle spielen. Die Defekte in Gebieten sehr hoher Defektdichte können nicht isoliert betrachtet werden, da sie in dieser Umgebung anders wirken als einzelne Punktdefekte im Kristallgitter. Das Zusammenspiel der vielen Defekte in einem Cluster führt dazu, daß nicht nur diskrete Energieniveaus in der Bandlücke entstehen, sondern es kommt im Clusterbereich zu einer Verbiegung der gesamten Bänder (vgl. Abb. 2.11). Bei sehr vielen Energieniveaus sind einzelne Übergänge nicht mehr zu unterscheiden und wie bei einem degenerierten Kristall können eigene Energiebänder der Defektniveaus entstehen. Meßtechnisch sind die Defektcluster noch schwerer zu erfassen als Punktdefekte mit ihren diskreten Energieniveaus, deshalb sind auch die Modellvorstellungen noch ungenügend und genauere Kenntnisse notwendig.

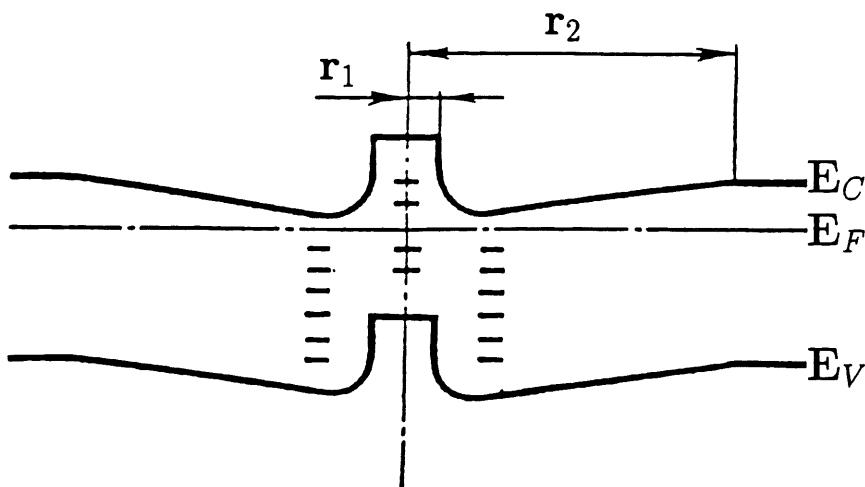


Abb. 2.11: Bändermodell für Cluster [Smi83].

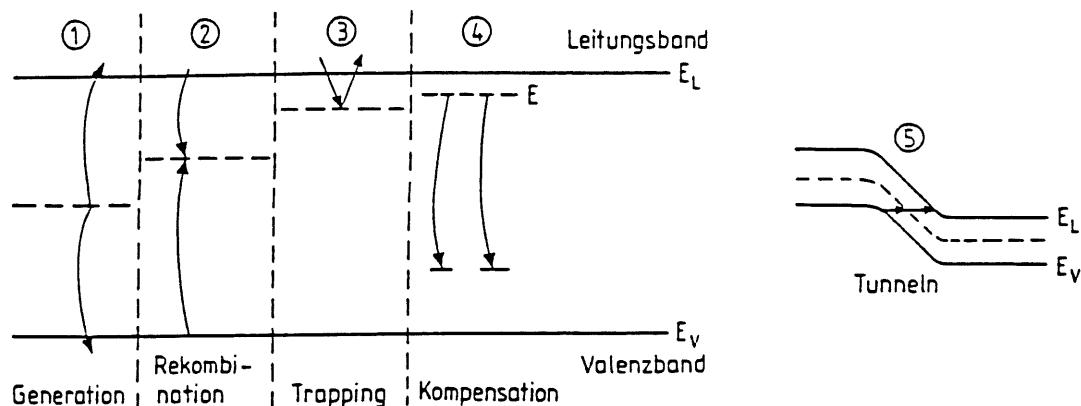


Abb. 2.12: Verschiedene Wirkungen von Defektniveaus in der Bandlücke von Silizium [Gov85, Brä89].

Die Veränderungen der Bandstruktur durch Energieniveaus in der Bandlücke oder durch Bandverbiegungen bleiben nicht ohne Folgen auf das elektrische Verhalten des Halbleiters. Abb. 2.12 zeigt schematisch die verschiedenen Wirkungen von Defektniveaus. Als Generations- bzw. Rekombinationszentren wirken vorwiegend Niveaus in der Bandmitte, da hier die gleichzeitige Emission bzw. der gleichzeitige Einfang von einem Elektron und einem Loch wahrscheinlicher ist als bei flachen Niveaus. Flach werden Energieniveaus genannt, die entweder dicht am Leitungsband oder am Valenzband sind, während Niveaus in der Bandmitte aufgrund ihres großen Abstandes zu beiden Bändern als tief bezeichnet werden. Durch die Nähe zu einem der beiden Bänder ist bei den flachen Störstellen der Einfang und die Emission eines Ladungsträgertyps wahrscheinlicher. Die wichtigste Wirkung dieser Störstellen ist der Einfang ('trapping') eines Ladungsträgers und die verzögerte Emission ('detrapping') des gleichen Ladungsträgers wieder zurück in das Leitung- bzw. Valenzband. Eine andere Wirkung ist die Kompensation von Donatoren bzw. Akzeptoren durch Defektniveaus, wobei das freie Elektron bzw. Loch von einem tiefer liegendem Niveau aufgenommen wird und nicht mehr als freier Ladungsträger zur Verfügung steht. Auch der direkte Einbau eines Donator- bzw. Akzeptoratoms in einen Komplexdefekt (z.B. $V - P$, $V - B$) führt zu einer Veränderung der Majoritätsladungsträgerkonzentration im Gleichgewichtszustand ('carrier removal'). Als weitere Wirkungen seien das defektunterstützte Tunneln und eine mögliche Beweglichkeitsverminde-
rung durch Defekte, die zusätzliche Streuzentren darstellen, erwähnt.

Diese verschiedenen Wirkungsweisen von Störstellen sind direkt mit dem strahleninduzierten Veränderungen der Detektoreigenschaften verknüpft. Eine Änderung in der Anzahl der elektrisch aktiven Donatoren und Akzeptoren bedeutet eine Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration einschließlich einer möglichen Änderung des Leitungstyps. Die notwendige Spannung zur vollständigen Verarmung des Detektors, d.h. die Spannung, bei der die Raumladungszone das gesamte Volumen umfaßt, ist durch die effektive Dotierungskonzentration bestimmt, die damit auch für die Betriebsspannung entscheidend ist. Der Sperrstrom, der maßgeblich das elektronische Rauschen und damit die Energieauflösung bestimmt und den Leistungsverlust beeinflußt, wird durch die

Generations- und Rekombinationszentren verursacht. Das Trapping von Ladungsträgern kann zu einem Verlust bei der Ladungssammlung führen und ist somit entscheidend für die Stabilität der Energieeichung des Detektors. Die Schwerpunkte für die Untersuchung der Strahlenresistenz bilden demnach die folgenden Detektoreigenschaften

- Effektive Dotierungskonzentration
- Sperrstrom
- Ladungssammlung.

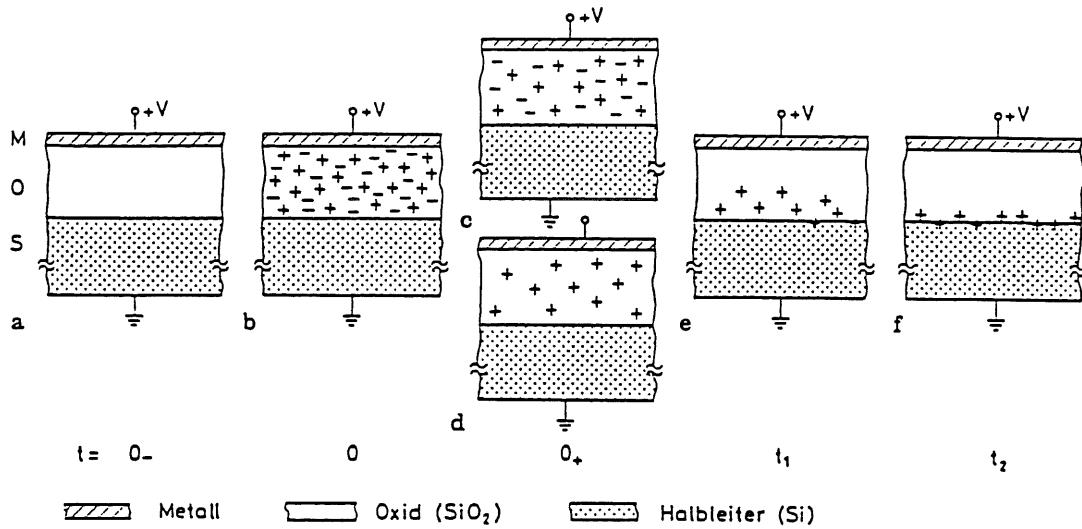


Abb. 2.13: Zeitlicher Verlauf der Ladungserzeugung in einer MOS-Struktur nach einem Strahlenblitz [Gov85, Brä89].

2.2 Oberflächendefekte

Die Bildung von Elektron-Loch-Paaren ist im Halbleiterkristall ein reversibler Prozeß, wogegen die Ionisation in Isolatoren und an Grenzflächen zu permanenten Schäden führen kann. Für die Frage der Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren bedeutet dies, daß die Ionisationseffekte in der Oberflächenpassivierung (SiO_2) und an den Grenzflächen zu untersuchen sind. Die Schädigungsmechanismen und die Eigenschaften der Defekte werden in diesem Kapitel anhand der Effekte in MOS¹-Strukturen vorgestellt.

2.2.1 Schädigungsmechanismen

Bei der Energieabgabe eines einfallenden Teilchens im Siliziumdioxid (SiO_2) muß genauso wie im Si-Kristall zwischen der Ionisation und der Bildung von Versetzungen unterschieden werden. Die Effekte durch Versetzungen im SiO_2 sind aber gegenüber den im Oxid nicht vollständig reversiblen Ionisationseffekten vernachlässigbar. Auch aufgrund des großen Bandabstandes von $E_g = 8.8 \text{ eV}$ in SiO_2 [Gov85] ist keine vergleichbare Wirkung der Versetzungen wie im Silizium ($E_g = 1.12 \text{ eV}$) zu erwarten. Aus diesem Grunde sind für die Oberfächendefekte nur die Ionisationseffekte zu betrachten.

Abb. 2.13 zeigt schematisch das zeitliche Verhalten der Elektronen und Löcher, die durch ionisierende Strahlung im Oxid erzeugt wurden. Eine erhebliche Anzahl der generierten Elektron-Loch-Paare rekombiniert unmittelbar wieder (Abb. 2.13c). Aufgrund der sehr großen Beweglichkeit der Elektronen ($\mu_{\text{SiO}_2}^e \sim 20 \text{ cm}^2/\text{V s}$) wandern diese sofort zur hier positiven Metallelektrode, während die fast unbeweglichen Löcher ($\mu_{\text{SiO}_2}^h \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V s}$) zurückbleiben (Abb. 2.13d). Entsprechend des elektrischen Feldes werden die Löcher langsam in Richtung der SiO_2 -Si-Grenzfläche transportiert (Abb. 2.13e), bis sie an dieser Grenzfläche in tiefen Traps gefangen werden (Abb. 2.13f).

¹MOS: 'Metall Oxid Semiconductor'

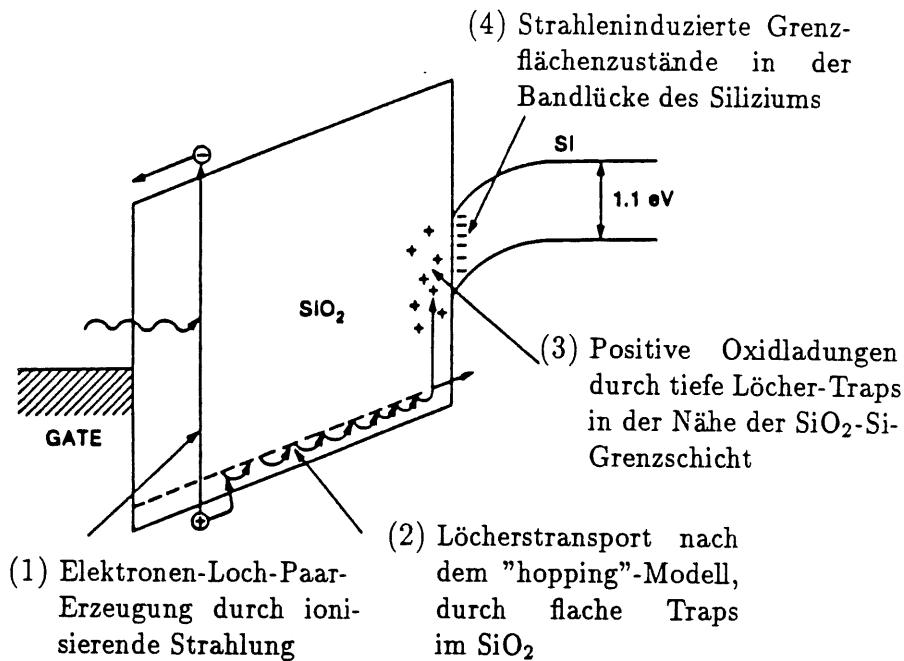


Abb. 2.14: Strahleninduzierte Defekte im Bändermodell einer MOS-Struktur mit positiver Gate-Spannung; nach [McG89].

In Abb. 2.14, die diesen Vorgang im Bändermodell darstellt, ist der Transportmechanismus der Löcher angedeutet. In flachen Löchertraps des Oxis werden die Löcher immer wieder für eine gewisse Zeit festgehalten ('hopping-model'), bis sie in den tiefen Traps an der Grenzschicht permanent gefangen werden. Wie verschiedene Untersuchungen (z.B. sukzessives Abätzen) zeigen, existieren diese tiefen Löchertraps nur in einer etwa $5 - 10 \text{ nm}$ dicken Schicht an der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ -Grenze [McG89]. Zusätzlich zu diesen positiven Oxidladungen werden durch die Strahlung auch Grenzflächenzustände induziert. Als Grenzflächen- oder Oberflächenzustände werden Energieniveaus in der Bandlücke des Siliziums bezeichnet, wenn diese sich unmittelbar an der Grenze zum Oxid befinden. Es wird vermutet, daß die Bildung von positiven Oxidladungen und von Grenzflächenzuständen miteinander gekoppelt ist, aber welcher Mechanismus hier zugrunde liegt ist noch nicht verstanden [Njc82, McG89].

Aus den dargestellten Zusammenhängen zeigt sich direkt die Abhängigkeit der Strahlenschädigung von einigen Parametern der MOS-Struktur und der Bestrahlung. Ein wesentlicher Punkt bei dem betrachteten Mechanismus ist die durch das elektrische Feld bestimmte Bewegung der Ladungsträger. Bei zunehmender Feldstärke wird die Rekombinationswahrscheinlichkeit geringer und damit steigt die Anzahl der getrappten Ladungen.

Im Fall negativer Gatespannung an der Metallelektrode ist die Defektbildung geringer als bei positiver Gatespannung, denn mit der Umkehrung der Richtung des elektrischen Feldes ändert sich auch die Bewegungsrichtung der Ladungsträger. Die Löcher werden in diesem Fall von der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ -Grenzfläche wegtransportiert, so daß nur Löcher, die im Bereich der Grenzfläche generiert werden auch in den tiefen Traps gefangen werden können.

Es ist zu erwarten, daß die Anzahl und eventuell auch die energetische Lage der Traps

von der Oxidation abhängig ist, so ist z.B. die Löcherbeweglichkeit in feuchtem Oxid sehr viel geringer als in trockenem Oxid [Nic82]. Ein wichtiger Parameter ist auch die Dicke der Oxidschicht, denn diese bestimmt direkt die Anzahl der primär erzeugten Elektron-Loch-Paare, und damit ist die Schädigung bei dickeren Oxidschichten größer als bei dünneren.

2.2.2 Eigenschaften der Oberflächendefekte

Wie im vorhergehenden Abschnitt ausgeführt, sind bezüglich der Strahlenschädigung die beiden Defektarten, Grenzflächenzustände und ortsfeste Oxidladungen, zu unterscheiden (vgl. Abb. 2.14). Der Ladungszustand der Grenzflächenzustände ist vom Fermi niveau E_F an der Siliziumoberfläche abhängig, damit also auch vom Leitungstyp des Kristalls. Die Grenzflächenzustände sind negativ geladen (Akzeptorcharakter), wenn E_F sich in der oberen Hälfte der Bandlücke befindet und positiv geladen (Donatorcharakter) in dem Fall, daß E_F in der unteren Hälfte ist. Wenn E_F etwa dem intrinsischen Fermi niveau E_i in der Mitte der Bandlücke entspricht, dann sind die Grenzflächenzustände neutral [McG89]. Dies kann z.B. bedeuten, daß negativ geladene Grenzflächenzustände die positiven Oxidladungen ganz oder teilweise kompensieren. Da das Fermi niveau durch strahleninduzierte Kristalldefekte verschoben wird, kann sich der Ladungszustand der Grenzflächenzustände strahlungsabhängig ändern. Um eine unabhängige Untersuchung der Oberflächendefekte durchzuführen, empfiehlt es sich, ionisierende Strahlung zu benutzen, die nicht gleichzeitig Kristalldefekte verursacht.

Strahleninduzierte Oberflächenzustände und Oxidladungen unterscheiden sich deutlich in ihrem Ausheilverhalten. Während Oxidladungen bereits bei Raumtemperatur ausheilen, zeigt sich bei Oberflächenzuständen erst ab 150°C eine deutliche Ausheilung. Direkt nach Bestrahlungsende können sich sogar, aufgrund der geringen Löcherbeweglichkeit, noch weitere Oberflächenzustände bilden.

Die strahleninduzierten Defekte in MOS-Strukturen bewirken Ladungsveränderungen an der $\text{SiO}_2\text{-Si-Grenzfläche}$, die zu einer Änderung der Bandverbiegung führen (vgl. Abb. 2.14). Ein Maß für die Bandverbiegung ist die Flachbandspannung U_{FB} , die angelegt werden muß um die Verbiegung gerade zu kompensieren. Wie in Abschnitt 4.2.3 ausgeführt wird, sind hierfür vor allem die Kapazitäts- und Leitwertmessungen von besonderem Interesse. Der Leitwert gibt insbesondere auch Aufschluß über die Grenzflächenzustände, da diese oberflächennahen Energieniveaus in der Bandlücke des Siliziums als Generationszentren wirken.

Inwieweit durch die aufgeführten Oberflächendefekte die Eigenschaften des Detektors beeinflußt werden, hängt entscheidend von der verwendeten Detektortechnologie ab. Wenn z.B. die Randpassivierung eine MOS-ähnliche Struktur darstellt, kann, neben der Verschiebung der Flachbandspannung, auch der strahlungsabhängige Oberflächengenerationsstrom der Grenzflächenzustände gemessen werden. Bei ortsempfindlichen Detektoren bilden Oxidschichten die Isolation zwischen den einzelnen Elektroden. Hier ist zusätzlich der Widerstand zwischen den einzelnen Strukturen ('*interstrip resistance*') ein strahlungsabhängiger Parameter, der für eine gute Ortsauflösung entscheidend ist.

Grundsätzlich ist festzuhalten, daß stark strukturierte Detektoren mehr durch ionisierende Strahlung beeinflußt werden als großflächige Detektoren mit vergleichsweise kleinem Randbereich. Je nach Einsatzbereich und Ausführung der Detektoren ergeben sich hieraus die Schwerpunkte für die Untersuchungen zur Strahlenresistenz.

Kapitel 3

Strahlenbelastung in Hochenergiephysikexperimenten

3.1 Abschätzungen des Strahlungsfeldes

3.1.1 Komponenten der Strahlung

Für die Strahlenschädigung ist jede Strahlung relevant, die den Detektor erreicht, unabhängig davon, ob sie für die physikalische Fragestellung der Hochenergiephysik von Interesse ist. Nach ihrem Ursprung werden im wesentlichen folgende Komponenten unterschieden:

- Strahl-Strahl-Wechselwirkung
- Strahl-Restgas-Wechselwirkung
- Strahl-Wand-Wechselwirkung
- Synchrotronstrahlung

Für die Hochenergiephysik sind nur die Strahl-Strahl-Wechselwirkungen am vorgesehenen Wechselwirkungspunkt von Bedeutung. Diese physikalisch interessanten Ereignisse werden durch ein mehrstufiges Triggersystem von den Untergrundereignissen, zu der alle übrigen Komponenten gehören, für eine spätere Auswertung selektiert. Eine vergleichbare Auswahlmöglichkeit existiert gegebenermaßen nicht für die schädigende Wirkung der Strahlung.

Die Bedeutung der verschiedenen Wechselwirkungen für die Strahlenschädigung ergibt sich jeweils aus der Zusammensetzung und der Intensität der den Detektor treffenden Strahlung. Dies wiederum wird maßgeblich durch die Maschinenparameter der Speicherringe und den Aufbau des Experiments (Geometrie, Material, etc.) bestimmt. Für die Beschleuniger der nächsten Generation sind sehr hohe Energien und Luminositäten vorgesehen (vgl. Tab. 3.1), so daß die Frage der Strahlenschädigung ein wesentliches Kriterium für den Aufbau eines Experiments ist. Alle in Frage kommenden Detektortechnologien müssen also auf ihre Strahlenresistenz hin untersucht werden. Zusammen mit der Strahlenbelastung am möglichen Einsatzbereich einer speziellen Technologie ergibt sich dann aus der ermittelten Strahlenhärté, wie lange ein bestimmter Detektortyp einsetzbar ist.

	LHC	SSC	HERA
Umfang	26.7 km	83.6 km	6.34 km
Max. Energie	p: 8 TeV p: 8 TeV	p: 20 TeV p: 20 TeV	p: 820 GeV e: 30 GeV
σ_{max}	inel. Streuung 60 mb	inel. Streuung 80 mb	γ -Prod. 50 mb
Luminosität \mathcal{L}	$1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$1 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Jährl. Betrieb	10^7 s	10^7 s	10^7 s
Ereig. pro Jahr	$6 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{10}$

Tab. 3.1: Parameter der aktuellen HEP-Speicherringe LHC am CERN in Genf, SSC in Texas (USA) und HERA bei DESY in Hamburg. [PDG90, Fer91, Joh87, Wol86]

Die anstehenden Entscheidungen für die Experimente an den in Planung befindlichen Beschleunigern SSC¹ und LHC² bewirken, daß die Fragen der Strahlenbelastung konkret für mögliche Experimente an diesen p-p-Collidern bearbeitet werden.

Beim SSC wird erwartet [Gro88], daß die Strahllebensdauer bezüglich der p-p-Wechselwirkung 300 h beträgt, dies ist gleichbedeutend mit einem alle 6 Tage auftretendem Verlust aller gespeicherter Protonen innerhalb eines Experimentes. Im Vergleich hierzu spielt die Untergrundstrahlung eine untergeordnete Rolle, denn die Lebensdauer bezüglich der Strahl-Gas-Wechselwirkung beträgt ebenfalls 300 h, wobei dieser Teilchenverlust aber auf den gesamten Speicherring verteilt ist. Wegen dieser hohen Luminosität werden folglich nur die p-p-Wechselwirkungen für die Abschätzung der Strahlenbelastung berücksichtigt. Dies gilt erst recht für die Experimente am LHC, dessen geplante Luminosität einen Faktor 10 größer ist. Umgekehrt laufen diese Überlegungen für die angelaufenen Experimente H1 und ZEUS bei HERA³. Hier ist nicht nur die Energie der Protonen niedriger, sondern die Luminosität für die e-p-Wechselwirkung ist auch einen Faktor 100 kleiner als für die p-p-Wechselwirkung beim SSC. Die Strahlung in den hier interessierenden HEP-Experimenten wird demnach durch eine der Komponenten, Strahlung vom Wechselwirkungspunkt bzw. Untergrundstrahlung, dominiert. In den nächsten beiden Abschnitten werden Abschätzungen der Strahlungsfelder, nach diesem Kriterium getrennt, am Beispiel aktueller Experimente vorgestellt. Zuvor wird noch allgemein auf die Zusammensetzung des Strahlungsfeldes in HEP-Experimenten eingegangen.

Wie in Abschnitt 2.1.2 vorgestellt, ist die Strahlenschädigung in qualitativer und quantitativer Hinsicht von der Art der Strahlung, also von der Teilchensorte und deren energetischer Verteilung abhängig. Die strahlungsempfindlichen Detektorbereiche sind meistens nicht direkt der Strahlung der primären Wechselwirkung ausgesetzt, sondern in der vorhandenen Materie entstehen Kaskaden von verschiedenen Wechselwirkungen, sogenannte Schauer. Abhängig vom auslösenden Teilchen und der damit verbundenen Wechselwirkung wird zwischen rein elektro-magnetischen Schauern (e, γ) und hadronischen Schauern unterschieden. Unabhängig vom Ursprung des Primärteilchens, vorgesehener Wechselwirkungspunkt oder Untergundereignis, wird das Strahlungsfeld in den aktuellen HEP-

¹"Superconducting Super Collider", Waxahachie in Texas, USA

²"Large Hadron Collider" am CERN, Genf, Schweiz

³"Hadron-Elektron-Ring-Anlage" bei DESY, Hamburg

Experimenten mit Protonen, maßgeblich durch hadronische Schauer bestimmt. Informationen über elektro-magnetische und hadronische Schauer gibt es insbesondere aus den Untersuchungen an Kalorimetern und den hierfür entwickelten Simulationsprogrammen auf der Basis von Monte-Carlo-Rechnungen. Da Teilchen- und Energiespektren von gemischten Strahlungsfeldern meßtechnisch nur unzureichend erfaßbar sind, werden MC-Programme als gutes Instrument für die Bestimmung der zu erwartenden Strahlungsfelder benutzt. Um die verschiedenen MC-Programme zu testen und entsprechend anzupassen, wurde das Strahlungsfeld hadronischer Schauer in speziellen Experimenten studiert. In diesem Zusammenhang sei insbesondere auf die Reihe der RÖSTI-Experimente hingewiesen, da im Rahmen der hier vorliegenden Untersuchungen auch die Schädigung von Silizium-Detektoren innerhalb der kalorimeterähnlichen RÖSTI-Konfiguration aus Eisen bei dem Bestrahlungsexperiment mit $24\text{ GeV}/c$ Protonen am CERN-PS [Fas89b] untersucht wurde (siehe Kap. 4.3.6). Am CERN-SPS ($200\text{ GeV}/c$ Hadronen) wurde zusätzlich zu den Untersuchungen mit der Eisen-Kalorimeter-Konfiguration [Rus89] auch ein Experiment mit einer Blei-Kalorimeter-Konfiguration durchgeführt [Ste91a]. Die Ergebnisse der Aktivierungsmessungen in der Eisen-Konfiguration am CERN-SPS wurden bereits mit Simulationsrechnungen der Monte-Carlo-Programme FLUNEV [Zaz89] und GEANT [Fed91b] verglichen. Bei insgesamt guter Übereinstimmung der MC-Simulationen mit den experimentellen Daten zeigt sich aber auch die Unsicherheit bei Neutronen, deren Energie unter $\sim 0.8\text{ MeV}$ liegt, da hierfür bisher keine experimentellen Daten zum Vergleich vorliegen. Zusätzliche Informationen sind von einem weiteren RÖSTI-Experiment zu erwarten, bei dem auch Radium aktiviert wurde, dessen Ansprechbereich für Neutronen von etwa 0.5 MeV bis 10 MeV reicht [Fas89a]. Die Bestrahlungen wurden bereits am CERN-PS mit $24\text{ GeV}/c$ Protonen durchgeführt, die Ergebnisse sind aber bisher noch nicht veröffentlicht.

Abb. 3.1 zeigt die typischen Energiespektren der Teilchen eines hadronischen Schauers in einem Kalorimeter, die mit einer modifizierten Version des Monte-Carlo-Programms GEANT3.13⁴ [Fed91b] gerechnet wurden. Die einzelnen Energiespektren sind jeweils in dem üblichen Lethargieplot dargestellt, bei dem die Fläche je Eintrag normiert ist. Die Einträge $E \cdot d\Phi/dE$ sind zusätzlich auch auf die Anzahl der eingeschossenen Teilchen und deren Energie (hier: 10 GeV Protonen) normiert, so daß die relative Häufigkeit, mit der ein Teilchen im gesamten hadronischen Schauer vorkommt, unmittelbar abgelesen werden kann. Ein Vergleich der angegebenen relativen Häufigkeiten ergibt, daß die Neutronenkomponente weitaus am größten ist. Insgesamt beträgt die Häufigkeit der Neutronen das 25fache der geladenen Hadronen. Unter den geladenen Hadronen sind nur die Protonen und Pionen mit etwa gleicher Häufigkeit von Bedeutung, wogegen alle weiteren geladenen Hadronen vernachlässigbar sind. Bei dem Energiespektrum der Protonen ist zu beachten, daß hier mit 10 GeV Protonen als Einschußteilchen gerechnet wurde, und sie die Einträge im höchsten Energiebin bilden. Bezuglich der energetischen Verteilung der Hadronen ist das ausgeprägte Maximum der Neutronen bei rund 1 MeV auffällig, wogegen die wahrscheinlichste Energie E_{mop} der geladenen Hadronen deutlich höher bei einigen 100 MeV liegt. Diese beiden Komponenten, Neutronen und geladene Hadronen, sind die wesentliche Ursache für Kristallschäden in Silizium, während zur Ionisation neben den geladenen Hadronen auch die elektro-magnetischen Komponenten Elektronen und Photonen beitragen.

⁴Die Modifikationen sind in GEANT3.14 bereits implementiert.

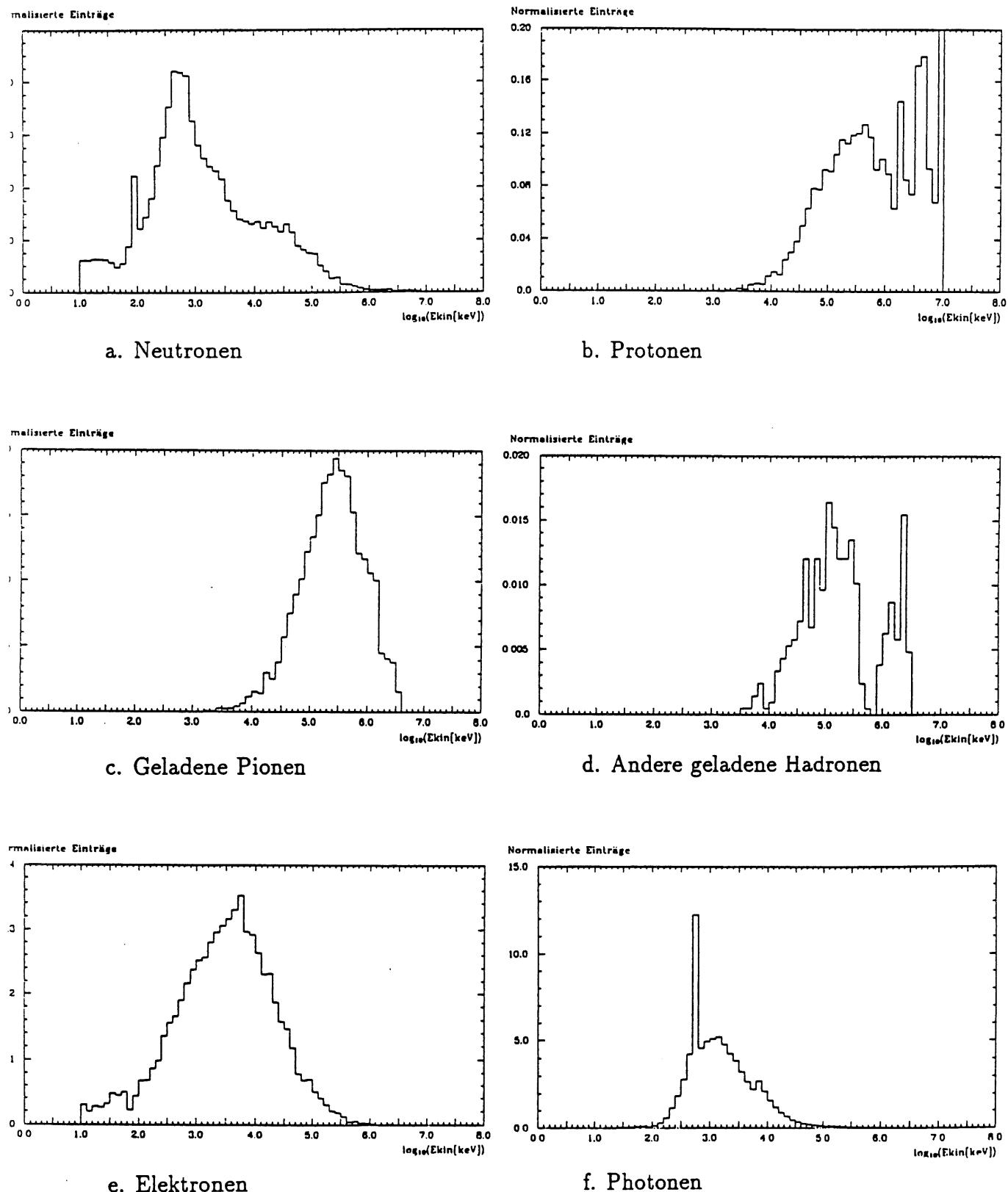


Abb. 3.1: Energiespektren der Teilchen in einem hadronischen Schauer, nach Monte-Carlo-Rechnungen mit GEANT für ein Blei/Silizium-Kalorimeter (200 Sandwiches à $1.5 \text{ cm Pb} / 400 \mu\text{m Si}; \phi 2 \text{ m}$) [Fed91a].

Die Bedeutung, die den einzelnen Komponenten bezüglich der Strahlenschädigung zukommen, ist vom eigentlichen Experiment und von der in Frage kommenden Detektortechnologie abhängig und bedarf individueller Untersuchungen. Darum werden in den nächsten Abschnitten noch allgemein die Strahlungsfelder in HEP-Experimenten vorgestellt, bevor dann in Kap. 3.2 diese Fragen für Silizium-Detektoren konkretisiert werden.

3.1.2 Strahlung bei LHC und SSC

Wie im vorangegangenen Abschnitt dargestellt, ist für Beschleuniger mit hoher Luminosität die Strahlung aus den Kollisionen im Wechselwirkungspunkt des Experiments die dominierende Komponente, wogegen die Untergrundstrahlung vernachlässigt werden kann. Insbesondere die Abschätzungen des Neutronenflusses, der stärksten Komponente im Teilchenspektrum (vgl. Abb. 3.1), ist schwierig, da sie stark von der Geometrie und den verwendeten Materialien des Experiments abhängt.

Für die Beschreibung einer Winkelabhängigkeit in HEP-Experimenten wird üblicherweise [Gro88, Ste90] die Größe *Pseudorapidity*

$$\eta := -\ln \tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) \quad (3.1)$$

benutzt; wobei Θ den Winkel zur Strahlachse bezeichnet. Diese Größe bietet in einem weiten Winkelbereich bei p-p-Wechselwirkungen mit hoher Schwerpunktsenergie folgende einfache Relation für die Anzahl der geladenen Hadronen N_{ch} ,

$$H = \frac{dN_{ch}}{d\eta} \simeq \text{const.} \quad (3.2)$$

Da der Neutronenfluß sehr stark von dem individuellen Aufbau des Experiments abhängt und nicht wie die Dosis durch die Ionisation der geladenen Teilchen mit der Pseudorapidity η skaliert [Fer91], können Monte-Carlo-Rechnungen mit sehr einfacher sphärischer Geometrie [Gro88, Ste90, Ste91b] nur sehr ungenau den tatsächlich zu erwartenden Neutronenfluß abschätzen.

Um der Diskussion der Strahlenhärté realistische Abschätzungen zugrunde zu legen, werden in diesem Abschnitt die wichtigsten Ergebnisse der Simulationsrechnungen für zwei geplante Experimente vorgestellt: Das EAGLE-Experiment für den LHC mit einer maximalen Luminosität von $1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ und das SDC-Experiment für den SSC, bei dem die Luminosität um den Faktor 10 niedriger ist. Bei diesen Experimenten mit extrem hoher Luminosität ist es besonders wichtig, bereits bei der Konzeption der Experimente über die Wahl der Geometrie bzw. des Materials eine Minimierung des Strahlungsfeldes zu erreichen. Darum werden im folgenden für das EAGLE-Experiment an ausgewählten Beispielen einige Zusammenhänge aufgezeigt.

In Abb. 3.2 und Abb. 3.3 sind jeweils die simulierten Geometrien der Experimente skizziert. Die verschiedenen Positionen, für die der Neutronenfluß berechnet wurde, sind eingezeichnet und durchnumeriert. Aus den umfangreichen Rechnungen [Fer91] wurden typische Ergebnisse ausgewählt, die in Tab. 3.2 zusammengefaßt sind. Die Sekundärteilchen der p-p-Wechselwirkung wurden für diese Rechnungen mit DTUJET90 generiert und

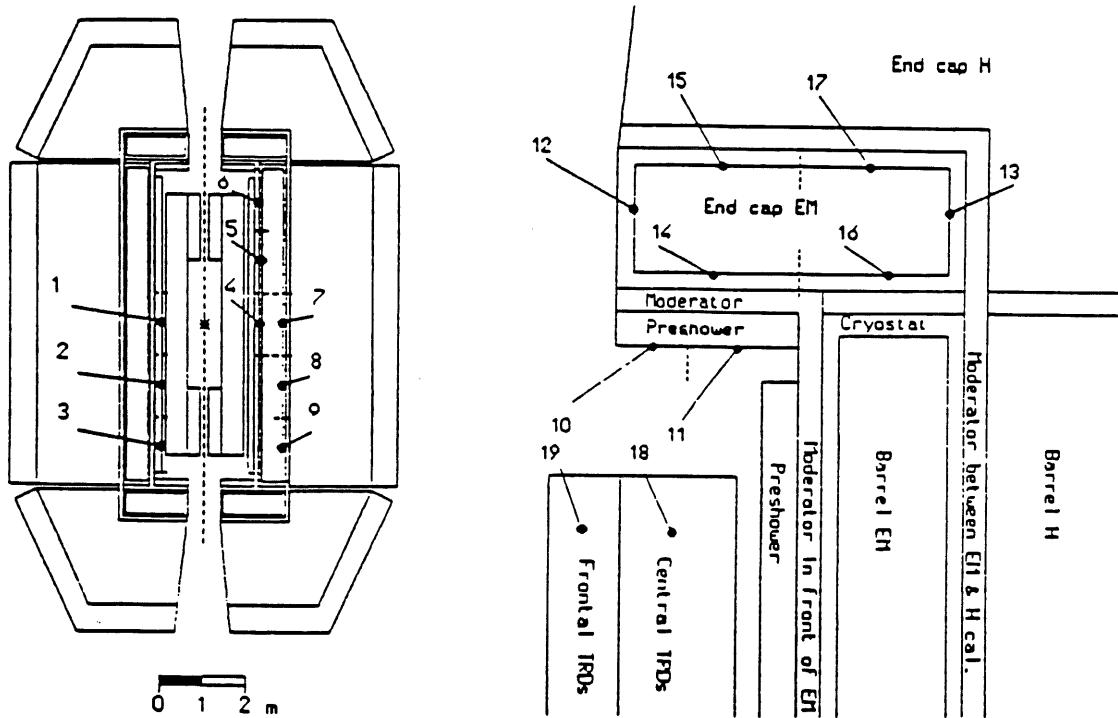


Abb. 3.2: Skizze der Geometrie des EAGLE-Experiments am LHC, die für die Simulationsrechnungen benutzt wurde; horizontaler Schnitt (links) und Vergrößerung des "End Cap"-Bereichs (rechts). Die Positionen, an denen der Neutronenfluß berechnet wurde sind gekennzeichnet. [Fer91]

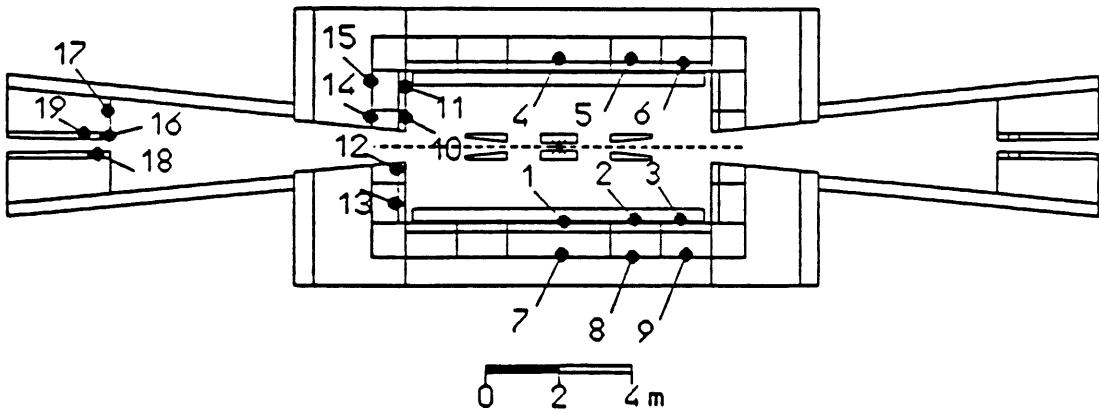


Abb. 3.3: Skizze der Geometrie des SDC-Experiments am SSC, die für die Simulationsrechnungen benutzt wurde (horizontaler Schnitt). Die Positionen, an denen der Neutronenfluß berechnet wurde sind gekennzeichnet. [Fer91]

Konfigurationen	Positionen								$ \eta_{max} $	Albedo
	"Barrel"			"End Cap"						
EAGLE										
Pos.	1	4	7	10	14	15	12	19		
Ref. Conf.	$1.7 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{13}$	$7.2 \cdot 10^{12}$	$6.0 \cdot 10^{13}$	$8.5 \cdot 10^{13}$	$9.6 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^{14}$	$2.4 \cdot 10^{13}$		
Conf. 5	$8.4 \cdot 10^{12}$	$3.9 \cdot 10^{12}$	$0.4 \cdot 10^{12}$	$4.4 \cdot 10^{13}$	$4.1 \cdot 10^{13}$	$3.3 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{14}$	$1.3 \cdot 10^{13}$		
Conf. 6	$1.7 \cdot 10^{12}$	$4.7 \cdot 10^{12}$	$4.3 \cdot 10^{12}$	$1.6 \cdot 10^{13}$	$7.2 \cdot 10^{13}$	$9.8 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^{14}$	$4.0 \cdot 10^{12}$		
Conf. 11	$3.1 \cdot 10^{13}$	$1.6 \cdot 10^{13}$	$1.0 \cdot 10^{13}$	$1.8 \cdot 10^{14}$	$4.3 \cdot 10^{14}$	$5.6 \cdot 10^{14}$	$5.5 \cdot 10^{14}$	$5.0 \cdot 10^{13}$		
SDC										
Pos.	1	4	7	10	12	14	19	—		
	$2.4 \cdot 10^{11}$	$6.0 \cdot 10^{10}$	$0.3 \cdot 10^{10}$	$3.1 \cdot 10^{12}$	$7.5 \cdot 10^{12}$	$2.3 \cdot 10^{12}$	$1.8 \cdot 10^{14}$	—		

Tab. 3.2: Erwartete Neutronenfluenzen [$n/cm^2/yr$] an verschiedenen Positionen innerhalb von EAGLE für LHC und SDC für SSC (vergl. Abb. 3.2 bzw. Abb. 3.3) nach MC-Studien mit FLUKAN [Fer91] bei folgenden Konfigurationen:

Ref. Conf.: EM-Kal.: Pb-LAr, H-Kal.: Fe-LAr, Magn. Feld: 2 T,
kein Moderator oder TRD, $|\eta_{max}| = 3$

Conf. 5 : Scintillator statt LAr als Kalorimeterauslesemedium

Conf. 6 : 10 cm Polyethylen als Moderator

Conf. 11: $|\eta_{max}| = 4$

beinhaltet bereits eine systematische Unsicherheit von 50 %. Dies ergab ein Vergleich der Ergebnisse von DTUJET90, wenn im Gegensatz zu den standard Strukturfunktionen extreme Strukturfunktionen benutzt worden waren. Der gesamte systematische Fehler wird mit $\sim 20\%$ angegeben. Da diese systematischen Unsicherheiten größtenteils von der gerechneten Konfiguration unabhängig sind, können die Ergebnisse unter Berücksichtigung eines typischen statistischen Fehlers von 5 – 10 % miteinander verglichen werden.

Die hier zitierten Neutronenfluenzen beziehen sich nur auf Neutronen mit $E_n \geq 100 \text{ keV}$. Diese Energieschwelle ist für Betrachtungen der Strahlenschädigung in Silizium üblich, da die Schädigungsfunktion der Neutronen in Silizium unterhalb von 150 keV um Größenordnungen kleiner wird. Zu beachten ist aber, daß dies nicht unbedingt auf andere Materialien übertragbar ist. Für GaAs gilt dies z.B. nicht, da hier auch die Schädigung durch thermische Neutronen nicht vernachlässigt werden kann [Lue87, Oug90]. Pauschal kann gesagt werden, daß der gesamte Neutronenfluß einen Faktor 2 bis 3 größer ist als der Fluß der Neutronen mit $E_n \geq 100 \text{ keV}$, und zwar unabhängig von der Konfiguration und der Position im Experiment. Die Ortsabhängigkeit des Energiespektrums zeigt sich auch darin, daß sich das Spektrum der Albedo-Neutronen qualitativ nicht von dem Neutronenspektrum innerhalb des hadronischen Schauers unterscheidet. In Abb. 3.4 ist das Neutronenspektrum von Abb. 3.1a mit der energetischen Verteilung der Albedo-Neutronen verglichen. Da die beiden Energiespektren mit derselben Simulation gerechnet wurden, ist die Statistik der Albedoneutronen zwar entsprechend geringer, aber die Verteilung ist in qualitativer Hinsicht sehr ähnlich. Insgesamt zeigt sich also, daß die energetische Verteilung der Neutronen unabhängig von der Position im Experiment ist, und dies erlaubt einen direkten Vergleich der Neutronenflüsse.

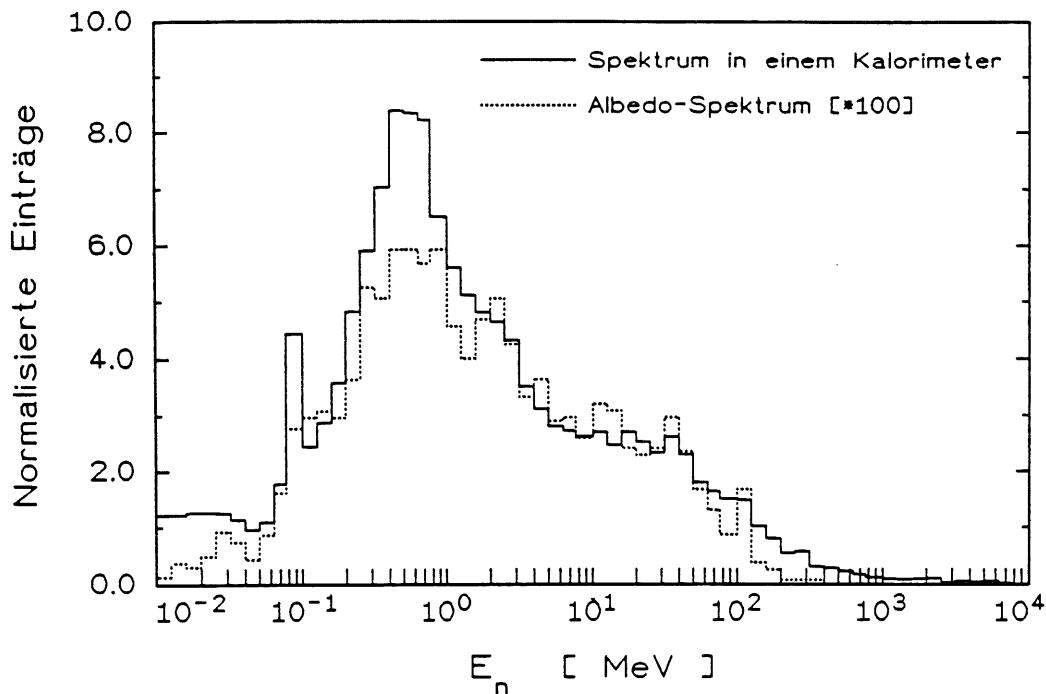


Abb. 3.4: Vergleich der Energiespektren der Albedoneutronen und der Neutronen innerhalb eines Kalorimeters, nach Monte-Carlo-Rechnungen mit GEANT für ein Blei/Silizium-Kalorimeter (vgl. Abb. 3.1) [Fed91a].

Die wichtigsten prinzipiellen Möglichkeiten zur Minimierung des Neutronenfluxes in einem Experiment seien im folgenden anhand von Tab. 3.2 aufgezeigt. Bereits die Ergebnisse für die Vergleichs-Konfiguration Ref. Conf. von EAGLE zeigen deutlich die komplizierte Ortsabhängigkeit der jährlich zu erwartenden Neutronenfluenz, die von $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ im Zentralbereich bis $1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ bei $|\eta_{max}| = 3$ reicht. Eine Verringerung des Neutronenfluxes kann durch die Verwendung von wasserstoffhaltigen Materialien erreicht werden, dies wurde z.B. für Polyethylen mit Monte-Carlo-Rechnungen [Fur89, Fur90, Fed91b] und auch experimentell mit einem RÖSTI-Experiment untersucht. Dieser günstige Effekt ist auch an Conf.5 zu sehen, bei der statt flüssigem Argon (LAr) Scintillatormaterial als aktives Medium benutzt wurde, und auch bei Conf.6 mit 10 cm Polyethylen als Moderator.

Die Auswirkungen des Moderators vor dem Kalorimeter zeigen zusätzlich auch, daß der Neutronenfluß von den im zentralen Innenbereich des Experiments ('cavity') gestreuten Neutronen gegenüber den im Kalorimeter erzeugten Neutronen dominiert wird. Dies ist entsprechend bei den Albedo-Neutronen noch deutlicher zu sehen. Eine Reduktion des Neutronenfluxes um knapp 50 % wird mit dem Scintillator-Kalorimeter erreicht, und mit 10 cm Polyethylen vor dem Kalorimeter wird sogar eine Reduktion um den Faktor 6 auf $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ bewirkt. Da die im Innenbereich gestreuten Neutronen eine so dominierende Rolle spielen, ist eine deutliche Abhängigkeit des Neutronenfluxes von der Geometrie des Experiments zu erwarten. Dies zeigt sich am Beispiel von Conf.11, bei dem der "End Cap"-Bereich bis $|\eta_{max}| = 4$ (d.h. $\Theta_{min} = 2^\circ$) reicht. Es steigt nicht nur der maximale Fluß von $1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ bei $|\eta_{max}| = 3$ (d.h. $\Theta_{min} = 6^\circ$) auf fast $6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$, sondern dies führt auch bei allen anderen Positionen zu einem deutlich höheren Neutronenfluß.

$ \eta $	0.-0.5	0.5-1.	1.-1.5	1.5-2.	2.-2.5	2.5-3.	3.-3.5	3.5-4.	4.-4.5	4.5-5.
Sphärische Geometrie										
em-Dosis	0.20		2.4		54		290		4300	
h-Dosis	0.25		1.0		16		64		430	
Total	0.45		3.4		69		340		4700	
EAGLE	"Barrel"				"End Cap"					
Dosis	.33	.37	.43	.87	.40	11.0	(52.)	(88.)	—	—
SDC	"Barrel"				"End Cap"				"Forward Calorimeter"	
Dosis	.016	.019	.020	.11	.50	1.7	.72	2.7	9.8	37.

Tab. 3.3: Erwartete maximale Dosis [kGy/yr] in Abhängigkeit von der Pseudorapidity $|\eta|$ nach MC-Studien mit FLUKA für die sphärische Geometrie ($R_i = 2\text{ m}$, Blei, LHC-Parameter) [Ste90] und mit FLUKAN für das Schauermaximum im EM-Kalorimeter von EAGLE (LHC) bzw. SDC(SSC) [Fer91]

Die niedrigeren Neutronenfluenzen an vergleichbaren Positionen innerhalb des SDC-Experiments sind nicht nur durch die geringere Luminosität des SSC bedingt, sondern liegen zu einem erheblichen Anteil auch in dem größeren Radius des Innenbereichs von 2.10 m gegen 1.15 m bei EAGLE begründet. Dies gilt insbesondere für den "Barrel"-Bereich, wo nur ein Neutronenfluß von deutlich unter $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}\text{yr}^{-1}$, erwartet wird. Durch das weit nach außen gesetzte zusätzliche Vorwärtscalorimeter, wird selbst bei einer maximalen Pseudorapidity von $|\eta_{max}| = 5$ 'nur' $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{yr}^{-1}$ als Neutronenfluß erwartet.

Die Simulationsrechnungen mit einigen verschiedenen Konfigurationen des EAGLE-Experiments [Fer91] zeigen, daß die Ionisationsdosis nur unwesentlich durch die Wahl der Konfiguration beeinflußt werden kann, und daß sie mit der Pseudorapidity η skaliert. Die maximal zu erwartende Dosis wird durch den elektro-magnetischen Anteil bestimmt. In Tab. 3.3 sind für eine sphärische Geometrie neben der maximalen Dosis des elektro-magnetischen Anteils auch die Maximalwerte für den hadronischen Anteil bzw. für die totale Dosis aufgeführt. Mit zunehmender Pseudorapidity steigt die Dosis stark an, wobei der Beitrag der Dosis, der durch geladene Hadronen erzeugt wird, im Verhältnis zu dem elektro-magnetischen Anteil immer geringer wird. Aus diesem Grund reicht es für eine Abschätzung der maximalen Dosis bei EAGLE und SDC, nur die Dosis im Schauermaximum des elektro-magnetischen Kalorimeters zu betrachten, dessen Werte ebenfalls in Tab. 3.3 angegeben sind.

Die jeweils für das LHC gerechneten Dosiswerte zeigen die deutliche Geometriee-abhängigkeit. Ein erster Schritt für den Vergleich der Daten ist, diese auf gleiche Geometrie umzurechnen. So ergibt sich z.B. für den Bereich $3 \leq |\eta| \leq 4$, unter der Annahme einer r^{-2} -Abhängigkeit, eine Dosis von $\sim 70 \text{ kGy/yr}$ für den elektro-magnetischen Anteil. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der für diesen η -Bereich simulierten Dosis im Schauermaximum des EM-Kalorimeters von EAGLE. Für die radiale Abhängigkeit innerhalb des Kalorimeters ist eine einfache Umrechnung allerdings nicht zulässig, wie ein Vergleich von zylindrischer Geometrie mit umgerechneter sphärischer Geometrie in [Ste90] zeigt.

Im Innenbereich des Experiments ist die Dosis nur vom Abstand zur Strahlachse r_{\perp} abhängig, und nach [Ste90] ergibt sich für Experimente am LHC

$$D(r_{\perp}) = \frac{4 \cdot 10^3 \text{ cm}^2}{r_{\perp}^2} \text{ kGy yr}^{-1}. \quad (3.3)$$

Diese Dosis wurde aus dem Fluß der geladenen Hadronen Φ_{ch} , mit $dE/dx = 4.5 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ berechnet, so daß aus 3.3 umgekehrt folgt

$$\Phi_{ch}(r_{\perp}) = \frac{5.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^2}{r_{\perp}^2} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}. \quad (3.4)$$

Diese Abschätzung wurde mit den Bedingungen für LHC-Experimente gerechnet. Für den Silizium-Tracker bei SDC wird dagegen nur mit einem um den Faktor 3.5 kleinerem Fluß der geladenen Hadronen gerechnet. Bei minimalen radialen Abstand $r_{\perp} = 15 \text{ cm}$ wird entsprechend eine Strahlenresistenz bezüglich geladener Hadronen von $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ benötigt [Pit91, Zio90].

Für jede Detektortechnologie, die für HEP-Experimente an den zukünftigen Beschleunigern mit hoher Luminosität in Frage kommt, sollte die Strahlehärte bis 10^{15} n/cm^2 bzw. 10^{14} ch/cm^2 und 10^6 Gy untersucht werden. Wenn hierzu jeweils systematische Studien vorliegen, ist es möglich, den optimalen Einsatzbereich der verschiedenen Technologien unter den gegebenen Bedingungen herauszufinden.

3.1.3 Untergrundstrahlung bei HERA

Die unvermeidlichen Wechselwirkungen der Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit dem Strahlrohr sind Ausgangspunkte für hadronische Schauer im umgebenden Material. Dies bedeutet, daß auch im Fall der Untergrundstrahlung die Neutronen die stärkste Komponente bilden (vgl. Abb. 3.1).

In [Tes90] werden Abschätzungen des zu erwartenden Neutronenfeldes im HERA-Tunnel vorgestellt, die mit dem Monte-Carlo-Programm FLUNEV simuliert wurden. Da die Strahl-Wand-Wechselwirkungen nicht überall gleich wahrscheinlich sind, wurde bei diesen Rechnungen von lokalen Strahlverlusten an den Dipolmagneten ausgegangen. In

Position	Radius [cm]	Lokaler Strahlverlust	Strahl-Gas Wechselwirkung
Oberfläche des Dipolmagneten	21	$3.5 \cdot 10^{11}$	$3.1 \cdot 10^9$
Luftvolumen im Tunnel	50-150	$6.7 \cdot 10^{10}$	$6.8 \cdot 10^8$
Front der Betonwand	260	$4.0 \cdot 10^{10}$	$4.2 \cdot 10^8$

Tab. 3.4: Erwartete Neutronenfluenzen [$\text{n/cm}^2/\text{yr}$] an verschiedenen Positionen innerhalb des HERA-Tunnels nach MC-Studien mit FLUNEV [Tes90]

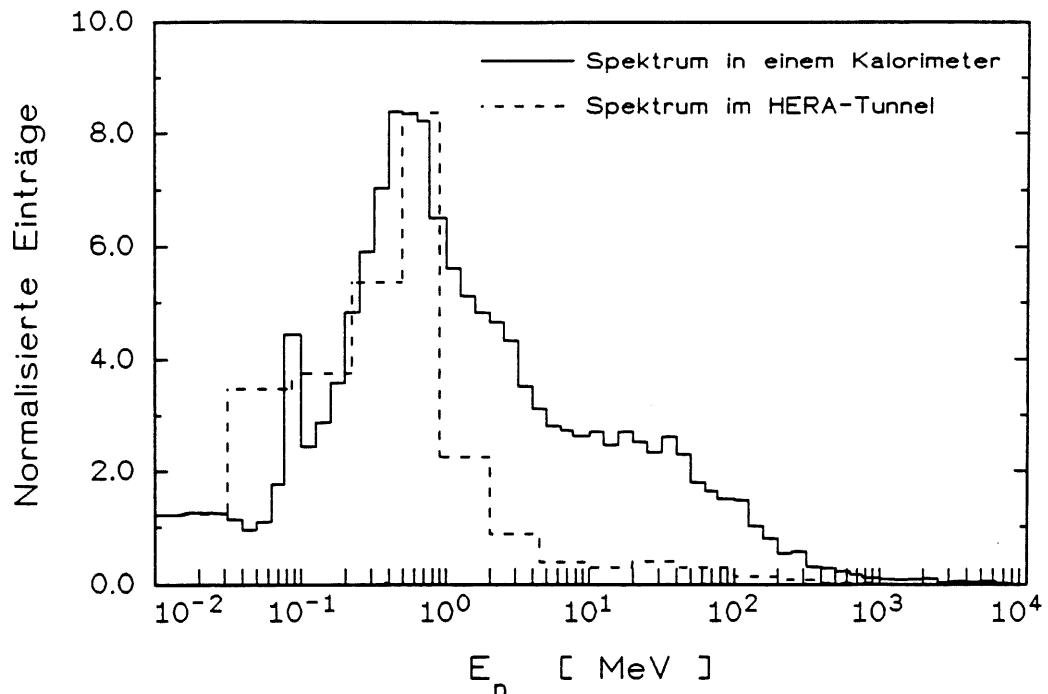


Abb. 3.5: Vergleich der Neutronenspektren im HERA Tunnel und innerhalb eines Kalorimeters, nach Monte-Carlo-Rechnungen mit FLUNEV [Tes90] bzw. GEANT (vgl. Abb. 3.1 [Fed91a]).

Tab. 3.4 sind die jährlich zu erwartenden Neutronenfluenzen für drei Bereiche unterschiedlichen radialen Abstandes angegeben. Unabhängig von der Position ist der Neutronenfluß aufgrund von Strahl-Gas-Wechselwirkungen um etwa zwei Größenordnungen geringer als die lokalen Strahlverluste und damit weitgehend vernachlässigbar.

Die Fluenzberechnungen für die verschiedenen Konfigurationen des EAGLE-Experiments (vgl. Tab. 3.2) machten bereits deutlich, wie stark der Neutronenfluß von den Materialien und der Geometrie abhängt. Hierzu vergleichbare Rechnungen für die HERA Experimente H1 und ZEUS, bei denen die Untergrundstrahlung dominiert, existieren leider nicht. Es reicht hier aber auch aus, mit einer groben, oberen Abschätzung aus den MC-Rechnungen für den Tunnel zu arbeiten, denn der erwartete Neutronenfluß liegt deutlich unter $10^{12} n/cm^2/yr$ und ist damit um zwei bis drei Größenordnungen niedriger als z.B. für das EAGLE-Experiment abgeschätzt wurde.

Abb. 3.5 zeigt das Energiespektrum der Neutronen im HERA-Tunnel [Tes90] im Vergleich mit dem Neutronenspektrum innerhalb eines Kalorimeters nach Abb. 3.1. Übereinstimmend zeigen beide Verteilungen, daß jeweils die meisten Neutronen im Energiebereich $0.4 - 0.9 \text{ MeV}$ liegen. Zum gleichen Ergebnis kommen auch Studien für den SSC-Tunnel, deren Rechnungen auf Messungen des Energiespektrums im TEVATRON-Tunnel am FNAL⁵ basieren [McC86, Gab87]. Ein Grund für die Unterschiede der Energiespektren könnte die mehrfache Streuung der Neutronen im Tunnel sein, die eine Zunahme des niederenergetischen Anteils bewirkt. Die vorliegenden Rechnungen lassen hier aber keine Aussage zu, da verschiedene MC-Programme benutzt wurden. Ein Vergleich von

⁵FNAL: Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois

FLUNEV und GEANT in [Fed91b] zeigt die gleichen Diskrepanzen, die bisher noch nicht geklärt werden konnten, und auch die experimentellen Ergebnisse liefern hierzu keine ausreichenden Aussagen. Auf die Problematik der verschiedenen MC-Rechnungen kann hier nicht genauer eingegangen werden. Es bleibt aber festzustellen, daß es speziell für den Bereich der Untergrundstrahlung und zu den strahlenschädigungsrelevanten Fragestellungen an zuverlässigen Rechnungen mangelt.

3.2 Strahlenbelastung von Si-Detektoren

3.2.1 Halbleiterdetektoren in HEP-Experimenten

Die Anwendungsbereiche von Silizium-Detektoren sind sehr vielfältig, so daß sie auch in der Hochenergiephysik für fast alle Aufgaben in Betracht kommen bzw. bereits eingesetzt werden [Göß89, Hal90]. Dieses große Interesse an Silizium liegt nicht ausschließlich in den hervorragenden Detektoreigenschaften begründet, sondern auch an den unkomplizierten Betriebsbedingungen. So sind Silizium-Detektoren in normaler Umgebungsatmosphäre bei Raumtemperatur oder auch im Vakuum und bei niedrigeren Temperaturen zu betreiben. Die Betriebsspannungen sind vergleichsweise niedrig und liegen im Bereich von 100 V . Siliziumdetektoren haben eine hervorragende Energieauflösung, und die absolute Energiekalibration ist teilchenunabhängig und linear. Insbesondere für zukünftige Experimente mit sehr kurzen *Bunchcrossing*-Zeiten von $\sim 25\text{ ns}$ sind die niedrigen Ladungssammlungszeiten von großer Bedeutung, damit bei den extrem hohen Ereignisraten das Pile-up verringert wird. Entscheidend für die Verwendung von Siliziumdetektoren ist in vielen Fällen auch der geringe Platzbedarf aufgrund ihrer kompakten Bauweise und, daß sie gegenüber einem Magnetfeld nicht sensitiv sind. Die sehr dünnen Siliziumdetektoren sind zudem noch beliebig segmentierbar, was sie gerade für den Aufgabenbereich der Spurrekonstruktion interessant macht. Hier reicht die Anwendung von Micro-Vertex- und Vertex-Detektor mit Mikro-Streifendetektoren [Tur89, Sad89] bis zum Tracking gekoppelt mit dE/dx -Messungen (z.B. bei UA2 [Bor87, UA287, Ans89]), Tracking- und Preshower-Detektor (z.B. EAGLE-SiTP [SiT90]) oder zur Elektron-Hadron-Separation (z.B. ZEUS-HES [Pös89]) und als Presampler [Zei92].

Des weiteren ist der Bereich der Kalorimetrie zu nennen [Lin90b, Ber90]. So wird z.B. von der SECC⁶-Kollaboration für den GEM⁷-Detektor bei SSC der Einsatz eines elektromagnetischen Kalorimeters untersucht [Kra91]. Das erste siliziuminstrumentierte hadronische Kalorimeter ist das *Plug-Kalorimeter* in dem jetzt angelaufenen H1-Experiment bei HERA [HC89, Ruf93]. Die SICAPO⁸-Kollaboration befaßt sich speziell mit siliziuminstrumentierten Kalorimetern und untersucht z.B. die Möglichkeiten für ein kompensierendes hadronisches Kalorimeter ($e/h = 1$).

Abhängig von den speziellen Anforderungen des jeweiligen Aufgabenbereichs wurden bzw. werden unterschiedliche Detektortypen entwickelt und angewandt. Für den Vertexbereich werden z.B. Mikro-Streifendetektoren mit sehr hoher Ortsauflösung benötigt, während mit zunehmendem Abstand zum Wechselwirkungspunkt zu größeren Strukturen übergegangen wird, da in einem Experiment auch die Anzahl der elektronischen Kanäle begrenzt ist. So wurden z.B. für das Plug-Kalorimeter bei H1 (HERA) $5 \times 5\text{ cm}^2$ große Detektoren mit einer sehr geringen Totzone entwickelt (z.B. [Lin90b]).

Bei der Auswahl zwischen den verschiedenen Detektorarten für die einzelnen Komponenten der zukünftigen Experimente ist die Strahlenresistenz ein grundlegendes Entscheidungskriterium, da sie wesentlich die Kosten-Nutzen-Relation beeinflußt. Entsprechend orientieren sich die durchgeführten Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren an der maximalen Strahlenbelastung, die für die zukünftigen Experimente erwartet wird.

⁶SECC: *Silicon Electromagnetic Calorimeter Collaboration*

⁷GEM: *Gamma-Elektron-Myon*

⁸SICAPO: *Siilicon-CAlorimeter and POlarimeter*

3.2.2 Erwartete Strahlenbelastung für verschiedene Einsatzbereiche

Aus den vorgestellten Abschätzungen des Strahlungsfeldes (Abschn. 3.1) und den in Kap. 2 dargestellten Zusammenhängen der Schädigungsmechanismen in Silizium lassen sich bereits einige Aussagen zur Strahlenbelastung zusammenfassen. In Tab. 3.5 wird die Schädigungseffizienz der einzelnen Komponenten eines hadronischen Schauers miteinander verglichen. Hierfür wurde von den für ein Pb-Si-Kalorimeter simulierten Energiespektren ausgegangen und die Härtefaktoren nach Gl. 2.10 (siehe S. 13) berechnet. Gewichtet mit der jeweiligen Anzahl der Einträge ergibt sich die in der letzten Spalte angegebene relative Schädigung. Diesem Vergleich liegen die teilchenabhängigen Schädigungsfunktionen aus Abb. 2.7 (S. 12) zugrunde. Er bezieht sich daher ausschließlich auf den nichtionisierenden Energieverlust NIEL und somit nur auf Kristalldefekte. Bezuglich der Kristalldefekte zeigt sich demnach, daß die neutroneninduzierte Detektorschädigung weit überwiegt und alle anderen Teilchen zusammen weniger als 5 % der Schädigung ausmachen. Für Abschätzungen der Strahlenbelastung in einem hadronischen Schauer sind nur die Neutronen von Bedeutung. Sie sind entsprechend auch die wichtigste Komponente des Albedospektrums, d.h. der Teilchen, die aus dem Kalorimeter in den inneren Bereich des Experiments gelangen. Dies gilt nicht nur für hadronische Schauer in einem Kalorimeter, sondern z.B. auch für die Untergrundstrahlung, deren primäre Wechselwirkungsprodukte ebenfalls hadronische Schauer auslösen. Deshalb sind in Tab. 3.5 auch die Daten für die Energiespektren der Albedo-Neutronen und der Neutronen im HERA-Tunnel nach Abb. 3.5 aufgeführt. In diesem Zusammenhang sei nochmals auf die Differenzen der benutzten MC-Programme GEANT und FLUNEV verwiesen, die selbst bei gleicher Geometrie Neutronenspektren ergeben, deren Härtefaktoren sich um 30 % unterscheiden (vgl. S. 78).

Alle Simulationen ergeben übereinstimmend, daß die meisten Neutronen eine Energie von annähernd 1 MeV haben, so beträgt die wahrscheinlichste Energie dieser breiten Verteilung $E_{mop} \sim 0.6 \text{ MeV}$. Der Härtefaktor der Energiespektren ist etwa bei $\kappa = 1$, dies zeigt, daß auch die Schädigungseffizienz der Neutronen in einem Hochenergiephysikexperiment der von 1 MeV Neutronen entspricht. Deshalb werden bei den hier vorliegenden Untersuchungen, wenn nicht ausdrücklich anders angegeben, alle Angaben zur Neutronenschädigung auf 1 MeV Neutronen bezogen. Diese Normierung auf 1 MeV Neutronen (vgl. S. 13) ist auch sonst üblich und ermöglicht den Vergleich verschiedener Studien zur Strahlenschädigung.

Die Abschätzungen der Neutronenflüsse für die Bereiche eines Preshower-Detektors unterscheiden sich nicht wesentlich von denen, die innerhalb eines Kalorimeters erwartet werden. Weitaus bedeutsamer sind jeweils die experimentellen Bedingungen (z.B. Luminosität) und der Aufbau des gesamten Experiments, wie die Geometrie und die verwendeten Materialien. Exemplarisch wurden diese Zusammenhänge bereits in Tab. 3.2 (S. 33) dargestellt. Für das EAGLE-Experiment muß sowohl im Kalorimeter als auch für einen Preshower-Detektor mit folgenden jährlichen Neutronenfluenzen gerechnet werden:

$$\begin{aligned} \text{"Barrel"-Bereich:} & \quad \Phi \sim 1 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \\ \text{"EndCap"-Bereich:} & \quad \Phi \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \end{aligned}$$

Im Bereich maximaler Pseudorapidity ($|\eta_{max}| \sim 3$) können nach den vorliegenden Berechnungen die jährlichen Fluenzen auch bis zu 10^{14} n/cm^2 betragen. Die angegebe-

Teilchen	Einträge norm.	E_{mop} [MeV]	$\langle E \rangle$ [MeV]	Härte- faktor κ	relative Schädigung
Neutronen	37.02	0.6	26	0.89	1000
Protonen	0.79	450	2460	1.31	31
Pionen	0.66	280	460	0.66	13
Elektronen	1.70	5.6	16	$2.2 \cdot 10^{-2}$	1
Photonen	19.12	0.5	5	$0.3 \cdot 10^{-2}$	2
Albedo-Neutronen	0.7		10	0.97	
Neutronen bei HERA	0.7		5	0.58	

Tab. 3.5: Vergleich der teilchenabhängigen Kristallschädigung in einem Pb-Si-Kalorimeter. Die Härtefaktoren sind nach Gl. 2.10 für die jeweiligen Energiespektren in Abb. 3.1 gerechnet. Gewichtet mit der Anzahl der Einträge ergibt sich die relative Schädigung (für Neutronen gleich 1000 gesetzt). Zusätzlich sind einige Daten für die Energiespektren der Albedo-Neutronen (Abb. 3.4) und der Neutronen im HERA-Tunnel (Abb. 3.5) aufgeführt.

nen Werte stellen Richtwerte für die erforderliche Strahlenresistenz in zukünftigen HEP-Experimenten dar. Hier sind auch die Experimente am SSC mit eingeschlossen, denn für vergleichbare Positionen (siehe SDC in Tab. 3.2) werden deutlich niedrigere Neutronenflüsse erwartet.

Abb. 3.6 zeigt einen Vergleich der beiden wichtigsten Komponenten im inneren Bereich eines HEP-Experimentes, Neutronen und geladene Hadronen. Hierbei wurden die Rechnungen mit sphärischer Geometrie und für LHC Parameter nach [Ste90] zugrundegelegt. Die Neutronen sind im gesamten Volumen näherungsweise gleichverteilt mit $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$, während die geladenen Hadronen gemäß Gl. 3.4 eine r^{-2} -Abhängigkeit aufweisen. Relativ der schädigenden Wirkung wurde der Fluß der geladenen Hadronen mit $\kappa = 1.10$ für 1 GeV Protonen auf 1 MeV Neutronen normiert. Dieser Vergleich ergibt, daß an Positionen mit etwa 30 cm Abstand zur Strahlachse die neutroneninduzierten Defekte deutlich überwiegen. In dem strahlnahen Bereich wird die Kristallschädigung sogar vorwiegend von geladenen Hadronen verursacht.

Die ionisierende Dosis der geladenen Hadronen ist ebenfalls der Abb. 3.6 zu entnehmen, die entsprechend der r^{-2} -Abhängigkeit gerade für den strahlnahen Bereich von Bedeutung ist. Außerdem werden in diesen Positionen sehr fein strukturierte Silizium-Detektoren für die Spurrekonstruktion benötigt, deren Oberflächen besonders für ionisierende Strahlung empfindlich sind. Dagegen werden z.B. für einen Preshower-Detektor oder ein Kalorimeter Silizium-Detektoren mit relativ großen Strukturen verwendet. Bei diesen sog. *Pad-Detektoren* ist die aktive Fläche im Bereich von 0.1 cm^2 bis 30 cm^2 . Diese Detektoren haben, beispielsweise im Vergleich zu Mikro-Streifendetektoren, bei kleinem Randbereich ein großes sensitivs Volumen. Da nur in der Randpassivierung ionisationsbedingte Defekte entstehen können, wird die Strahlenresistenz der Pad-Detektoren wesentlich durch die neutroneninduzierten Kristalldefekte bestimmt.

Im Bereich des Kalorimeters skaliert die ionisierende Dosis mit der Pseudorapidity η , und im Schauermaximum des elektromagnetischen Kalorimeters tritt die stärkste Ener-

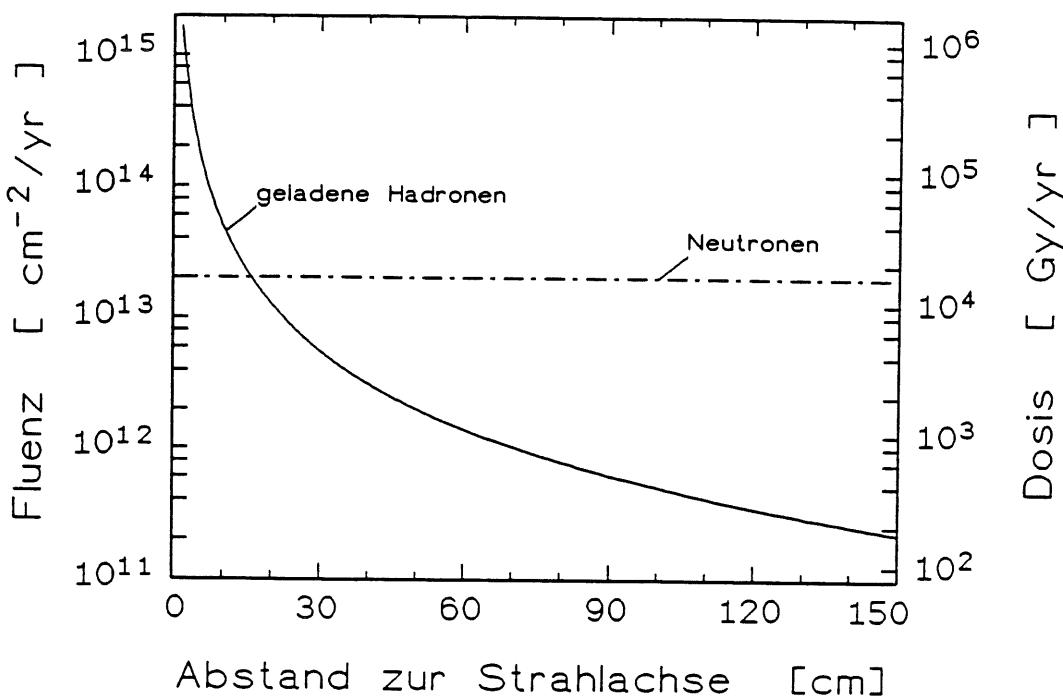


Abb. 3.6: Albedo-Neutronen und geladene Hadronen (einschließlich deren Dosis) im inneren Bereich eines HEP-Experiments, mit LHC-Parametern für sphärische Geometrie gerechnet [Ste90]. Die Fluenz der geladenen Hadronen wurde mit $\kappa = 1.10$ für 1 GeV Protonen auf 1 MeV Neutronen normiert.

giedeposition auf. Nach Tab. 3.3 lassen sich folgende maximale Werte der Dosis D für das EAGLE-Experiment festhalten:

$$\begin{array}{ll} 0 \leq |\eta| \leq 1.5: & 0.3 \text{ kGy/yr} \lesssim D \lesssim 0.5 \text{ kGy/yr} \\ 1.5 \leq |\eta| \leq 3.0: & 0.5 \text{ kGy/yr} \lesssim D \lesssim 20 \text{ kGy/yr} \\ 3.0 \leq |\eta| \leq 4.0: & 20 \text{ kGy/yr} \lesssim D \lesssim 100 \text{ kGy/yr} \end{array}$$

In dem inneren Bereich, wo die Dosis einer r^{-2} -Abhängigkeit folgt, muß z.B. für $r = 5 \text{ cm}$ mit bis zu 160 kGy/yr gerechnet werden.

3.2.3 Folgerungen für die Untersuchungen zur Strahlenresistenz

Ziel der Untersuchungen ist es, die Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren hinsichtlich des Strahlungsfeldes in einem HEP-Experiment festzustellen. Die Kosten-Nutzen-Relation bei der Verwendung von Si-Detektoren richtet sich nicht nur nach dem Preis der Detektoren und den hervorragenden Detektoreigenschaften. Wesentlich ist außerdem die Gewährleistung einer ausreichend langen Einsatzdauer der Detektoren in den intensiven Strahlungsfeldern der zukünftigen HEP-Experimente. Es sind also die strahleninduzierten Veränderungen der Detektoreigenschaften zu untersuchen, weil diese die Einsetzbarkeit der Detektoren bestimmen. Entsprechend dem zu erwartenden Strahlungsfeld muß die Teilchen- und Energieabhängigkeit der Strahlenschädigung ermittelt werden.

Wie bereits ausgeführt, ist hinsichtlich der Strahlenresistenz die Neutronenkomponente von größter Bedeutung und um einen 10jährigen Detektorbetrieb sicher stellen zu können, sind die strahleninduzierten Veränderungen der Detektoreigenschaften bis zu einer Neutronenfluenz von 10^{15} cm^{-2} zu studieren. Die Untersuchung der neutroneninduzierten Schädigung ist auch hinsichtlich der separaten Betrachtung von Kristalldefekten sehr sinnvoll. Systematische Untersuchungen zur Strahlenschädigung bilden ferner eine Grundlage für die Defektidentifikation, die für die Entwicklung von strahlenhärteneren Materialien und Detektoren notwendig ist.

Schwerpunkt der vorliegenden Untersuchungen ist demzufolge die Veränderung der Detektoreigenschaften –effektive Dotierungskonzentration, Sperrstrom und Ladungssammlung– durch neutroneninduzierte Kristalldefekte. Im Vergleich hierzu wird dann auch die Strahlenschädigung durch Protonen, Elektronen und Synchrotron- bzw. Röntgenstrahlung untersucht, die dann auch den Bereich der ionisationsbedingten Oberflächendefekte miteinschließt.

Kapitel 4

Bestrahlungsexperimente

4.1 Prinzipielle Überlegungen

Die Silizium-Detektoren sind, wie in Kap. 3 bereits ausgeführt, in einem HEP-Experiment keinem einheitlichen Strahlungsfeld ausgesetzt und die daraus resultierenden Beeinträchtigungen der Detektoreigenschaften setzen sich wiederum aus den unterschiedlichen Wirkungen verschiedener Defektarten zusammen. Um die Strahlenresistenz von Si-Detektoren in einem bestimmten Einsatzbereich zu ermitteln, ist es notwendig, die Strahlenschädigung teilchen- und energieabhängig zu untersuchen. Die grundlegenden Zusammenhänge können nur dann geklärt werden, wenn detaillierte Kenntnisse über die Bildung der verschiedenen Defekte und der von ihnen hervorgerufenen Veränderungen der Detektoreigenschaften vorliegen. Damit ist die Frage der Defektidentifikation angesprochen, die ihrerseits Voraussetzung für die Entwicklung strahlenhärterer Siliziumdetektoren ist. Im Anbetracht dieser Tatsachen und den bereits in vorangegangenen Kapiteln dargestellten Zusammenhängen ergeben sich bestimmte Anforderungen, die bei der Auswahl und der Durchführung der Bestrahlungsexperimente zu beachten sind.

Die Separation von Oberflächeneffekten und Kristaldefekten ist für systematische Strahlenschädigungsuntersuchungen ein wesentliches Kriterium. Zum einen unterscheiden sich die Schädigungsmechanismen grundsätzlich, z.B. werden Oberflächendefekte hauptsächlich durch Ionisation erzeugt. Andererseits sind jeweils verschiedene Bereiche des Detektors betroffen, z.B. Kristalldefekte im Silizium. Für die Untersuchungen der Strahlenschädigung im Siliziumkristall ist es deshalb notwendig, Detektoren zu benutzen, bei denen die Effekte im Kristallvolumen gegenüber den Oberflächeneffekten der Randpassivierung und an den Grenzflächen deutlich überwiegen bzw. eindeutig separiert werden können. Umgekehrt gilt dies auch für die Oberflächeneffekte, wobei hier eine zusätzliche Schwierigkeit dadurch auftritt, daß die Grenzflächeneigenschaften von den Veränderungen im Kristall nicht unbeeinflußt bleiben. Darum sind gute Kenntnisse der strahleninduzierten Veränderungen der Kristalleigenschaften eine wesentliche Voraussetzung für die Untersuchung der Oberflächendefekte.

Auch bei der Auswahl der Strahlungsfelder, mit denen die Strahlenresistenz untersucht werden soll, gilt es, neben der Gewichtung entsprechend der Komponenten in einem HEP-Experiment, die Separation der verschiedenen Defektarten als Kriterium zu berücksichtigen. So bieten sich Röntgen- und γ -Strahlung mit niedrigen Energien für die Untersuchung von Oberflächeneffekten an, da mit $E_\gamma \leq 260\text{ keV}$ keine Kristalldefekte erzeugt werden können. Dies ermöglicht eine separate Untersuchung der ausschließlich

durch Ionisation induzierten Oberflächendefekte. Aus den in Abschnitt 2.1.2 erläuterten Zusammenhängen ist auch ersichtlich, daß sich die Schädigung durch Elektronen, wegen deren geringen mittleren Energieübertrages, besonders für die Untersuchung von Punktdefekten eignet. Entsprechend ergibt sich, daß Cluster am besten bei neutroneninduzierter Schädigung studiert werden, da die Neutronen einen sehr hohen mittleren Energieübertrag haben. Überdies bieten die Neutronen gegenüber Protonen und Elektronen den Vorteil, daß sie als ungeladene Teilchen keine ionisationsbedingten Oberflächendefekte hervorrufen.

Voraussetzung für die experimentelle Umsetzung dieser Überlegungen, ist die Qualität der Strahlungsquellen, d.h. die Eignung für Strahlenschädigungsuntersuchungen. Ideal wäre jeweils eine monoenergetische untergrundfreie Strahlungsquelle, die zudem noch eine homogene Schädigung der Probe mit hohem konstanten Fluß erlaubt. Die für die vorliegenden Untersuchungen ausgewählten Strahlungsquellen werden in Kap. 4.3 vorgestellt und entsprechen, soweit dies experimentell möglich war, den Idealvorstellungen. Es wurden z.B. spezielle Neutronengeneratoren benutzt, die im Vergleich zu den sonst sehr häufig benutzten Neutronenquellen, wie ^{252}Cf und $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ zwei wesentliche Vorteile bieten. Zum einen ist der γ -Untergrund bei den ausgewählten Generatoren vernachlässigbar klein, während bei den Neutronenquellen ein erheblicher Anteil γ -Strahlung mit Energien bis zu 5 MeV [AME79] nicht zu unterbinden ist. Außerdem ist der Neutronenfluß bei Generatoren um mehrere Größenordnungen höher und ist zudem noch variabel und ausschaltbar, was einen erheblichen experimentellen Vorteil bedeutet. Wie später deutlich wird, ist ein hoher Teilchenfluß notwendig, um die Schädigung und die Ausheilung von Defekten zu separieren.

Des weiteren ist hervorzuheben, daß die genaue Kenntnis des gesamten Strahlungsfeldes Voraussetzung für quantitative Ergebnisse der Bestrahlungsexperimente ist. Dies bedeutet, alle Komponenten sind in ihrem Anteil und mit ihrer genauen energetischen Verteilung vollständig zu erfassen. Wichtig ist hier neben der Kenntnis des Energiespektrums auch eine sehr gute Fluß- und Fluenzmessung während der Bestrahlungsexperimente, denn die Fehler in diesen Punkten bedingen direkt die Unsicherheiten in den Ergebnissen der Strahlenschädigungsuntersuchungen.

In bezug auf die Silizium-Detektoren, mit denen die Strahlenschädigung untersucht wird, sind auch einige Anforderungen zu berücksichtigen. So kann eine homogene Schädigung im Kristall nur erreicht werden, wenn die Teilchenenergie sich nicht bei dem Durchqueren des Kristalls ändert, d.h. die Detektordicke sollte immer deutlich kleiner als die Teilchenreichweite sein. Außerdem ist es strahlungsfeldabhängig manchmal notwendig kleinere Strukturen zu verwenden, damit ein gleichmäßiger Teilchenfluß im gesamten Detektorvolumen sichergestellt ist. Die Strahlungsfelder, in denen die Strahlenschädigung untersucht wurde, sind nach den zu erwartenden Komponenten des Strahlungsfeldes in einem HEP-Experiment gewichtet ausgesucht worden. Desgleichen wurde die Strahlenresistenz auch an Detektoren getestet, die mit gleicher Technologie hergestellt wurden, wie Detektoren, die in HEP-Experimenten eingesetzt werden. Dies schließt auch ein, daß eine mögliche Abhängigkeit der Strahlenschädigung von dem Ausgangsmaterial oder von der Detektortechnologie zu beachten ist. Detaillierte Untersuchungen in diese Richtung setzen eine genaue Kenntnis der Qualität des Si-Einkristalls und der einzelnen Prozeßschritte der Detektortechnologie voraus. Im nächsten Abschnitt werden die Detektoren vorgestellt, die für die hier vorliegenden Untersuchungen benutzt wurden. Herstellung sowie auch die Entwicklung der Detektoren und die Untersuchungen zur Strahlenresistenz

wurden und werden auch weiterhin beide in derselben Forschungsgruppe durchgeführt, so daß alle technologischen Parameter der einzelnen Detektoren bekannt sind. Auch unter dem Gesichtspunkt der Separation von Kristalldefekten und Oberflächendefekten wurden für diese Untersuchungen Detektoren mit verschiedenen Geometrien entworfen und hergestellt.

Für alle Untersuchungen zur Strahlenschädigung ist die Kenntnis der Detektoreigenschaften einschließlich der Diodencharakteristik grundlegend. Selbstverständlich sind bereits die Eigenschaften des ungeschädigten Detektors eindeutig zu charakterisieren, damit die strahleninduzierten Veränderungen meßbar sind. Die für Strahlenschädigungsuntersuchungen relevanten Meßgrößen werden in Abschnitt 4.2.2 an einem ungeschädigten Detektor vorgestellt.

Die Bedingungen, unter denen die Detektoren bei dem Einsatz in einem HEP-Experiment der Strahlung ausgesetzt sind, können sehr unterschiedlich sein. Somit sind diese Betriebsbedingungen, wie Umgebungsatmosphäre, Temperatur und anliegende Spannung zusätzliche Parameter bei den Untersuchungen zur Strahlenresistenz. Um die Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Bestrahlungen zu ermöglichen, ist der Schwerpunkt dieser Untersuchungen die Bestrahlung bei Raumtemperatur, in normaler Umgebungsatmosphäre und ohne anliegende Spannung. Die so gewonnenen Ergebnisse bilden eine Basis für weitergehende Untersuchungen zur Abhängigkeit der Strahlenschädigung von einzelnen Parametern, z.B. niedrigeren Temperaturen während der Bestrahlung (siehe [Ang92]).

4.2 Silizium-Detektoren

4.2.1 Oberflächensperrsicht-Detektor

Für die vorliegenden Untersuchungen wurden Silizium-Detektoren verwendet, die mit einer speziell für hochenergiephysikalische Anwendungen entwickelten Technologie hergestellt wurden. Die Herstellung und Entwicklung dieser oxidpassivierten Oberflächensperrsicht-Detektoren ist ein Forschungsbereich der Arbeitsgruppe *Nukleare Meßtechnik*¹, die auch für das Plug-Kalorimeter bei H1/HERA verantwortlich ist [Fre90, Lin90b]. Die Detektoren für dieses erste siliziuminstrumentierte hadronische Kalorimeter in einem HEP-Experiment und auch die Detektoren für diese Untersuchungen, wurden im Labor dieser Forschungsgruppe hergestellt. Für die systematischen Untersuchungen zur Strahlenschädigung von Silizium-Detektoren, die einen weiteren Arbeitsschwerpunkt dieser Forschungsgruppe bilden, konnten deshalb eigene Detektorstrukturen entworfen werden, die speziellen Anforderungen der Bestrahlungsexperimente genügen, und für jeden Detektor sind alle Herstellungsparameter genau bekannt.

Die wesentlichen Schritte der Detektorherstellung sind in Abb. 4.2 schematisch dargestellt. Ausgangsmaterial ist Phosphor dotiertes, n-leitendes Silizium, mit einem spezifischen Widerstand von $2\text{-}5\,\text{k}\Omega\text{cm}$. Dieses einkristalline Silizium (1-1-1 Richtung) für Detektoranwendungen wird von der Firma *Wacker Chemitronic GmbH* mit dem Zonenziehverfahren hergestellt, wodurch ein sehr hoher Reinheitsgrad erreicht wird. In Abb. 4.1 sind die typischen Restverunreinigungen für zonengezogenes Silizium dargestellt, die in vielen Fällen nahe oder unterhalb der Nachweisgrenze liegen. Die $400\,\mu\text{m}$ dicken doppelseitig polierten 3"-Wafer werden bei der Firma *KETEK* in einem trockenen Verfahren thermisch oxidiert [Kem84]. Die Oxidation bei 1045°C dauert 3 h 40 min und die Oxiddicke beträgt $210\,\text{nm}$ [Kem91].

Bei der Photolithographie wird durch entsprechende Masken (vgl. Abb. 4.3) die Geometrie der aktiven Detektorfläche festgelegt, wo im nachfolgenden Ätzschritt die SiO_2 -Schicht entfernt wird. Die so geöffneten Fenster in der Oxidschicht werden auf der Frontseite mit $40\,\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Gold und auf der Rückseite mit $100\,\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Aluminium bedampft. Durch die Adsorption von Sauerstoff an der Gold-Silizium-Grenzfläche werden Oberflächenzustände auf dem n-Silizium erzeugt, die eine Inversionsschicht bilden. Diese Oberflächensperrsicht verhält sich wie ein asymmetrischer p⁺-n-Übergang. Das aufgedampfte Aluminium auf der Rückseite bildet einen ohmschen Kontakt und ist gleichzeitig die Rückelektrode. Eine andere Technologie zur Herstellung einer dünnen hoch dotierten Schicht ist die oberflächennahe Ionenimplantation. Als Grundmaterial wird das gleiche n-leitende Silizium verwendet und durch eine Bor-Implantation wird ein p⁺-n-Übergang gebildet, wogegen eine Implantation mit Phosphor eine n⁺-Schicht ergibt und für den rückwärtigen ohmschen Kontakt zur Elektrode benutzt wird.

Für die Bestrahlungsexperimente wurden mehrere cm^2 -große Detektoren gleichzeitig auf einem Wafer hergestellt (siehe Abb. 4.3), das mit einer Hochgeschwindigkeits-Diamantsäge geschnitten wurde. Jeder Detektor wird dann auf einem Keramikhalter montiert und mit Kontakten versehen.

In Tab. 4.1 sind die verschiedenen Geometrien der verwendeten Detektoren aufgeführt und deren, durch die Goldelektrode bestimmte aktive Fläche. Hierbei wurde zusätzlich

¹G. Lindström, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

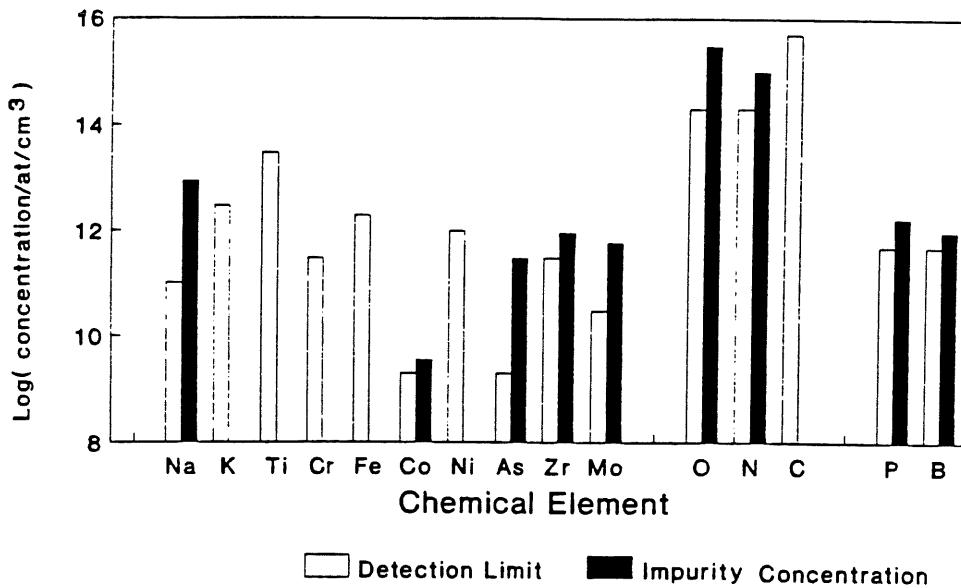


Abb. 4.1: Typische Fremdatomkonzentrationen in zonengezogenem n-Silizium der Firma Wacker Chemitronic, nachgewiesen durch Neutronen-Aktivierungsanalyse (linke Gruppe), IR-Spektroskopie (O,N,C) und Photolumineszenz-Analyse (P,B). [Dre90]

eine laterale Ausweitung der Raumladungszone, die nach Messungen mit einem Protonenmikrostrahl [Fre87] etwa $130\text{ }\mu\text{m}$ beträgt, berücksichtigt.

Der Überlapp der Goldelektrode über das Fenster hinaus auf die Oxidpassivierung gleicht einer MOS²-Struktur, die den Rand des Gold-Silizium-Kontaktes bildet. Um die Strahlenschädigungseffekte an dem MOS-Übergang separat zu untersuchen, wurden auf gleichem Material auch MOS-Strukturen hergestellt und bestrahlt (vgl. Kap. 4.2.3). Die Detektoren des Typs R/L oder U mit einem relativ zur gesamten Fläche großen Rand, sind speziell für die Untersuchungen der Effekte an dem parallel zum Gold-Silizium-Übergang liegendem MOS-Rand hergestellt worden.

Insbesonders die Strahlenschädigungseffekte der Randstrukturen werden von der verwendeten Technologie mitbestimmt, und die Bedeutung der verschiedenen Effekte bei anderen Detektortypen hängt von den jeweiligen Herstellungsparametern ab. Bei den vorwiegend ionisationsbedingten Oberflächendefekten ist insbesondere die Technologie der Randpassivierung zu berücksichtigen, z.B. ob ein MOS-Rand existiert.

Bei den Kristalldefekten beschränkt sich die Technologieabhängigkeit auf das Grundmaterial. Hier ist das Ziehverfahren des Siliziumkristalls zu beachten, da bei diesem Prozeß die verbleibende Verunreinigung durch Fremdatome bestimmt wird (vgl. Abb. 4.1). Auch die Oxidation des Wafers beeinflußt die Kristalleigenschaften, z.B. durch Getterung von Verunreinigungen und Sauerstoffdiffusion. Der Oxidationsprozeß der hier benutzten Detektoren bewirkt z.B. eine Erhöhung des spezifischen Widerstandes um etwa 50 % [Wun86] und die mittlere Diffusionslänge des Sauerstoffs in den Siliziumkristall beträgt $2.8\text{ }\mu\text{m}$ (siehe S. 95).

²MOS: 'Metal Oxid Semiconductor'

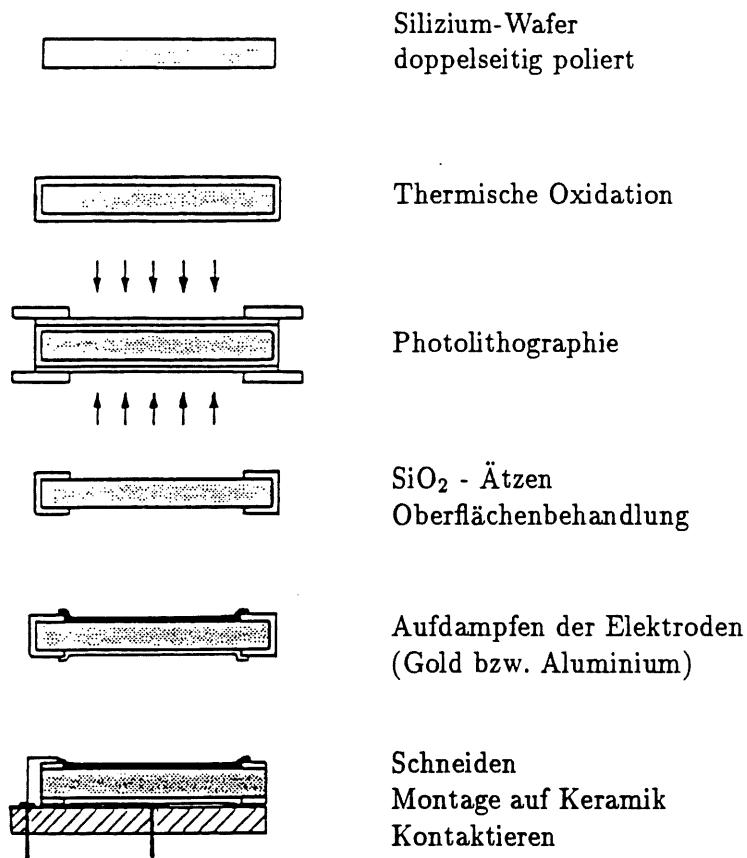
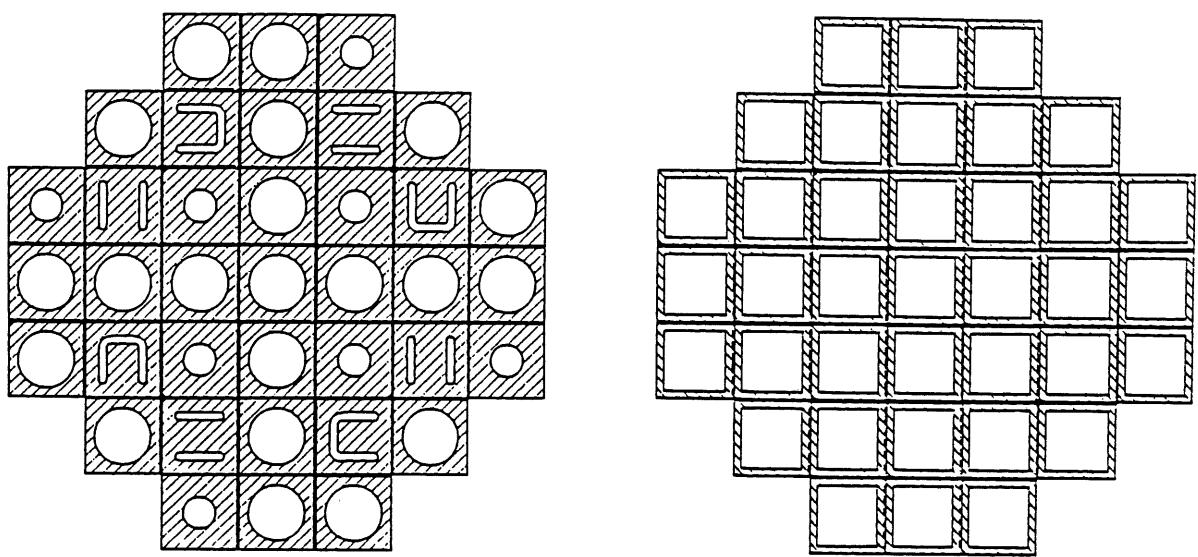


Abb. 4.2: Schematische Darstellung des Planarprozesses für die Herstellung von oxidpassivierten Oberflächensperrsicht-Detektoren [Fre90].

Im Hinblick auf die Entwicklung strahlenhärterer Detektoren ist die Frage nach der Abhängigkeit der Strahlenschäden von einzelnen Parametern des Materials und der Herstellung von besonderem Interesse. Soweit möglich werden im folgenden die an oxidpassivierten Oberflächensperrsicht-Detektoren gewonnenen Ergebnisse auch mit Detektoren anderer Technologie (z.B. Ionenimplantation) verglichen. Die meisten Detektoren für die Anwendungen in den HEP-Experimenten, werden aber mit dem gleichen Ausgangsmaterial gefertigt, da die verschiedenen Detektorhersteller alle das hochreine zonengezogene Silizium bevorzugen und dieses größtenteils ebenfalls von Wacker Chemietronic beziehen. Dies bedeutet, daß die Detektortechnologie insbesondere für die Untersuchung der Kristalldefekte eine untergeordnete Rolle spielt. Dies gilt dann auch für die Frage der Strahlenresistenz von Siliziumdetektoren bezüglich der Anwendungsbereiche in einem HEP-Experiment, wo die Strahlenschädigung durch die neutroneninduzierten Kristalldefekte dominiert wird.



a. Maske für die Frontseite

b. Maske für die Rückseite

Abb. 4.3: Zeichnung der Photolithographie-Masken für die Detektortypen G, K, U und L/R. Die Schraffur markiert die Bereiche, wo die Oxidschicht beim nachfolgenden Ätzschritt stehen bleibt.

Detektortyp	B	G	K	U	L/R
Elektrodenform	Kreis	Kreis	Kreis	U-Form	Streifen
Au-Si-Kontakt [cm ²]	2.011	0.385	0.126	0.149	0.058
Überlapp (MOS-Rand) [cm ²]	0.153	0.027	0.017	0.042	0.018
Laterale Ausweitung [cm ²]	0.067	0.030	0.017	0.041	0.017
Aktive Fläche [cm ²]	2.231	0.442	0.160	0.232	0.093

Tab. 4.1: Form der Frontelektrode bei den verschiedenen Detektortypen und die zugehörigen Flächenangaben. Die B-Detektoren haben auf der Rückseite einen bis zur Schnittkante durchgehenden Al-Si-Kontakt. Die Rückelektrode der übrigen Detektoren beträgt einschließlich Überlapp $7.6 \times 7.6 \text{ mm}^2$. (vgl. Abb. 4.3)

4.2.2 Charakteristische Meßgrößen

Halbleiterdetektoren sind großflächige Dioden mit einem abrupten p⁺-n-Übergang, deren Raumladungszone das sensitive Volumen zum Teilchennachweis ist. Über die Qualität des Detektors liefern neben Messungen der Ladungssammlung auch die Kapazitäts- und Stromcharakteristiken wesentliche Informationen, und die wichtigsten strahleninduzierten Veränderungen können mit Hilfe der Diodencharakteristiken gemessen werden. Die effektive Dotierungskonzentration, die die notwendige Betriebsspannung bestimmt, kann aus der Kapazitätscharakteristik ermittelt werden. Die Sperrstromcharakteristik gibt Aufschluß über die verschiedenen Sperrstromanteile, wie Volumengenerationsstrom und GrenzflächenGenerationsstrom, die das elektronische Rauschen und damit die Energieauflösung bestimmen. Ein weiterer Parameter ist der Ladungssammlungsverlust, der für die Stabilität der Energieeichung des Detektors entscheidend ist. Diese für die Untersuchungen zur Strahlenresistenz relevanten Meßgrößen werden im folgenden vorgestellt.

Abb. 4.4 zeigt die Raumladungsverteilung eines abrupten p⁺-n-Übergangs und die zugehörige elektrische Feldstärke. Aus der Poisson-Gleichung ergibt sich die Tiefe der Raumladungszone, in Abhängigkeit von der anliegenden Detektorspannung U und der

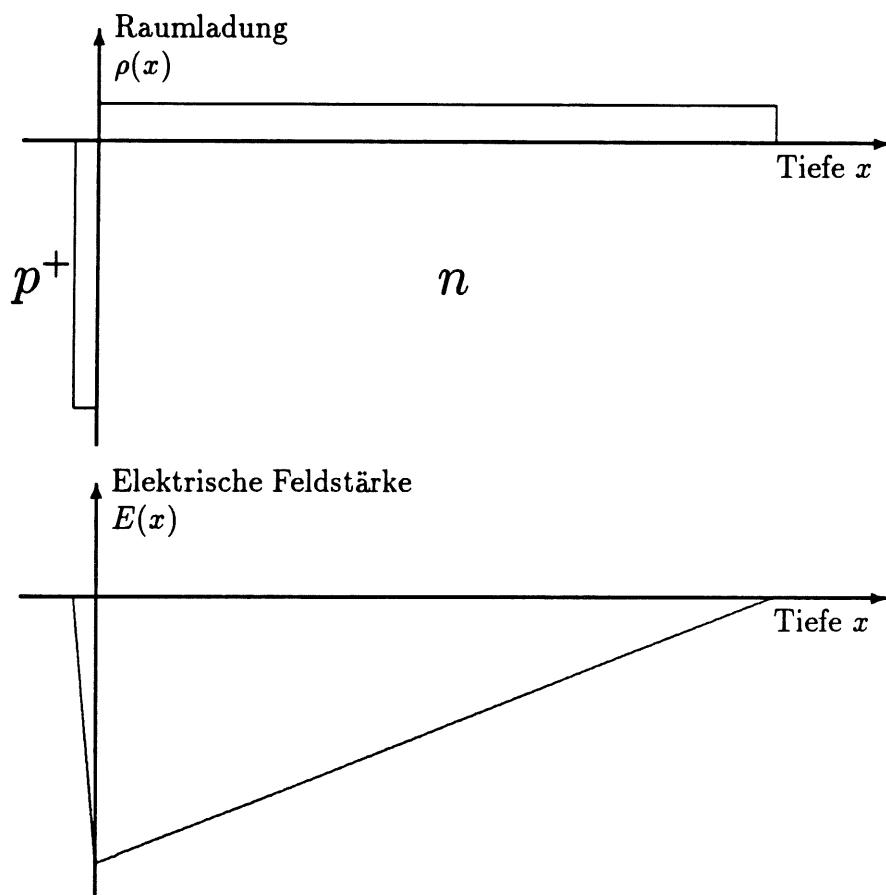


Abb. 4.4: Raumladungsverteilung eines abrupten p⁺-n-Überganges und der zugehörige Verlauf der elektrischen Feldstärke.

effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} , zu

$$x = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q_0|N_{eff}|}(U + U_{bi})}. \quad (4.1)$$

Die Spannung U_{bi} ('built-in voltage') entspricht hierbei der Diffusionsspannung eines p-n-Überganges und wird im Fall der Oberflächensperrsicht durch die Barrierenhöhe des Metall-Halbleiter-Kontaktes bestimmt. Messungen an Oberflächensperrsicht-Detektoren mit einem, zu den hier verwendeten Detektoren vergleichbaren Au-Si-Kontakt ergaben $U_{bi} = 0.45 V$ [Wun86] und damit ist U_{bi} meistens gegenüber der angelegten Spannung U vernachlässigbar.

Der Verlauf der Feldstärke im Detektor läßt sich ortsabhängig schreiben als

$$E(x) = E_d + E_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right) \quad (4.2)$$

mit den spannungabhängigen Parametern

$$E_d = \frac{U - U_{depl}}{d} \quad (4.3)$$

und

$$E_0 = \frac{2U_{depl}}{d}. \quad (4.4)$$

Mit U_{depl} ('depletion voltage') wird die Spannung für vollständige Verarmung, bei der die Raumladungszone gerade den Rückkontakt erreicht, bezeichnet.

Effektive Dotierungskonzentration

Die effektive Dotierungskonzentration N_{eff} resultiert aus den im Siliziumkristall vorhandenen elektrisch aktiven Fremdatomen, die als Donatoren bzw. Akzeptoren wirken. Bor ist bereits im Ausgangsmaterial vorhanden und wird bei dem Ziehen des Einkristalls auf Gitterplätzen eingebaut, so daß Bor in jedem Siliziumkristall als Akzeptor vorhanden ist. Um n-leitendes Silizium zu erhalten, wird die Borkonzentration mit Phosphor überkompenziert und die effektive Dotierungskonzentration beträgt

$$N_{eff} = N_D - N_A. \quad (4.5)$$

In dieser Nomenklatur bezeichnet N_D die Donatorkonzentration, N_A die Akzeptorkonzentration und für n-leitendes Silizium gilt $N_{eff} > 0$ und entsprechend gilt $N_{eff} < 0$ für p-Leitung.

Der Betrag der effektiven Dotierungskonzentration läßt sich aus der Spannung für vollständige Verarmung U_{depl} ermitteln. Bei U_{depl} erreicht die Verarmungszone gerade den Rückkontakt und die Tiefe der Raumladungszone ist gleich der Detektordicke d . Nach Gl. 4.1 gilt dann

$$|N_{eff}| = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_{depl}}{q_0 d^2}. \quad (4.6)$$

Der spezifische Widerstand ρ ergibt sich aus $|N_{eff}|$ für n-leitendes Silizium mit

$$\rho = \frac{1}{q_0 \mu_n |N_{eff}|}, \quad (4.7)$$

wobei die Elektronenbeweglichkeit für $T = 20^\circ C$ $\mu_n = 1427 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [Lud56] beträgt und mit der Löcherbeweglichkeit $\mu_p = 502 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [Lud56], ebenfalls für $T = 20^\circ C$, läßt sich entsprechend der spezifische Widerstand für p-Material bestimmen.

Die Spannung für vollständige Verarmung U_{dep} läßt sich aus der Kapazitätscharakteristik $C - V$ ermitteln. Gemessen wird die dynamische Kapazität

$$C = \frac{dQ}{dU}, \quad (4.8)$$

indem der Detektorspannung U eine kleine Wechselspannung ΔU der Frequenz ν überlagert wird, die eine Änderung der Verarmungstiefe um Δx bewirkt und damit eine Ladungsänderung ΔQ hervorruft. Der um 90° gegenüber dem Ausgangssignal verschobene Wechselstrom ist direkt proportional zur Sperrsichtkapazität $C(x)$. Die Ladungsänderung beträgt

$$\Delta Q = q_0 |N_{eff}| A \Delta x. \quad (4.9)$$

Damit folgt aus Gl. 4.1

$$C(U) = A \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 q |N_{eff}|}{2U}} \quad (4.10)$$

und

$$C(x) = \frac{\epsilon \epsilon_0 A}{x}, \quad (4.11)$$

wobei A die Fläche und x die Tiefe der Sperrsicht ist.

Solange die Raumladungszone den Rückkontakt noch nicht erreicht hat, d.h. $U \leq U_{dep}$, ist $C \propto 1/\sqrt{U}$ und für $U > U_{dep}$ bleibt C nach Gl. 4.11 konstant, da die Sperrsichttiefe x durch die Kristalldicke d begrenzt ist. Diese Spannungsabhängigkeit ist in der Kapazitätscharakteristik $C - V$ in Abb. 4.5 zu sehen. Bei niedrigen Spannungen (hier $U < 1 \text{ V}$) wird die Detektorkapazität von der Kapazität des MOS-Randes dominiert, die parallel mit der Kapazität der Oberflächensperrsicht gekoppelt ist. Die Kapazität des MOS-Randes hat die für MOS-Übergänge typische Spannungsabhängigkeit, die sich aus der seriellen Anordnung der konstanten Oxidkapazität und der Kapazität der Verarmungsschicht unter dem Oxid ergibt (vgl. Kap. 4.2.3). Die Sperrsicht unter dem Oxid bildet sich erst aus, nachdem die für MOS-Strukturen charakteristische Flachbandspannung U_{FB} erreicht ist. Dies zeigt sich in der $C - V$ -Charakteristik als abrupte Kapazitätsabnahme bei U_{FB} .

Die Kapazitätssmessungen erfolgten mit einem *Lock-In*-Verstärker, bei dem gleichzeitig auch der Leitwert G gemessen wird. Standardmäßig erfolgten die Messungen mit der Frequenz $\nu = 10 \text{ kHz}$ und zusätzlich wurde die Frequenzabhängigkeit im Bereich $\nu = 0.1 \text{ kHz}$ bis $\nu = 120 \text{ kHz}$ untersucht. Die Sperrsichtkapazität von ungeschädigten Detektoren ist, anders als für stark geschädigte Detektoren, nicht frequenzabhängig. Dies zeigt, daß das Ausgangsmaterial, im Gegensatz zum geschädigten Kristall, keine tiefen Störstellen aufweist.

Für die Sperrsichtkapazität gilt $C \propto 1/\sqrt{U}$ und unabhängig von einer eventuell zusätzlichen additiven Kapazität, z.B. vom Rand, erhält man in der Darstellung C vs. $1/\sqrt{U}$ eine Gerade. Darum wurde die Darstellung C vs. $1/\sqrt{U}$ der Bestimmung von U_{dep} zugrunde gelegt. Die Spannung für vollständige Verarmung U_{dep} ergibt sich dann als Schnittpunkt zweier Geraden, die mittels linearer Regression aus den Meßpunkten mit

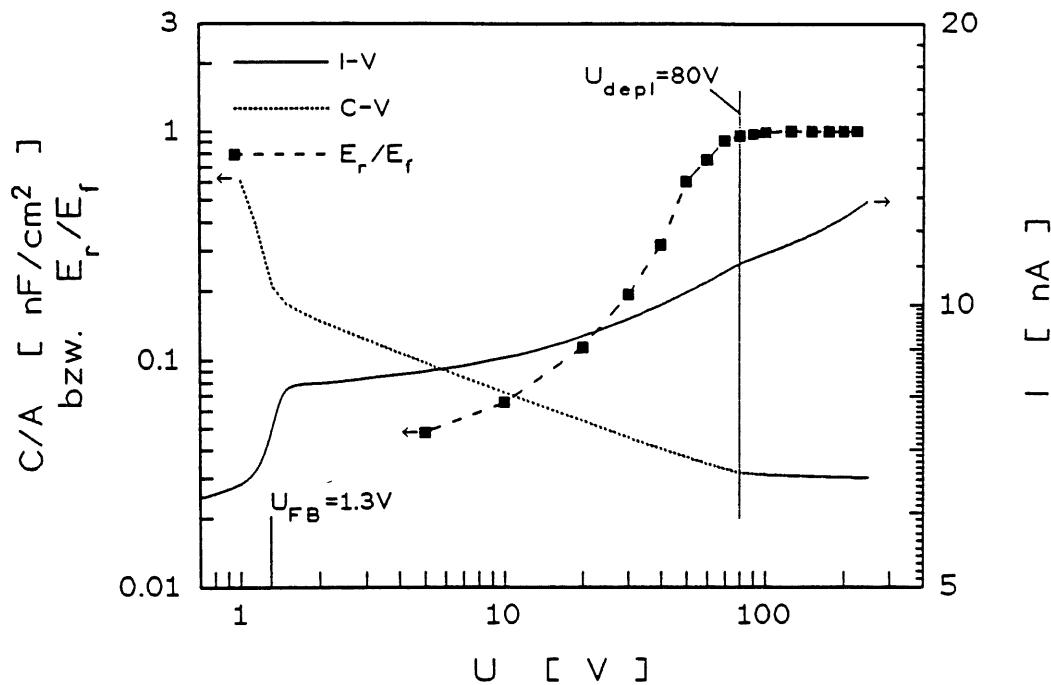


Abb. 4.5: Kapazitätscharakteristik ($C - V$) und Sperrstromcharakteristik ($I - V$) eines ungeschädigten Detektors (901G19), sowie das Verhältnis der bei Rückeinschuß bzw. Fronteinschuß von $5.8 MeV \alpha$ -Teilchen nachgewiesenen Energie E_r/E_f in Abhängigkeit von der Spannung.

Spannungen oberhalb bzw. unterhalb des deutlich sichtbaren 'Abknickpunktes' bestimmt wurden. Der Abknickpunkt kennzeichnet die Änderung der Spannungsabhängigkeit in der $C - V$ -Charakteristik, die auftritt wenn die Raumladungszone den Rückkontakt erreicht und die Kapazität nach Gl. 4.11 konstant bleibt. Wegen einer lateralen Ausweitung der Verarmungszone kann es, insbesondere bei kleinen Detektoren mit einem relativ großen Rand, zu einer weiteren Verringerung der Kapazität für Spannungen $U > U_{dep}$ kommen. Dies wird bei der Bestimmung von U_{dep} durch die lineare Regression berücksichtigt.

Die Spannung U_{dep} lässt sich nicht nur aus der Kapazitätscharakteristik bestimmen, sondern auch durch den Einschuß kurzreichweiter geladener Teilchen durch die Rückelektrode lässt sich feststellen bei welcher Spannung die Raumladungszone den Rückkontakt erreicht. In Abb. 4.6 ist die nachgewiesene Energie E der $5.8 MeV \alpha$ -Teilchen (^{244}Cm) in Abhängigkeit von der Spannung für den Einschuß durch die Front- bzw. Rückelektrode aufgetragen. Die α -Teilchen verlieren ihre Energie im Detektorvolumen durch die Bildung von Elektron-Loch-Paaren, deren Ladung innerhalb der Raumladungszone nachgewiesen wird. Der Schwerpunkt der deponierten Energie liegt bei $z = 21 \mu\text{m}$ am Ende der Reichweite der $5.8 MeV \alpha$ -Teilchen. Da sich die Feldzone von dem sperrenden Frontkontakt her ausbreitet wird die Energie der α -Teilchen bei Fronteinschuß bereits bei kleinen Sperrspannungen U vollständig nachgewiesen. Bei dem Rückeinschuß wird vollständige Ladungssammlung der Elektron-Loch-Paare erst erreicht wenn die Raumladungszone den Rückkontakt erreicht hat und die Feldstärke genügend groß ist.

Bei hohen Spannungen ($U > 100V$) ist die bei Rückeinschuß nachgewiesene Energie

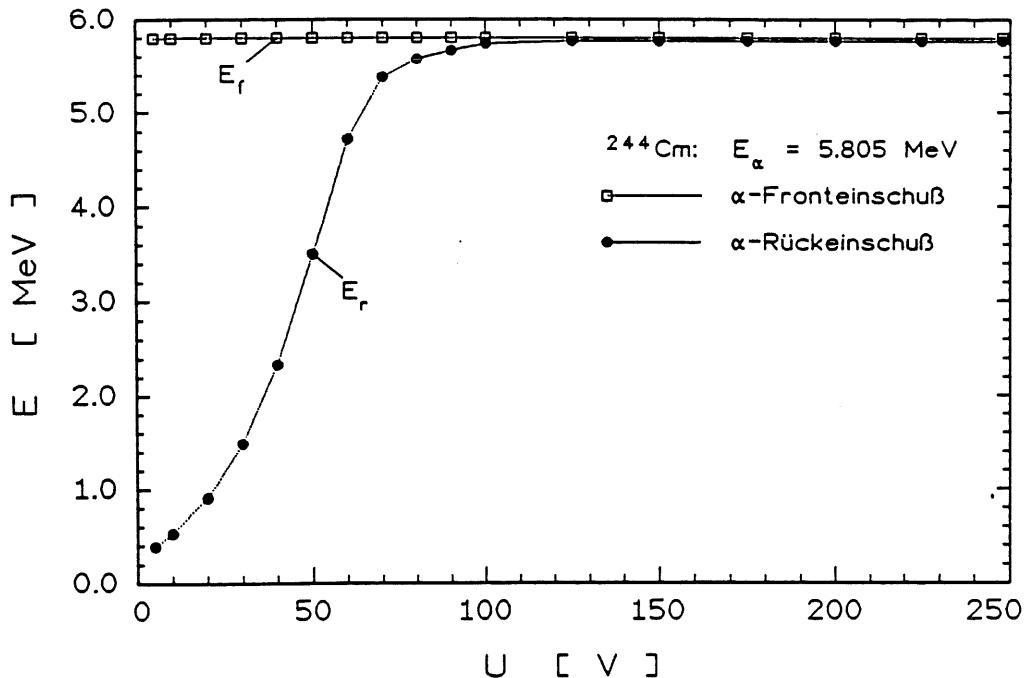


Abb. 4.6: Spannungsabhängigkeit der nachgewiesenen Energie bei Rückeinschuß bzw. Fronteinschuß von 5.8 MeV α -Teilchen für einen ungeschädigten Detektor.

etwa $36 \pm 3 \text{ keV}$ kleiner als für den Fronteinschuß. Dieser Wert stimmt mit der Differenz der in den jeweiligen Elektroden absorbierten Energie, die nicht mit nachgewiesen wird, überein. In der sehr dünnen Goldelektrode beträgt dieser Fenstereffekt 7 keV und in der rückwertigen Aluminiumelektrode 45 keV [Wil62].

In Abb. 4.5 ist die sichtbare Energie bei Rückeinschuß relativ zum Fronteinschuß E_r/E_f eingezeichnet. In Übereinstimmung mit der Kapazitätscharakteristik zeigt sich auch bei dem Einschuß kurzreichweiter α -Teilchen ein Wert für U_{dep} von 80 V , und nach Gl. 4.6 ergibt sich die effektive Dotierungskonzentration zu $N_{eff} = 6.65 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Die effektive Dotierungskonzentration wurde, wie in diesem Beispiel, immer mit Gl. 4.6 aus U_{dep} bestimmt. Diese Vorgehensweise hat u. a. den Vorteil, daß hierbei als weiterer Parameter nur die Dicke d eingeht, die für jeden Detektor mit einer hohen Präzision gemessen wurde. Die teilweise übliche Bestimmung von N_{eff} nach Gl. 4.10 hat den wesentlichen Nachteil, daß hier die Fläche A genau bekannt sein muß und zwar einschließlich der lateralen Ausweitung der Raumladungszone, die zudem noch spannungsabhängig ist.

Sperrstrom

Die Spannung für vollständige Verarmung $U_{dep} = 80 \text{ V}$ läßt sich auch in der Sperrstromcharakteristik $I - V$ des ungeschädigten Detektors erkennen (siehe Abb. 4.5). Für $U < U_{dep}$ weitert sich die Verarmungszone proportional zu \sqrt{U} aus, und entsprechend ändert sich bei $U = U_{dep}$ die Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms, die in diesem Spannungsbereich durch den Volumengenerationsstrom I_{vol} bestimmt wird. Zum Volumengenerationsstrom tragen alle, innerhalb der Raumladungszone erzeugten Ladungsträger bei

und damit gilt [Sze81]

$$I_{vol} = \frac{q_0 n_i x A}{\tau_e} \quad (4.12)$$

mit der Emissionsrate

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t}{\sigma_n e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} + \sigma_p e^{\frac{E_t - E_i}{kT}}}, \quad (4.13)$$

wobei N_t die Konzentration der Generations- und Rekombinationszentren mit dem Energieniveau E_t ist, und σ_n bzw. σ_p deren Einfangquerschnitt für Elektronen bzw. Löcher bezeichnet. Die Differenz $E_t - E_i$ gibt den energetischen Abstand dieses Niveaus von dem intrinsischen Fermi-Niveau an und die thermische Geschwindigkeit v_{th} lässt sich nach Gl. 4.17 berechnen.

Unter der Annahme, daß das Generationszentrum genau in der Bandmitte liegt ($E_t = E_i$) und $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ ist, erhält man

$$I_{vol} = \frac{q_0 n_i x A}{2\tau} \quad (4.14)$$

mit

$$\frac{1}{\tau} = v_{th} \sigma N_t. \quad (4.15)$$

Aus der Spannungsabhängigkeit der Sperrsichtttiefe (Gl. 4.1, S. 53) ergibt sich direkt $I_{vol} \propto \sqrt{U}$. Oberhalb der Flachbandspannung erfüllt die Sperrstromzunahme diese Spannungsabhängigkeit (vgl. Abb. 4.5) und damit ergibt sich für diesen ungeschädigten Detektor bei vollständiger Verarmung ein Volumengenerationsstrom von $I_{vol} = 3.5 \text{ nA}$. Dies bedeutet, daß die Volumengenerationsstromdichte 7.9 nA/cm^2 bzw. 200 nA/cm^3 beträgt und damit ergibt sich nach Gl. 4.14 eine Minoritätsladungsträgerlebensdauer von $\tau = 3 \text{ ms}$.

Die Temperaturabhängigkeit des Volumengenerationsstroms wird wesentlich durch die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i bestimmt. Nach Messungen an Silizium [Mor54] läßt sich die Temperaturabhängigkeit von n_i mit

$$n_i^2 = 1.5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-6} \left(\frac{T}{K} \right)^3 e^{-\frac{1.21}{kT}} \quad (4.16)$$

beschreiben, und für $T = 20^\circ C$ gilt $n_i = 7.75 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

Eine untergeordnete Rolle bezüglich der Temperaturabhängigkeit des Volumengenerationsstroms spielt die thermische Geschwindigkeit v_{th} , für die

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{eff}}} \quad (4.17)$$

gilt [Spe65]. In Silizium beträgt die effektive Masse m_{eff} der Elektronen $0.327 m_e$ und die der Löcher $0.559 m_e$, wobei m_e die Masse eines freien Elektrons bezeichnet [Nic82]. Danach ist die thermische Geschwindigkeit bei $20^\circ C$ für Elektronen $2.0 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ und für Löcher $1.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$.

Aus Gl. 4.14, Gl. 4.16 und Gl. 4.17 ergibt sich insgesamt die Temperaturabhängigkeit des Volumenstroms zu

$$I_{vol} \propto (kT)^2 e^{-\frac{1.21}{2kT}}. \quad (4.18)$$

Bei Raumtemperatur bedeutet dies etwa eine Verdoppelung des Volumengenerationsstroms pro $8^{\circ}C$. Die Gl. 4.18 beschreibt sehr gut die Temperaturabhängigkeit des Volumengenerationsstroms der Detektoren und wurde auch für eine Temperaturnormierung benutzt. Die Messungen wurden soweit experimentell möglich bei $20^{\circ}C$ durchgeführt. Die aktuelle Temperatur wurde jeweils auch gemessen und Sperrstrom nach Gl. 4.18 auf $20^{\circ}C$ normiert; pro $1^{\circ}C$ beträgt die Korrektur etwa 8 %. Wenn nicht ausdrücklich anders vermerkt, beziehen sich alle Angaben auf $T = 20^{\circ}C$.

Nach Gl. 4.14 ist der Volumengenerationsstrom proportional zum Volumen der Sperrzone. Für Spannungen oberhalb der vollständigen Verarmung wäre deshalb zu erwarten, daß der Sperrstrom konstant bleibt. Wie in Abb. 4.5 zu sehen ändert sich zwar die Spannungsabhängigkeit bei $U = U_{dep}$, aber auch für $U < U_{dep}$ ist noch ein geringer Stromanstieg zu beobachten. Dieser weitere Anstieg des Sperrstroms ist der lateralen Ausweitung der Raumladungszone zuzuordnen. Weitere Sperrstromanteile sind der Diffusionsstrom, der Barrierenstrom und der Grenzflächengenerationsstrom an der SiO_2 -Si-Grenzfläche.

Der Diffusionstrom wird von Minoritätsladungsträgern gebildet, die im feldfreien Gebiet generiert werden und in die Feldzone diffundieren. Damit ist der Diffusionsstrom begrenzt auf die Ladungsträger, die nicht weiter als die mittlere Diffusionslänge vom Verarmungsgebiet entfernt generiert werden. In n-leitendem Material sind die Löcher die Minoritätsladungsträger und damit beträgt der Diffusionsstrom [Sze81]

$$I_{dif} = \frac{q_0 n_i^2 L_p A}{|N_{eff}| \tau_p}, \quad (4.19)$$

mit der mittleren Diffusionslänge der Löcher

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = \sqrt{\frac{kT}{q_0} \mu_p \tau_p}. \quad (4.20)$$

Statt des Diffusionskoeffizienten D_p bzw. der Beweglichkeit μ_p der Löcher wird für p-Material mit den entsprechenden Werten für die Elektronen gerechnet. Ein Vergleich mit dem Volumengenerationsstrom zeigt, daß der Diffusionsstrom einen vernachlässigbar kleinen Beitrag zum Sperrstrom liefert [Wun86].

Der Volumengenerationsstrom und auch der Diffusionsstrom werden ausschließlich von Parametern des Grundmaterials bestimmt und sind damit unabhängig von der Technologie, die für den sperrenden Kontakt bzw. den p+-n-Übergang und die Elektroden benutzt wurde.

Der Barrierenstrom I_{SB} wird durch die Barrierenhöhe Φ_B der Oberflächensperrsicht ('surface barrier') bestimmt und eine Synthese der *Thermischen Emissions-Theorie* und der *Diffusions-Theorie* [Sze81, Rho88] ergibt

$$I_{SB} = A^{**} T^2 e^{-\frac{q_0 \Phi_B}{kT}} \left(e^{\frac{q_0 U}{kT}} - 1 \right) A_{SB}, \quad (4.21)$$

wobei die effektive Richardson-Konstante A^{**} etwa $100 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ beträgt und A_{SB} die Fläche des Metall-Halbleiter-Kontaktes bezeichnet. Hierbei bedeutet $U > 0$, daß die Diode in Durchlaßrichtung geschaltet ist und der Strom durch die exponentielle Spannungsabhängigkeit dominiert wird. In Sperrichtung, d.h. $U < 0$ in Gl. 4.21, besitzt der

Barrierenstrom hingegen nur eine geringe Spannungsabhängigkeit. Der Barrierenstrom eines ungeschädigten Detektors mit der Fläche $A_{SB} = 0.385 \text{ cm}^2$ (vgl. Abb. 4.5) beträgt etwa 6 nA .

Die Grenzflächenzustände an der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ -Grenzfläche sind wirkungsvolle Generationszentren, die dann zum Sperrstrom beitragen, wenn die generierten Ladungsträger in die Feldzone gelangen. Da sich aber erst ab der für MOS-Strukturen charakteristischen Flachbandspannung U_{FB} eine Raumladungszone unter dem Oxid ausbildet, setzt dieser Oberflächengenerationsstrom I_{ox} auch erst bei U_{FB} ein. Der Anteil des Oberflächengenerationsstroms I_{ox} ist in der Sperrstromcharakteristik des ungeschädigten Detektors (Abb. 4.5) deutlich als 'Stufe' bei der aus der $C - V$ -Charakteristik ersichtlichen Flachbandspannung U_{FB} zu erkennen.

Dieses Verhalten ist auch von Dioden mit Steuerelektrode bekannt, an denen speziell die Effekte der Grenzflächenzustände untersucht werden [Gro66, Nag85]. Die oxidpassivierten Oberflächensperrsicht-Detektoren sind ein Spezialfall dieser Dioden, da hier die Steuerelektrode, d.h. der MOS-Rand, mit dem Sperrkontakt kurzgeschlossen ist.

Bei gleichmäßiger Verteilung der Grenzflächenzustände über die Bandlücke des Siliziums gilt für den Oberflächengenerationsstrom der Steuerelektrode bzw. des MOS-Randes der Fläche A_g [Gro66, Nic82]

$$I_{ox} = q_0 n_i S_o A_g, \quad (4.22)$$

mit der Rekombinationsgeschwindigkeit

$$S_o = \sigma v_{th} \pi k T D_{it}, \quad (4.23)$$

wobei D_{it} die Dichte der Grenzflächenzustände ist. Es wird hierbei von einem effektiven Wechselwirkungsquerschnitt $\sigma = \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_n \sigma_p}$ ausgegangen und eine mittlere thermische Geschwindigkeit v_{th} angesetzt (vgl. Gl. 4.14). Der Oberflächengenerationsstrom des ungeschädigten Detektors, dessen Charakteristiken in Abb. 4.5 dargestellt sind, beträgt $I_{ox} = 1.7 \text{ nA}$. Mit $A_g = 0.057 \text{ cm}^2$ ergibt sich nach Gl. 4.22 hieraus eine Rekombinationsgeschwindigkeit von $S_o = 24 \text{ cm/s}$.

Ladungssammlungsverlust

Die Ladungssammlung der Detektoren wird durch flache Störstellen in der Bandlücke, sogenannten *Trappingzentren*, beeinträchtigt. Die Einfangwirkungsquerschnitte dieser Defekte sind so groß, daß Ladungsträger aus dem Leitungs- oder Valenzband eingefangen und erst verzögert wieder emittiert werden. Die zur Zeit t getrappte Ladung dQ ist proportional zur insgesamt vorhandenen Ladung und zum Zeitintervall dt . Dies bedeutet

$$dQ(t) = -\frac{1}{\tau^+} Q(t) dt, \quad (4.24)$$

mit der Trappingzeitkonstanten τ^+ .

Die Trappingzeitkonstanten werden aus den Messungen des Ladungssammlungsverlustes bei vollständiger Verarmung ermittelt. Entsprechend ist hier nur der Fall zu betrachten, daß sich das elektrische Feld sich über das gesamte Detektorvolumen erstreckt.

Wenn die Verweildauer der Ladungsträger in einem Trappingzentrum groß gegen die Ladungssammlungszeit t_c ist, dann gilt für die im Außenkreis influenzierte Ladung

$$q = \frac{Q_0}{d} \int_0^{t_c} e^{-\frac{t}{\tau^+}} v(t) dt, \quad (4.25)$$

wobei Q_0 die insgesamt erzeugte Ladung bezeichnet. $v(t)$ ist die Geschwindigkeit der Ladungsträger am Ort $x(t)$, die von der Feldstärke $E(x)$ abhängt. Für sie gilt

$$v(x) = \mu(E(x))E(x). \quad (4.26)$$

Um eine analytische Lösung des Integrals in Gl. 4.25 zu erhalten wurde für die Beweglichkeit mit der linearen Parametrisierung

$$\mu(E) = \mu_0(1 - aE) \quad (4.27)$$

gerechnet. Die Anpassung an experimentelle Daten für $T = 300K$ bis $E_{max} = 10^4 V/cm$ [Can71] ergab

für Elektronen

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

für Löcher

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

Solange, wie sich die Ladungsträger im Feld bewegen, wird im Außenkreis Ladung influenziert. Für die Ladungssammlungszeit ergibt sich deshalb

$$t_c = \int_{x_o}^{x_z} \frac{1}{v(x)} dx. \quad (4.28)$$

Hierbei wird über die Driftstrecke des Ladungsträgers vom Entstehungsort x_o bis zur Zielelektrode am Ort x_z integriert. Die Zielelektrode der Elektronen ist die Rückelektrode, und damit ist $x_z = d$. Die Löcher bewegen sich im elektrischen Feld genau entgegengesetzt, also zur Frontelektrode, und so gilt für die Löcher $x_z = 0$. Unter Benutzung von Gl. 4.26 und Gl. 4.27 ergibt eine Substitution der Variablen x durch $E(x)$ nach Gl. 4.2 (S. 53) in Gl. 4.28

$$t_c = \frac{d}{\mu_0 E_0} \int_{E(x_z)}^{E(x_o)} \frac{1}{(1 - aE)E} dE. \quad (4.29)$$

Daraus folgt

$$t_c = \frac{d}{\mu_0 E_0} \ln \left(\frac{E(x_o) \mu(x_z)}{E(x_z) \mu(x_o)} \right), \quad (4.30)$$

wobei

$$t_R = \frac{d}{\mu_0 E_0} \quad (4.31)$$

als dielektrische Relaxationszeit bezeichnet wird.

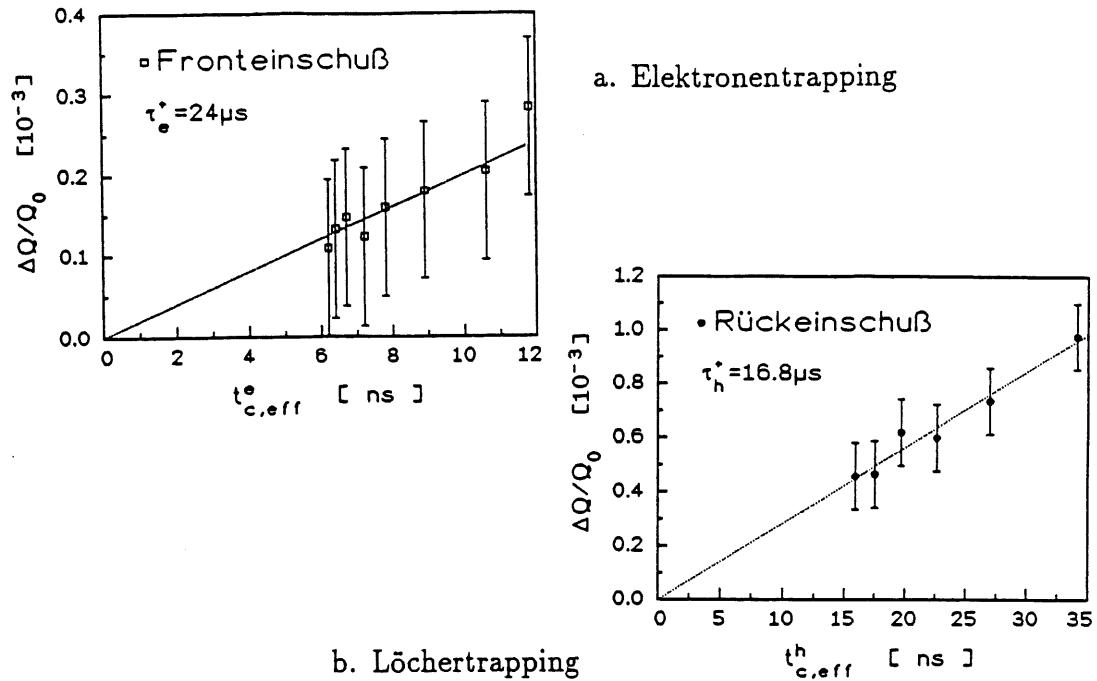


Abb. 4.7: In Abhängigkeit von der Spannung an einen ungeschädigten Detektor gemessener Ladungssammlungsverlust als Funktion der jeweiligen effektiven Ladungssammlungszeit, Elektronentrapping wurde bei Fronteinschuß und Löchertrapping bei Rückeinschuß von 5.8 MeV α -Teilchen gemessen.

Die Ladungssammelzeit t_c wird wesentlich durch die Beweglichkeit der jeweiligen Ladungsträger bestimmt. Deshalb haben die Löcher mit der geringeren Beweglichkeit $\mu_0^h \approx \frac{1}{3}\mu_0^e$ eine deutlich größere Ladungssammlungszeit.

Unter der Voraussetzung, daß die Ladungssammlungszeit klein gegen die Trappingzeitkonstante τ^+ ist, beträgt der Ladungssammlungsverlust von Ladungsträgern, die am Ort x_o erzeugt wurden

$$\frac{\Delta Q}{Q_0} = \frac{|x_z - x_o|}{2\tau^+ d} t_{c,eff}. \quad (4.32)$$

$|x_z - x_o|$ bezeichnet die Driftstrecke des Ladungsträgers vom Entstehungsort x_o bis zur Zielelektrode am Ort x_z . Hier wird die effektive Ladungssammlungszeit $t_{c,eff} = t_c K$ als Variable benutzt, wobei der Faktor K durch den Verlauf der Feldstärke bestimmt wird, und im homogenen Fall, $E(x) = \text{const.}$, $K = 1$ ist. Für den linearen Feldverlauf in einem Detektor ($E(x)$ nach Gl. 4.2, S. 53) ergibt sich die effektive Ladungssammlungszeit zu

$$t_{c,eff} = \frac{2d^2 E(x_z)}{\mu_0 E_0^2 |x_z - x_o|} \left[\left(\frac{1}{aE(x_z)} - 1 \right) \ln \left(\frac{\mu(E(x_z))}{\mu(E(x_o))} \right) - \ln \left(\frac{E(x_o)}{E(x_z)} \right) \right]. \quad (4.33)$$

Wenn ein Elektron-Loch-Paar in der Nähe einer Elektrode generiert wird, liefert der Ladungsträger mit der kurzen Driftstrecke nur einen geringen Beitrag zu der im Außenkreis influenzierten Ladung. Außerdem ist der Ladungssammlungsverlust in diesem Fall nur durch das Trapping der Ladungsträgersorte mit der langen Driftstrecke bedingt. Deshalb wurden kurzreichweite α -Teilchen benutzt, um das Trapping der Elektronen und

Löcher getrennt zu messen. Der Schwerpunkt, der durch die Bragg-Kurve beschriebenen Verteilung des Energieverlustes, liegt für 5.8 MeV α -Teilchen (^{244}Cm) bei $21 \mu\text{m}$ und ist damit klein gegen die Detektordicke $d = 400 \mu\text{m}$.

Bei dem Einschuß der α -Teilchen durch die Frontelektrode wird der Ladungssammungsverlust bezüglich der Elektronen gemessen, die auf dem Weg zur Rückelektrode getrappt werden. Umgekehrt wird bei Rückeinschuß das Trapping der zur Frontelektrode driftenden Löcher gemessen. Die effektive Ladungssammlungszeit der jeweiligen Ladungsträgersorte berechnet sich mit Gl. 4.33, wobei die Feldstärke $E(x)$ gemäß Gl. 4.2 (S. 53) von der anliegenden Spannung abhängt.

Zur Bestimmung der Trappingzeitkonstanten τ_e^+ und τ_h^+ wird der Ladungssammlungsverlust $\Delta Q/Q_0$ bei Front- bzw. bei Rückeinschuß für verschiedene Spannungen $U > U_{depl}$ gemessen. In Abb. 4.7 ist der gemessene Ladungssammlungsverlust als Funktion der effektiven Ladungssammlungszeit $t_{c,eff}$ aufgetragen. Es zeigt sich, die nach Gl. 4.32 erwartete Proportionalität, und aus der Steigung läßt sich dann die Trappingzeitkonstante τ_e^+ bzw. τ_h^+ bestimmen.

Für den ungeschädigten Detektor, dessen Ladungssammlungsverlust der Elektronen und der Löcher in Abb. 4.7 dargestellt ist, ergeben sich jeweils aus der Steigung die Trappingzeitkonstanten $\tau_e^+ = 24 \mu\text{s}$ und $\tau_h^+ = 16.8 \mu\text{s}$.

Die lokale Ladungserzeugung, die bei der separaten Messung des Elektronen- bzw. Löchertrappings von Interesse ist, tritt bei der Anwendung der Detektoren in einem HEP-Experiment im allgemeinen nicht auf. Die in HEP-Experimenten vorkommende Energieverlustverteilung wird am besten durch die homogene Ionisation eines *minimal-ionisierenden Teilchens* (mip) beschrieben. Bei einem minimalionisierenden Teilchen ist das Trapping beider Ladungsträger relevant, da es beim Durchqueren des Detektors homogen entlang seiner Bahn Elektron-Loch-Paare generiert. Zur Berechnung des Ladungssammlungsverlustes beim Nachweis minimalionisierender Teilchen wird dementsprechend Gl. 4.32 für beide Ladungsträger über alle Entstehungsorte x_o von $x_o = 0$ bis $x_o = d$ integriert,

$$\left. \frac{\Delta Q}{Q_0} \right|_{mip} = \frac{1}{d} \int_0^d \left[\frac{d - x_o}{2\tau_e^+ d} t_{c,eff}^e + \frac{x_o}{2\tau_h^+ d} t_{c,eff}^h \right] dx_o. \quad (4.34)$$

Die Lösung des Integrals ergibt

$$\left. \frac{\Delta Q}{Q_0} \right|_{mip} = \frac{1}{3} \left[\frac{t_{mip,eff}^e}{\tau_e^+} + \frac{t_{mip,eff}^h}{\tau_h^+} \right] \quad (4.35)$$

mit

$$t_{mip,eff} = \frac{d}{2\mu_0 E_0} \frac{6}{a^2 E_0^2} \left[\frac{\mu(E(0))\mu(E(d))}{\mu_0^2} \ln \left(\frac{\mu(E(0))}{\mu(E(d))} \right) - a^2 E(0)E(d) \ln \left(\frac{E(0)}{E(d)} \right) + aE_0 \right]. \quad (4.36)$$

für die lineare Ortsabhängigkeit der Feldstärke.

Die Formulierung von Gl. 4.35 wurde so gewählt, daß sie dem Fall homogener Feldstärke entspricht. Bei einer homogenen Feldverteilung ist die Feldstärke E und damit auch die Beweglichkeit μ unabhängig vom Ort. Dann gilt

$$t_{mip} = \frac{d}{2\mu E}. \quad (4.37)$$

Für ein minimalionisierendes Teilchen in einem $400\ \mu m$ dicken Detektor ($U_{dep} = 80\ V$) ergibt sich nach Gl. 4.35 mit den oben angegebenen Trappingzeitkonstanten für Spannungen $U > 100\ V$ ein Ladungssammlungsverlust von

$$\left. \frac{\Delta Q}{Q_0} \right|_{mip} < 5 \cdot 10^{-4}.$$

4.2.3 MOS-Übergang

Die Oxidpassivierung des Randbereiches bei Silizium-Detektoren besitzt sehr häufig einen Überlapp der Elektrode auf die Oxidschicht, wodurch ein zum Sperrkontakt paralleler MOS³-Übergang entsteht. Um gezielt die Strahlenschädigungseffekte dieses Randes zu erfassen wurden zusätzlich auch MOS-Strukturen bestrahlt und untersucht. Für die MOS-Strukturen wurde das gleiche Grundmaterial, die gleiche Oxidation und die gleichen Elektroden gewählt, so daß sie dem MOS-Rand der Detektoren entsprechen. Die MOS-Strukturen haben eine $100\ \mu g/cm^2$ dicke Goldelektrode und eine $210\ nm$ dicken Oxidschicht auf n-Silizium als Grundmaterial ($d = 400\ \mu m$). Der ohm'sche Kontakt entsteht genauso wie bei den Detektoren durch die Aluminium-Elektrode auf der Rückseite.

Untersuchungen an MOS-Strukturen sind nicht nur für Detektoren mit einem MOS-Rand von Interesse, sondern hieran lassen sich auch sehr gut die Strahlenhärtete des Oxi ds und die Effekte an den zugehörigen Grenzflächen studieren. Somit sind solche Messungen auch für Detektoren ohne Überlapp der Elektrode wichtig, da auch hier die Strahlenschädigung des Oxi ds und die damit verbundenen Veränderungen an der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ -Grenzfläche einen Einfluß auf den Detektor haben können.

Abb. 4.8 zeigt die vier verschiedenen spannungsabhängigen Zustände eines MOS-Übergangs im Bändermodell. Eine charakteristische Größe für MOS-Strukturen ist die Flachbandspannung U_{FB} , die anliegen muß damit die in der Akkumulation vorhandene Bandkrümmung genau kompensiert wird. Bei einer idealen MOS-Struktur findet der Übergang von der Akkumulation in die Verarmung genau bei der Spannung $U_G = 0\ V$ statt, d.h. in diesem Fall beträgt die Flachbandspannung $U_{FB} = 0\ V$. Herstellungsbedingt und bestrahlungsabhängig sind in realen MOS-Strukturen Oxidladungen und Grenzflächenzustände vorhanden, die eine Erhöhung der Flachbandspannung bewirken.

Das Einsetzen der Verarmung bestimmt auch die Kapazitätscharakteristik einer MOS-Struktur (siehe Abb. 4.9). Die Kapazität des MOS-Überganges in der Akkumulation ist gleich der Oxidkapazität

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_0 A_g}{d_{ox}}, \quad (4.38)$$

wobei A_g die Fläche der Gateelektrode bezeichnet und d_{ox} die Dicke der Oxidschicht. Die Dielektrizitätskonstante des Oxi ds hängt vom Oxidationsprozeß ab; für trockenes Oxi d beträgt $\epsilon_{ox} = 3.4$ und für feuchtes Oxi d ist $\epsilon_{ox} = 3.8$ [Wol69].

Mit Einsetzen der Verarmung wird die MOS-Kapazität durch die serielle Kapazität der Verarmungszone C_{Si} erniedrigt,

$$\frac{1}{C_{MOS}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{Si}}. \quad (4.39)$$

³MOS: 'Metal Oxid Semiconductor'

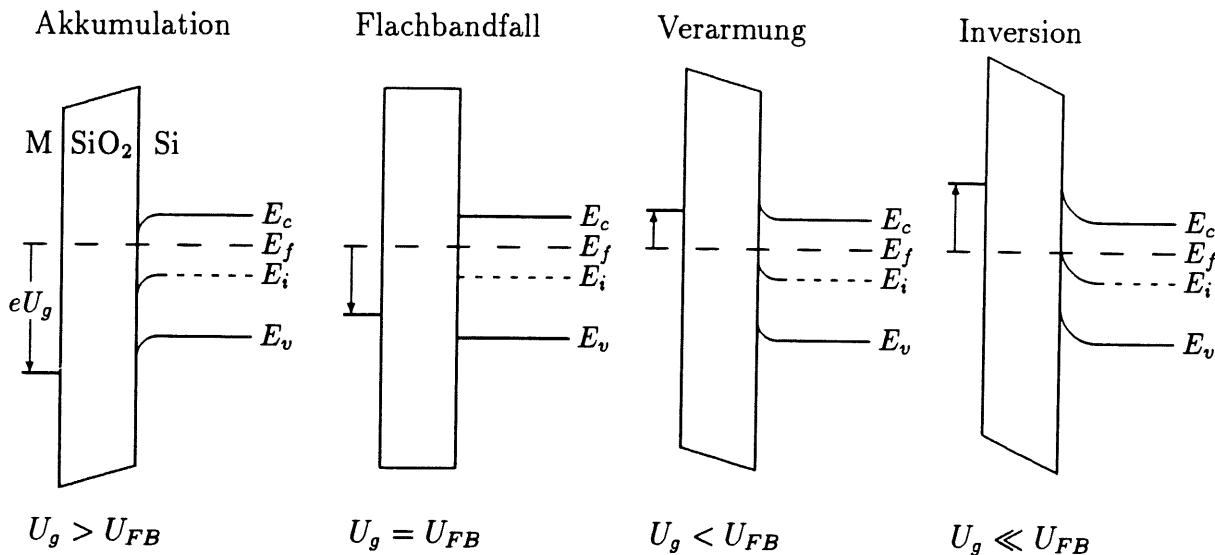


Abb. 4.8: Bändermodell eines MOS-Überganges auf n-leitendem Grundmaterial. Es sind die vier von der Spannung U_g abhängigen Zustände für eine reale MOS-Struktur mit einer Flachbandspannung $U_{FB} > 0$ dargestellt.

Im Flachbandfall beträgt die Kapazität des Siliziums [Nic82]

$$C_{Si}(U_{FB}) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 A_g}{\lambda}, \quad (4.40)$$

mit der extrinsischen Debyelänge

$$\lambda = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 k T}{q_0^2 |N_{eff}|}}. \quad (4.41)$$

Die MOS-Kapazität im Flachbandfall C_{FB} ist demnach nur von der Oxidkapazität und der effektiven Dotierungskonzentration des Grundmaterials abhängig. Wenn $|N_{eff}|$ bekannt ist lässt sich C_{FB} berechnen, und aus der $C - V$ -Charakteristik der MOS-Struktur ergibt sich dann die zugehörige Flachbandspannung U_{FB} . Für eine solche Auswertung ist es aber notwendig die effektive Dotierungskonzentration direkt unter der Oxidschicht zu kennen. Gerade an der Oberfläche kann sich N_{eff} aber oxidations- und bestrahlungsabhängig von dem Wert des Grundmaterials unterscheiden. Eine weitere Schwierigkeit bilden Grenzflächenzustände, die einen zusätzlichen Beitrag zur MOS-Kapazität liefern.

Für Spannungen oberhalb der Flachbandspannung wird C_{S_i} mit zunehmender Spannung kleiner, bis sich die Verarmungszone bei einsetzender Inversion nicht weiter ausdehnt und C_{S_i} konstant bleibt. Die Steilheit der Kapazitätscharakteristik bei der Flachbandspannung wird durch die Grenzflächenzustände bestimmt, die eine Streckung der $C - V$ -Kurve bewirken. Auch in der Leitwertcharakteristik $G - V$ (Abb. 4.9) sind die Auswirkungen dieser Grenzflächenzustände zu sehen, wo sie zu einem lokalen Maximum bei $U = U_{FB}$ führen.

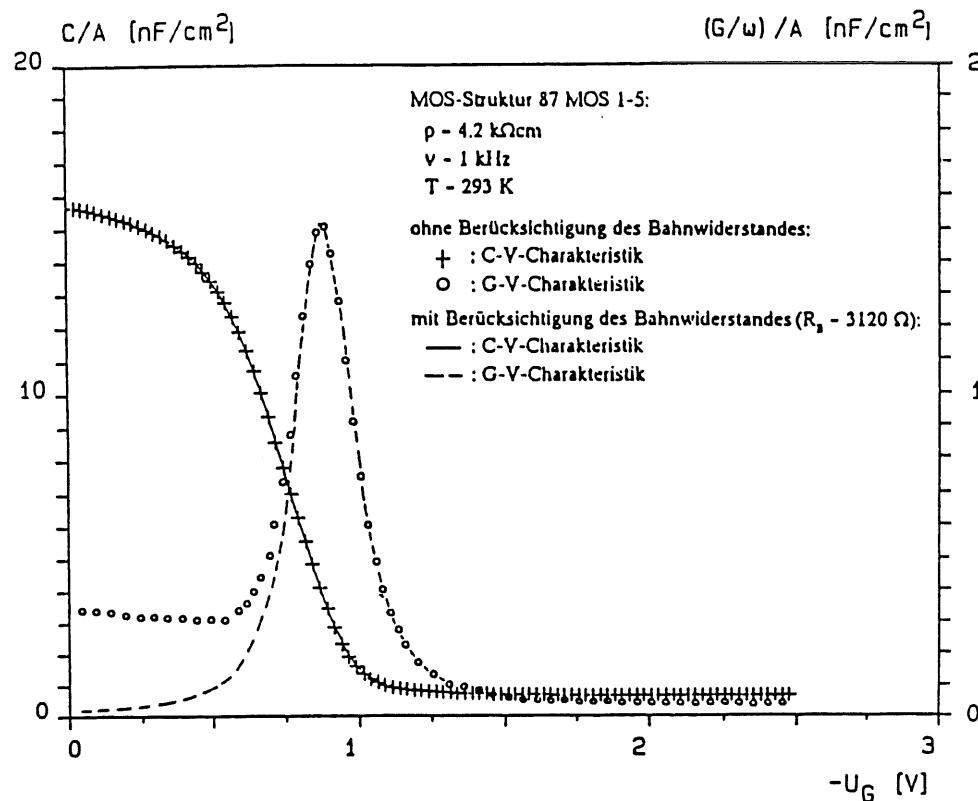


Abb. 4.9: Kapazitätscharakteristik $C - V$ und Leitwertcharakteristik $G - V$ einer ungeschädigten MOS-Struktur. [Tho90]

Das nicht verarmte Volumen des Siliziums beeinflußt als zusätzlicher Bahnwiderstand R_B die Kapazitäts- und Leitwertmessungen einer MOS-Struktur. Die in Abb. 4.9 zu den Meßpunkten eingezeichneten Kurven sind jeweils auf den seriellen Bahnwiderstand des nicht verarmten Volumens korrigiert. Hierbei wurde der Widerstand R_B als spannungsunabhängig angenommen, da die maximale Ausdehnung der Raumladungszone eines MOS-Überganges klein gegen die Dicke des Siliziums ist. Für eine effektive Dotierungskonzentration von $N_{eff} = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ beträgt die maximale Sperrsichttiefe beispielsweise nur $20 \mu\text{m}$ [Tho90]. Der Einfluß des Bahnwiderstandes ist insbesondere bei hohen Frequenzen ($\nu \gtrsim 10 \text{ kHz}$) von Bedeutung, bei denen für $U < U_{FB}$ die gemessene MOS-Kapazität kleiner als die tatsächliche Oxidkapazität wird. Gleichzeitig wird ein höherer Leitwert gemessen, so daß der von den Grenzflächenzuständen verursachte Anstieg des Leitwertes bei hohen Frequenzen von anderen Beiträgen überdeckt wird.

Die wichtigsten strahleninduzierten Oberflächeneffekte sind die Zunahme der Oxidladungen und Grenzflächenzustände, so daß die Veränderung der Flachbandspannung ein wesentliches Maß für die Strahlenhärte ist. Bei den Untersuchungen hierzu ist zu beachten, ob die Strahlung gleichzeitig auch das Kristallvolumen schädigt. Denn eine Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration beeinflußt beispielsweise den seriellen Bahnwiderstand R_B und nach Gl. 4.40 auch die Kapazität im Flachbandfall.

4.3 Übersicht der Bestrahlungen

4.3.1 Grundlegende Betrachtungen zur Dosimetrie

Der Begriff *Dosimetrie* wird üblicherweise nicht nur im speziellen Sinne für die Messung der ionisierenden Dosis D benutzt, sondern umfaßt auch die Bestimmung einer Teilchenfluenz Φ . Denn die benutzten Meßverfahren beruhen meistens darauf, daß die Teilchen direkt (z.B. Protonen oder Elektronen) oder indirekt (z.B. Neutronen und Röntgenstrahlung) ionisieren. Hinsichtlich der Defektbildung ist grundsätzlich zwischen dem ionisierendem und dem nichtionisierendem Energieverlust der Strahlung zu unterscheiden. Bei der Bildung von Kristalldefekten ist gerade der nichtionisierende Energieverlust entscheidend, so daß es unangemessen ist, die Kristallschädigung relativ zur Ionisation zu betrachten. Als Ausgangsgröße für alle Strahlenschädigungsuntersuchungen ist der *Teilchenfluß* besonders geeignet, da hiermit probenunabhängig, aber flächen- und zeitnormiert die Anzahl der Teilchen angegeben wird. Für jede Position liefert der Fluß zusammen mit der Information über das Teilchen- und Energiespektrum eine vollständige Beschreibung des Strahlungsfeldes. Für ein bestimmtes Material, welches der Strahlung ausgesetzt wird, lassen sich aus dem Fluß je nach Defektart, die probenabhängigen Größen bestimmen.

Die Kristalldefekte skalieren mit dem nichtionisierenden Energieverlust NIEL, darum wird für die Untersuchung dieser Schädigungsart die 1 MeV Neutronen äquivalente Fluenz Φ als Parameter benutzt. Die Umrechnung erfolgt über den nichtionisierenden Energieverlust mit dem in Gl. 2.10 (S. 13) definierten Härtefaktor κ ,

$$\Phi_{1\text{ MeV},\text{n}} = \kappa \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{d\Phi(E)}{dE} dE. \quad (4.42)$$

Hiermit wird die Teilchenart, das jeweilige Energiespektrum und das Material der Probe, hier Silizium, berücksichtigt.

In Tab. 4.2 sind die Härtefaktoren aller benutzten Strahlungsfelder und die Fluenzbeziehe mit den zugehörigen Teilchenflüssen, in denen die Strahlenschädigung von Siliziumdetektoren untersucht wurde, zusammengestellt. Insgesamt wurde 1 MeV -Neutronenäquivalent der Fluenzbereich $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ – $1.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ erfaßt, wobei der maximale Fluß $1.8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ betrug. Soweit nicht anders angegeben wird im folgenden mit Φ immer die auf 1 MeV Neutronen normierte Fluenz bezeichnet.

Für die Untersuchung der Oberflächendefekte ist die *Dosis* der geeignete Parameter, da die Ionisation eine Schädigung der Passivierungsschichten, hier Siliziumdioxid SiO_2 und deren Grenzflächen bewirkt. Für die Dosis sind neben der SI-Einheit Gy weitere Einheiten üblich, die folgendermaßen umgerechnet werden,

$$1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} \quad (4.43)$$

$$= 100 \text{ rad} \quad (4.44)$$

$$= 6.241 \cdot 10^9 \text{ MeV/g} \quad (4.45)$$

Mit der letztgenannten Relation läßt sich dann der spezifische Energieverlust S , der meist in der Einheit $MeV \text{ cm}^2/\text{g}$ angegeben wird, in die Einheit $Gy \text{ cm}^2$ umrechnen. Für die

Strahlung	E [MeV]	Härte- faktor κ	Teilchenfluß [cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	Fluenzbereich [cm $^{-2}$]
Neutronen				
T(p,n) 3 He	1.2	0.88	$3 \cdot 10^6 - 7 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{10} - 1.3 \cdot 10^{12}$
D(d,n) 3 He	5.0	1.60	$7 \cdot 10^6 - 1.6 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^{11} - 2.4 \cdot 10^{12}$
T(d,n) 4 He	14.1	1.88	$1 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{12}$
Be(d,n)B	6.2	1.53	$7 \cdot 10^8 - 1.2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10} - 8.1 \cdot 10^{14}$
Protonen				
Zyklotron	21.1	2.72	$6 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{12}$
Elektronen				
Dynamitron	1.8	$1.07 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{12} - 6.4 \cdot 10^{15}$
Photonen				
Röntgenstr.	0.014	0	—	—
Synchrotronstr.	0.090	0	$3 \cdot 10^{13} - 1.8 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14} - 1.2 \cdot 10^{17}$

Strahlung	Dosisleistung [Gy s $^{-1}$]	Dosisbereich [Gy]	Dosimetrie	Fehler	Ort der Bestrahlung
Neutronen					
T(p,n) 3 He	—	—	kalibrierte Ionisations- kammer	$\leq 4\%$ $\leq 3\%$ $\leq 5\%$ $\leq 5\%$	PTB, Braunschw. PTB, Braunschw. UKE, Hamburg PTB, Braunschw.
D(d,n) 3 He	—	—			
T(d,n) 4 He	—	—			
Be(d,n)B	—	—			
Protonen					
Zyklotron	0.02 – 1.6	$3.2 - 8.2 \cdot 10^3$	Strahlstrom- integrator	$\sim 1\%$	Univ. Hamburg 1.Inst.f.Exp.-Phys.
Elektronen				$\sim 2\%$	TST, Wedel
Dynamitron	25 – 750	$250 - 1.6 \cdot 10^6$			
Photonen					
Röntgenstr.	0.46 – 0.97	$270 - 8.7 \cdot 10^3$	RPL, Si-Detektor	$\leq 15\%$	HASYLAB
Synchrotronstr.	5 – 20	$30 - 1.3 \cdot 10^4$		$\leq 15\%$	HASYLAB

Tab. 4.2: Übersicht der verwendeten Strahlungsquellen.

	1.8 MeV Elektronen	21.1 MeV Protonen
400 μm Silizium: Energieverlust ΔE Spezifischer Energieverlust S	141 keV $2.42 \cdot 10^{-10} \text{ Gy cm}^2$	1.88 MeV $3.21 \cdot 10^{-9} \text{ Gy cm}^2$
0.21 μm Siliziumdioxid: Energieverlust ΔE Spezifischer Energieverlust S	75 eV $2.47 \cdot 10^{-10} \text{ Gy cm}^2$	973 eV $3.28 \cdot 10^{-9} \text{ Gy cm}^2$

Tab. 4.3: Absoluter und spezifischer Energieverlust von 1.8 MeV Elektronen und 21.1 MeV Protonen in 400 μm Silizium und in 0.21 μm Siliziumdioxid (Elektronen nach [Ber82], Protonen nach [Bic67] bzw. [Wil62]).

direkt ionisierenden Teilchen ergibt sich dann die Dosis D , in der SI-Einheit Gy , aus

$$D = S \Phi. \quad (4.46)$$

In Tab. 4.3 sind der spezifische Energieverlust S für 1.8 MeV Elektronen bzw. 21.1 MeV Protonen, jeweils für 400 μm Silizium und 0.21 μm SiO₂ zusammenge stellt. Die in Tab. 4.2 angegebene Dosis der Ionisation bezieht sich jeweils auf Siliziumdioxid. Die Ionisationsdosis im Silizium unterscheidet sich nach Tab. 4.3 nur geringfügig von der Dosis im SiO₂; 2 % für Elektronen bzw. 3 % für Protonen.

Bei den Bestrahlungen mit Photonen wurde direkt die Dosis gemessen. Für die Synchrotronstrahlung wurden zusätzlich auch Rechnungen zum Photonenfluß und zur absorbierten Dosis durchgeführt, die sehr gut mit den Messungen übereinstimmen [Tho90]. Der Fluß bzw. die Fluenz der Photonen, die sich nach diesen Rechnungen ergeben, sind ebenfalls in Tab. 4.2 aufgeführt.

Die in Tab. 4.2 angegebenen Fehler der Dosimetrie sind durch die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten dominiert, und die statistischen Fehler sind deutlich geringer. In den nächsten Abschnitten werden die verschiedenen Bestrahlungsexperimente und die jeweils durchgeführte Dosimetrie im einzelnen vorgestellt.

4.3.2 Neutronenbestrahlung

Zur Untersuchung der Energieabhängigkeit neutroneninduzierter Schädigung wurden drei monoenergetische Neutronenquellen benutzt. Die Bestrahlungen mit 14.1 MeV Neutronen sind am Neutronengenerator der *Strahlentherapie des Universitätskrankenhauses Eppendorf* (UKE) in Hamburg durchgeführt worden. Für die T(d,n)⁴He-Reaktion werden 500 keV Deuteronen auf ein rotierendes Tritium-Titan-Target geschossen, der Strahlstrom betrug hierbei 5 mA. Die zubestrahlenden Proben wurden längs der 90°-Achse positioniert, wo die Neutronenenergie $14.1 \pm 0.2 \text{ MeV}$ [Sch89a] beträgt. Abb. 4.10 zeigt einen Querschnitt von dem Targetbereich des Neutronengenerators. Der dort eingezeichnete Kollimator wurde für die Bestrahlungen der Siliziumdetektoren und MOS-Strukturen auseinandergefahren. Hierdurch wurde die Rückstreuung soweit minimiert, daß die Neutronenflüsse im Abstand von 7.5 cm bis 100 cm vom Target weniger als 5 % von der

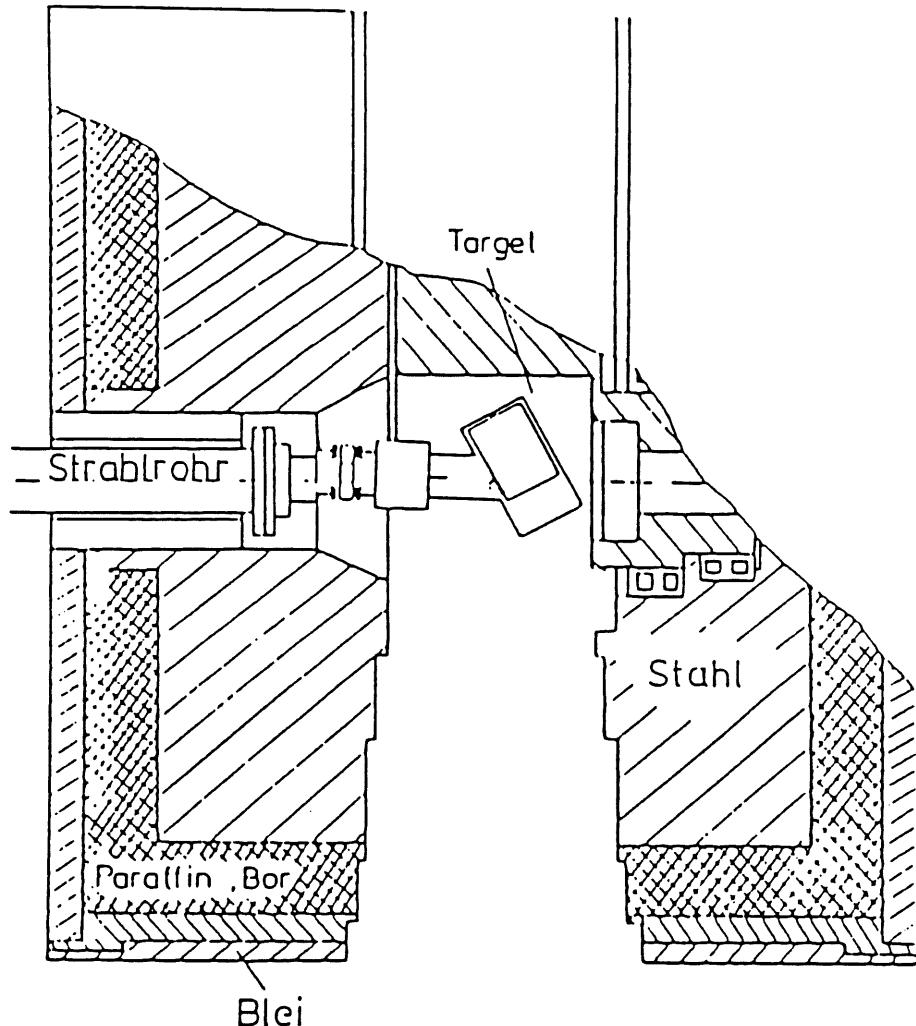


Abb. 4.10: Querschnitt von dem Targetbereich mit geschlossenem Kollimator des 14.1 MeV Neutronengenerators der Abteilung Strahlentherapie an dem Universitätskrankenhaus Eppendorf in Hamburg. [Sch78]

r^{-2} -Abhängigkeit abwichen. Für jede Probenposition wurde unmittelbar vor der jeweiligen Bestrahlung der Neutronenfluß relativ zu einem Monitor gemessen, der dann während der Bestrahlung die Neutronenfluenz registrierte. Die Dosimetrie wurde mit der an diesem Generator standardmäßig benutzten, kalibrierten Ionisationskammer vorgenommen. Die Unsicherheit der Neutronenfluenzen wird mit $\leq 5\%$ angegeben [Hes89].

Die weiteren Neutronenbestrahlungen wurden in Zusammenarbeit mit der Gruppe Neutronenerzeugung in der Abteilung Neutronenphysik der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt PTB in Braunschweig durchgeführt. Diese Abteilung beschäftigt sich speziell mit der Kalibrierung von Meßgeräten zur Neutronendosimetrie [Les87] und der Untersuchung von Neutronenfeldern. Für die Erzeugung bestimmter Neutronenfelder werden die Primärteilchen von dem Zyklotron bzw. Van-de-Graaff-Generator aus über ein Strahlführungssystem auf das Target in der Experimentierhalle geschossen. Wie aus der Skizze Abb. 4.11 ersichtlich, bietet diese Anlage die Möglichkeit präzise Neutronenfelder

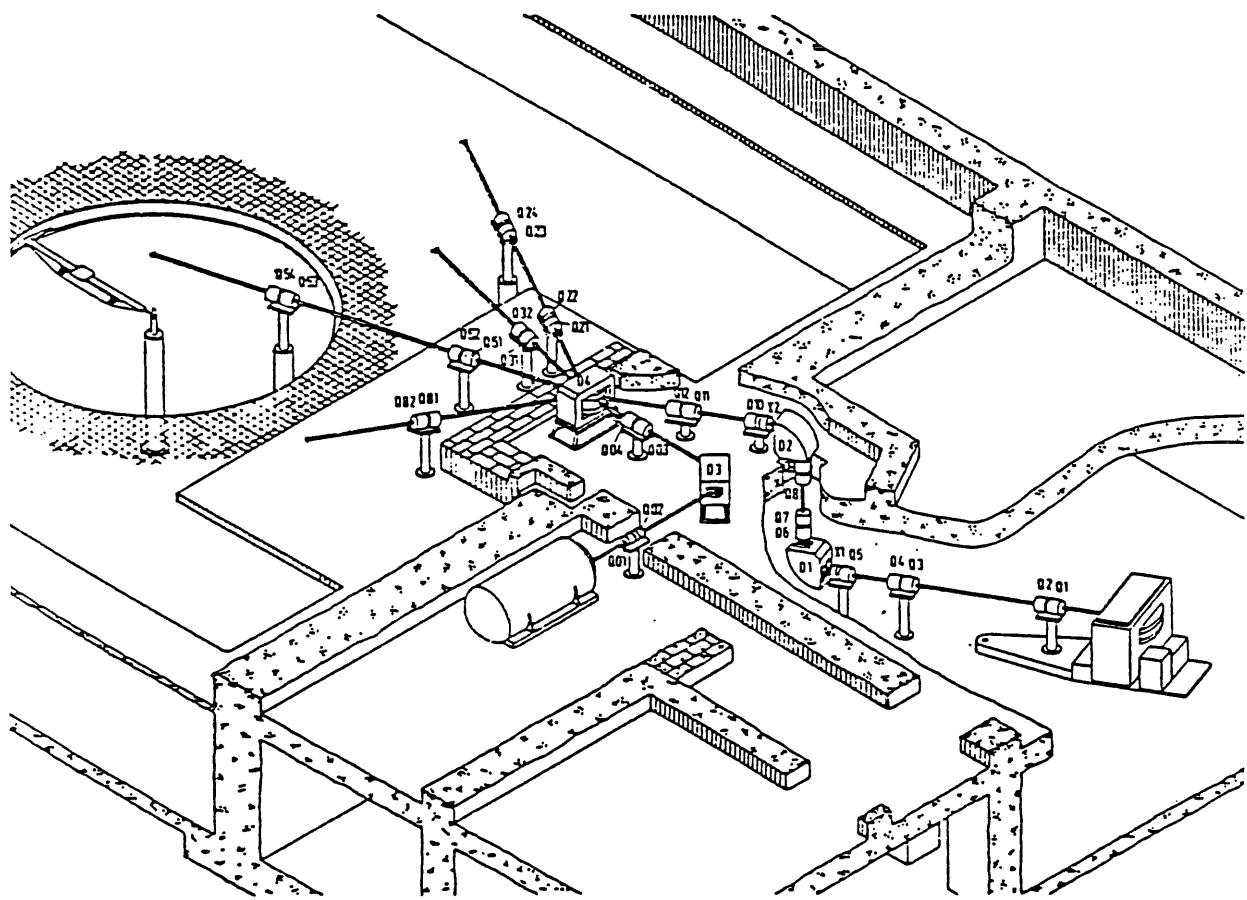


Abb. 4.11: Strahlführungssystem und Experimentierhalle der Abteilung Neutronendosimetrie an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt PTB in Braunschweig. [Bre80]

in einer offenen Geometrie zu haben. Denn die gesamte Konstruktion um das Target in der Mitte der großen Halle ist materialarm realisiert worden.

Die Bestrahlungen mit 1.2 MeV und 5.0 MeV Neutronen wurden in dieser fast rückstreuungsfreien Anordnung mit sehr geringen γ -Untergrund (γ -Dosis $< 2\%$ [Sch89b]) durchgeführt. Die Neutronen der Energie $E_n = 1.20 \pm 0.13 \text{ MeV}$ wurden über die Reaktion $T(p,n)^3\text{He}$ mit 2.12 MeV Protonen erzeugt. Hierbei war der Targetstrom auf $5 \mu\text{A}$ begrenzt, da das Tritium-Titan-Target mit kalter Luft gekühlt wurde.

Mit einer Wasserkühlung des Deuterium-Titan-Targets konnte für die 2.08 MeV Deuteronen ein Targetstrom von $10 \mu\text{A}$ benutzt werden. Damit wurde für die Neutronen der $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion mit einer Energie von $E_n = 5.00 \pm 0.33 \text{ MeV}$ ein etwa doppelt so hoher Fluß wie bei den 1.2 MeV Neutronen erreicht.

Zur Dosimetrie während der Bestrahlung wurden die standardmäßig benutzten Monitore – BF_3 -Zählrohr ('Longcounter') und ^3He -Zähler – verwendet, die mit einem Proton-Rückstoß-Spektrometer kalibriert wurden. Der systematische Fehler wird hierbei mit maximal 4 % für $E_n = 1.2 \text{ MeV}$ bzw. $E_n = 5.0 \text{ MeV}$ abgeschätzt, während der statistische Fehler bei den Bestrahlungen nur 0.6 % bzw. 0.7 % betrug [Str89].

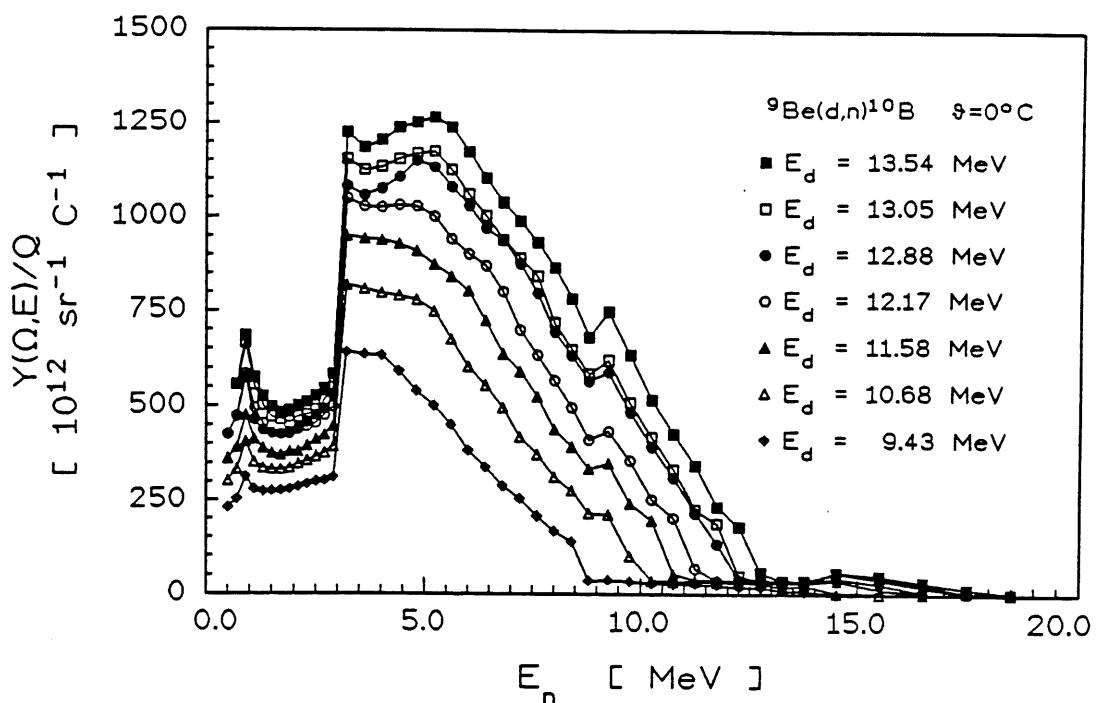


Abb. 4.12: Energiespektrum der Neutronen unter 0° aus der ${}^9\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^{10}\text{B}$ -Reaktion mit dickem Beryllium-Target für verschiedene Einschubenergie der Deuteronen (nach [Bre89]).

Um einen möglichst hohen Neutronenfluß zu erhalten wurden die Detektoren nur 2.5 mm bis 4.5 mm vom Target entfernt positioniert. Bei den Fluenzangaben für die einzelnen Detektoren wurde jeweils die Winkelabhängigkeit der Neutronenintensität berücksichtigt. Die Abweichung gegenüber der 0° -Richtung betrug 3 % bis maximal 14 % [Gri90].

Bei den Bestrahlungen mit monoenergetischen Neutronen konnten aufgrund der relativ niedrigen Flüsse und der begrenzten Bestrahlungszeit keine Neutronenfluenzen oberhalb von $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ erreicht werden. Für die Bestrahlungen bis $1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ wurde das intensive Strahlungsfeld der ${}^9\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^{10}\text{B}$ -Reaktion mit einem dicken Beryllium-Target genutzt, das ebenfalls zu den standardmäßig benutzten Neutronenfeldern der *Physikalisch-Technischen Bundesanstalt* PTB in Braunschweig gehört. Wegen der sehr hohen Neutronenflüsse befindet sich der Targetbereich innerhalb eines Kollimators. Die hierdurch entstehende Rückstreuung wurde bei den Messungen der Neutronenflüsse direkt an den Positionen der Proben mit erfaßt, ihr Anteil an der Gesamtfluenz beträgt etwa 10 % [Bre90]. Auch die energetische Verteilung der Neutronen (Abb. 4.12) ist speziell für diesen Kollimator mit Flugzeitmessungen ('time of flight', TOF) in Abhängigkeit von der Einschubenergie der Deuteronen untersucht worden [Bre89].

Bei den durchgeführten Bestrahlungen wurde die höchste Deuteroneinschubenergie von $E_d = 13.5 \text{ MeV}$ verwendet und für das hierdurch erzeugte Energiespektrum der Neutronen wurde nach Gl. 2.10 der Härtefaktor $\kappa = 1.53$ errechnet. Die Neutronenflüsse wurden an den Probenpositionen innerhalb der Kollimatoröffnung (0° -Richtung) im Abstand von 5 cm bis 80 cm vom Target mit einer gewebeäquivalenten Ionisationskammer gemessen. Hierbei wurde eine weitere, fest montierte Ionisationskammer kalibriert, mit der dann

während der Bestrahlungen der Neutronenfluß gemessen wurde. Der γ -Untergrund wurde mit einem Geiger-Müller-Zählrohr für jede Position extra gemessen und entsprechend berücksichtigt. Die Dosis des γ -Untergrundes ist auch bei diesem Neutronenfeld sehr gering, so betrug der Anteil an dem Signal der Ionisationskammer sogar in Targetnähe unter 5 %.

4.3.3 Protonenbestrahlung

Exemplarisch für geladene Hadronen wurden ergänzend zu den Untersuchungen der neutroneninduzierten Kristalldefekte Bestrahlungsexperimente mit 21.1 MeV Protonen durchgeführt. In Abb. 4.13 ist der prinzipielle experimentelle Aufbau in der Streukammer am *Hamburger Isochron Zyklotron* skizziert. Damit die auf dem Drehteller montierten Proben jeweils homogen bestrahlt werden, wurde der fokussierte Protonenstrahl an einer $200\text{ }\mu\text{m}$ dicken Goldfolie gestreut. Durch den hierbei auftretenden Energieverlust trafen die Protonen, dessen Energie primär 25.0 MeV betrug, nur mit 21.1 MeV auf die Proben. Um weitere Energieverluste auszuschließen wurden alle Bestrahlungen im Vakuum durchgeführt. Mit der im *Faraday-Cup* nachgewiesenen Ladung wurde der *Monitor-Cup* kalibriert. Mit dem Monitor wurde dann der Protonenfluß während der Bestrahlungen gemessen und mit einem *Strahlstrom-Integrator* integral die Fluenz registriert.

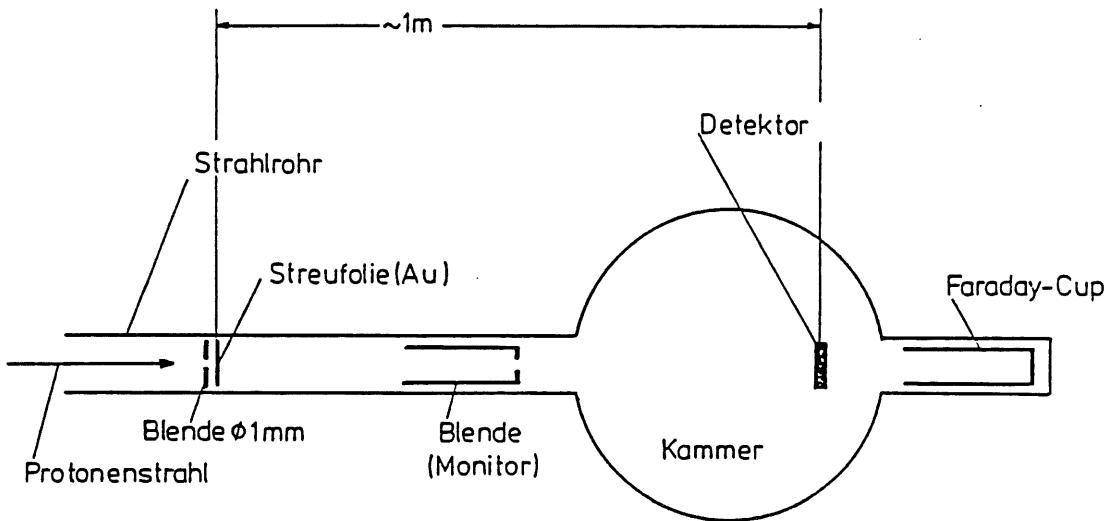
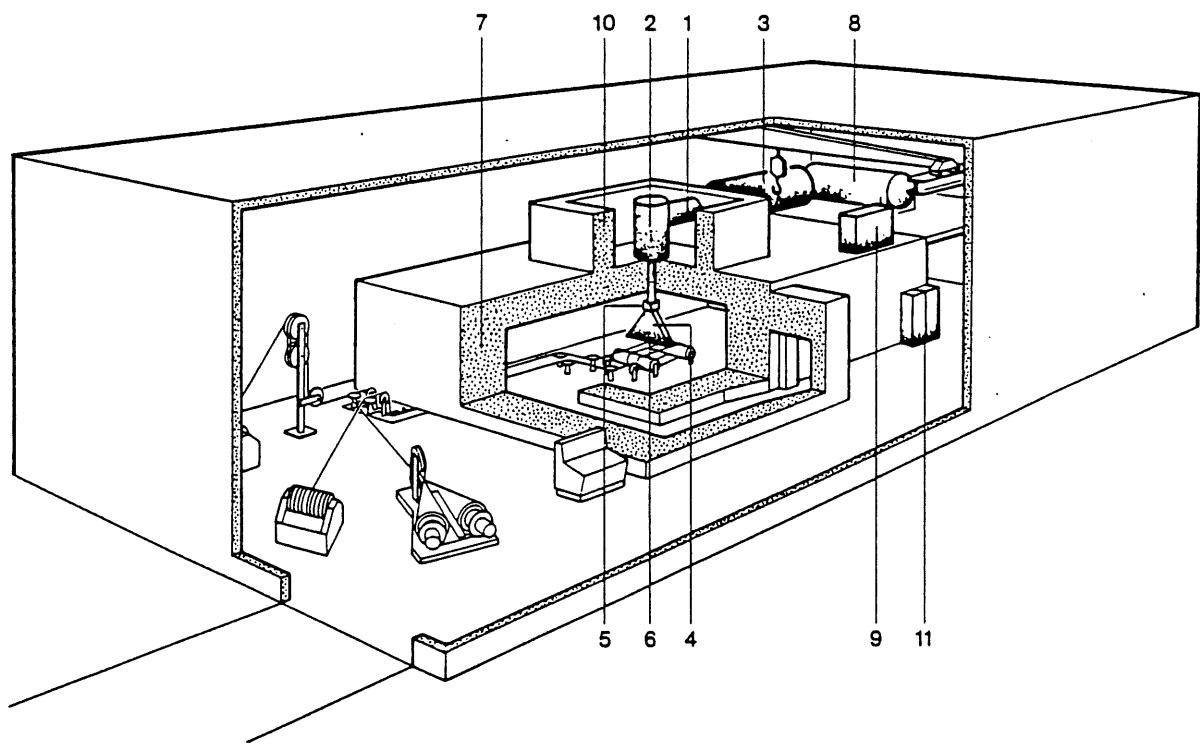


Abb. 4.13: Skizze des experimentellen Aufbaus für die Bestrahlungen mit 21.1 MeV Protonen in der Streukammer am *Hamburger Isochron Zyklotron*.

4.3.4 Elektronenbestrahlung

Um die strahleninduzierten Punktdefekte separat von Clustern, wie sie von Neutronen oder Protonen erzeugt werden, zu untersuchen, wurden Bestrahlungen mit 1.8 MeV Elektronen durchgeführt. Für diese Experimente stand der Elektronenbeschleuniger der Firma TST *Telefunken System Technik* in Wedel (Holst.) zur Verfügung. Der Aufbau der *Dynamitron*-Anlage im Bestrahlungszentrum Wedel ist in Abb. 4.14 gezeigt.



1 Druckgasisolierte Leitung
2 Beschleunigerröhre
3 Hochspannungsgenerator
4 Scanhorn
5 Ablenkmagnet
6 Elektronen-Austrittsfenster
7 Betonbunker
8 SF₆-Lagertank
9 Oszillator
10 Strahlenschutzmauer
11 Schalschränke

Abb. 4.14: Aufbau des Elektronenbeschleunigers (Dynamitron-Anlage) im Bestrahlungszentrum von TST Telefunken System Technik in Wedel (Holst.). [TST]

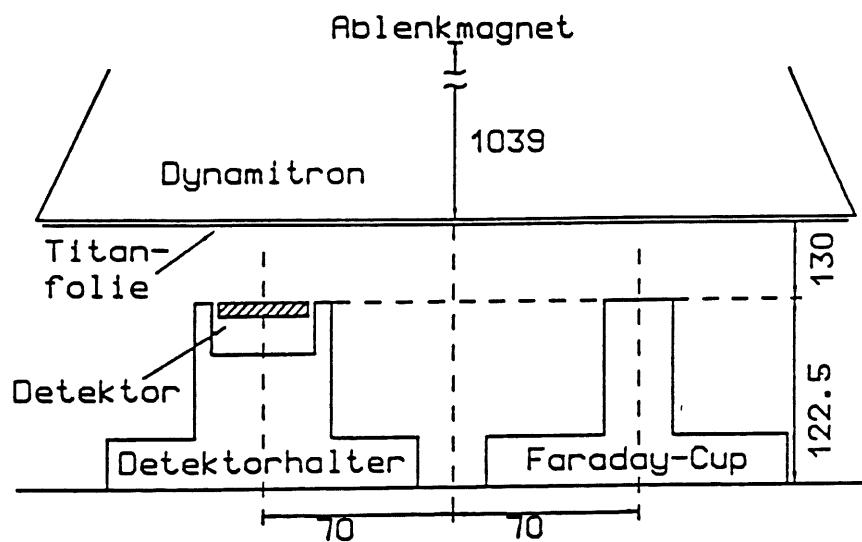


Abb. 4.15: Detektorhalter und Faraday-Cup unter dem Elektronen-Austrittsfenster des Elektronenbeschleunigers (Dynamitron-Anlage) bei TST Telefunken System Technik in Wedel (Holst.). [Sch91]

Speziell zur Bestrahlung großer Flächen wird der Elektronenstrahl nach der Beschleunigerröhre durch einen Ablenkmagneten mit 200 Hz hin und her gelenkt. Dies ermöglichte eine unkomplizierte Dosimetrie mit einem *Faraday-Cup*, der symetrisch zum Detektor aufgebaut wurde (vgl. Abb. 4.15). Mit einem maximalen Strahlstrom von 25 mA konnte ein Elektronenfluß von $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erreicht werden, dies entspricht einer Dosisleistung von 750 Gys^{-1} (vgl. Abschn. 4.3.1).

Bei diesen Experimenten wurden auch speziell die Schädigungen der Oxidpasivierung untersucht, die auf ionisierende Strahlung empfindlich ist. Die maximale Dosis betrug 1.6 MGy, daß entspricht 160 Mrad.

4.3.5 Synchrotron- und Röntgenstrahlung

Die Bestrahlungsexperimente mit γ -Strahlung dienten der separaten Untersuchung der Oberflächenschädigung. Die Energie der benutzte Synchrotron- bzw. Röntgenstrahlung war so niedrig, daß die durch Photo- oder Compteneffekt erzeugten Elektronen nur Energien kleiner als 260 keV besaßen und somit keine Kristalldefekte erzeugen konnten.

Für die Berechnungen [Tho90] der spektralen Verteilungen, die in Abb. 4.16 dargestellt sind, wurde jeweils die Absorption in den Materialien zwischen der Strahlungsquelle und der Probe berücksichtigt. In der Spektralverteilung der Synchrotronstrahlung ist z.B. bei der Energie $E_\gamma = 88 \text{ keV}$ die Absorptionskante des verwendeten Bleifilters (*K-Kante*) zu erkennen. Die Synchrotronstrahlung lässt sich vollständig berechnen und der Vergleich mit der direkt gemessenen Dosis zeigt eine exakte Übereinstimmung.

Bei beiden Experimenten wurde direkt die für Oberflächeneffekte relevante Ionisationsdosis gemessen. Zusätzlich zur Messung mit einem Siliziumdetektor, der auch als Monitor benutzt wurde, sind RPL⁴-Glasdosimeter bestrahlt worden. Die verwendeten RPL-Dosimeter waren silberaktivierte Phosphorgläser vom Typ *DOS2*, die bei der Strahlenschutzgruppe des DESY in Hamburg ausgewertet wurden [Tes84].

Wie bereits der Übersicht der Strahlungsquellen Tab. 4.2 (S. 67) zu entnehmen war, wurde die maximale Dosis bei den Bestrahlungen an der Röntgenröhre annähernd $10 \text{ kGy} = 1 \text{ Mrad}$.

4.3.6 Gemischte Strahlungsfelder

Für die systematischen Studien wurde die Strahlenhärte von Silizium-Detektoren für jede Strahlungsart separat untersucht. Zusätzlich wurden auch Bestrahlungsexperimente in gemischten Strahlungsfeldern, identisch denen in einem HEP-Experiment, durchgeführt. Diese Bestrahlungsexperimente sind aber nur bedingt geeignet, systematische Untersuchungen tatsächlich zu ergänzen. Das größte Problem ist die ungenügende Kenntnis des Strahlungsfeldes hinsichtlich der Teilchenarten und ihrer energetischen Verteilung. Hinzu kommt, daß sich die strahlungsabhängige Änderung einer Meßgröße aus den Wirkungen verschiedener Defekte zusammensetzt und keine Separation der unterschiedlichen Defektbildungen möglich ist. Da also bei einem gemischten Strahlungsfeld die Zuordnung der Schädigung zu der verursachenden Strahlungsart weder teilchen- noch energieabhängig möglich ist, sind die Ergebnisse nicht direkt auf ein anderes Strahlungsfeld übertragbar.

⁴RPL: Radio-Photo-Lumineszenz

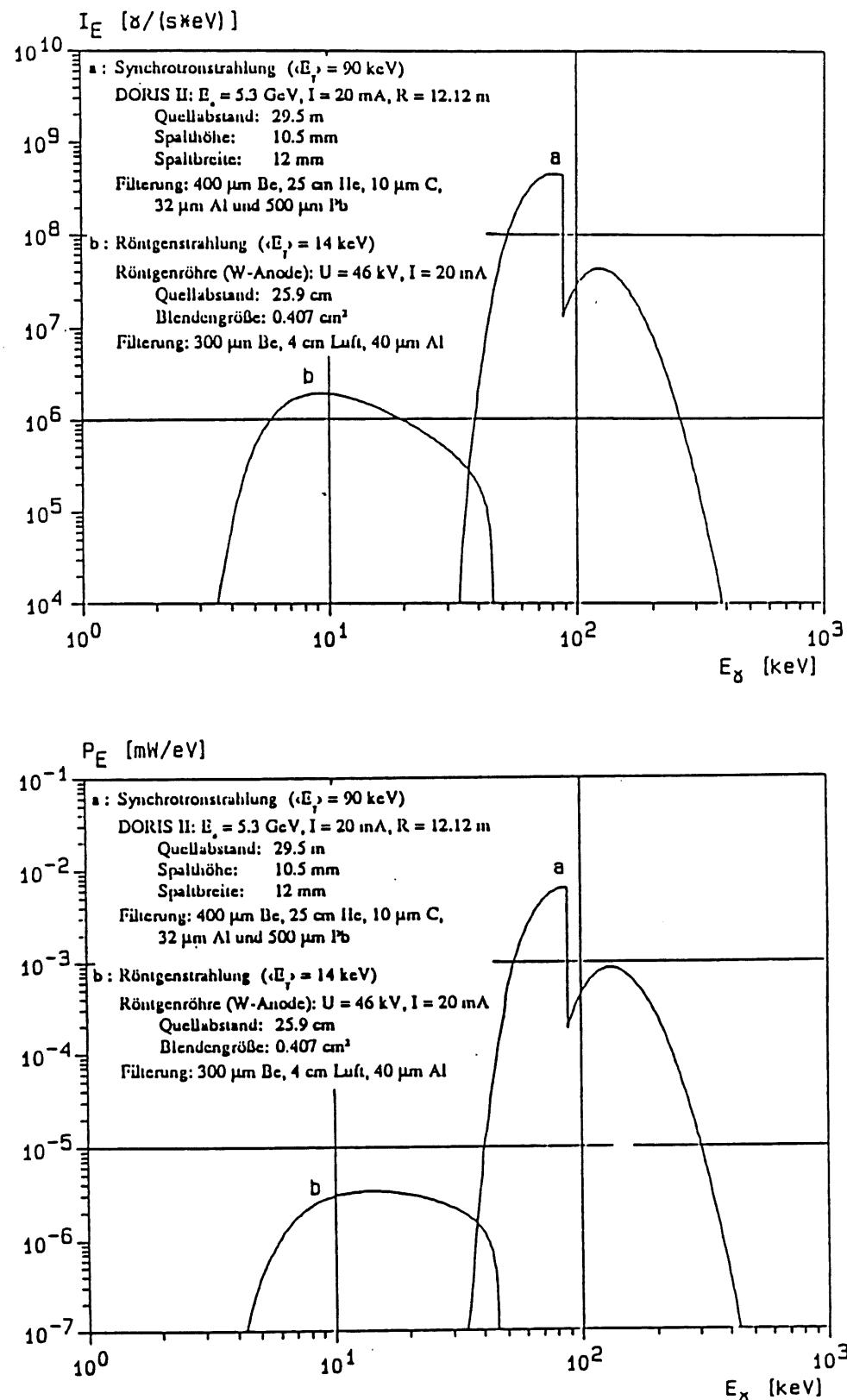


Abb. 4.16: Spektrale Intensitätsverteilung (oben) und Leistungsverteilung (unten) der benutzten Synchrotron- bzw. Röntgenstrahlung, die für die Probenposition mit den angegebenen Parametern berechnet wurden. [Tho90]

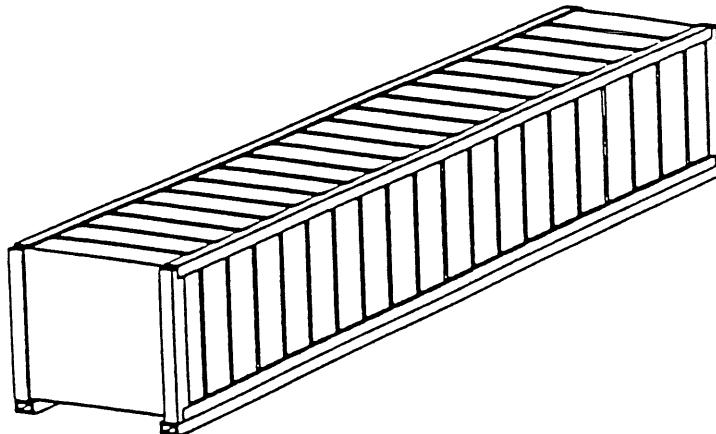


Abb. 4.17: Skizze der Eisenkonfiguration des RÖSTI-Experiments. [Fas89b]

Bei ausreichender Kenntnis der Zusammensetzung eines gemischten Strahlungsfeldes kann mit den bei separaten Bestrahlungen gewonnenen Ergebnissen die dort zu erwartende Strahlenschädigung berechnet werden. Bis zu einem gewissen Grad kann dann mit Bestrahlungsexperimenten in einem gemischten Strahlungsfeld die Übertragbarkeit der systematischen Studien überprüft werden.

Dies verdeutlicht nochmals die Notwendigkeit von systematischen teilchenabhängigen Untersuchungen für das Verständnis der Strahlenschädigungseffekte in komplexen Strahlungsfeldern, wie sie z.B. in einem HEP-Experiment auftreten.

Die Strahlungsfelder in HEP-Experimenten werden überwiegend durch hadronische Schauer bestimmt. Exemplarisch wurde deshalb die durch einen hadronischen Schauer induzierte Veränderung der Detektoreigenschaften untersucht. Die Bestrahlung wurde im Rahmen des RÖSTI-Experiments am PS (CERN, Genf) mit $24\text{ GeV}/c$ Protonen als Einschußteilchen [Fas89b] durchgeführt. Bei der längsten Bestrahlung (180 min) wurden gleichzeitig auch drei Silizium-Detektoren bestrahlt. Dieses RÖSTI-Experiment gehört in eine Reihe von Bestrahlungsexperimenten, bei denen die verschiedenen Komponenten des Strahlungsfeldes eines hadronischen Schauers untersucht wurden.

Abb. 4.17 zeigt eine Skizze der kalorimeterähnlichen RÖSTI-Konfiguration. Zwischen den 5 cm dicken Absorberschichten wurden verschiedene Aktivierungsdetektoren in 7 mm breiten *Slots* positioniert, mit denen der Neutronen- bzw. Hadronenfluß in bestimmten Energiebereichen gemessen wird.

Es wurden auch $200\text{ GeV}/c$ Hadronen (SPS, CERN) als Einschußteilchen für Experimente mit derselben Eisen-Konfiguration [Rus89] und mit einer vergleichbaren Blei-Konfiguration [Ste91a] benutzt.

Wie bereits ausgeführt wird die Strahlenschädigung innerhalb eines hadronischen Schauers durch die Neutronenkomponente dominiert (vgl. Kap. 3.2.2). Deshalb bildet die Messung der Neutronenflüsse auch den Schwerpunkt der RÖSTI-Experimente. Aussagen über die energetische Verteilung der Neutronen werden hierbei durch die Verwendung verschiedener Aktivierungsdetektoren gewonnen. Mit den drei Neutronenreaktionen $^{115}\text{In}(\text{n},\text{n}')^{115m}\text{In}$, $^{32}\text{S}(\text{n},\text{p})^{32}\text{P}$ und $^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$ wird insgesamt ein Energiebereich von

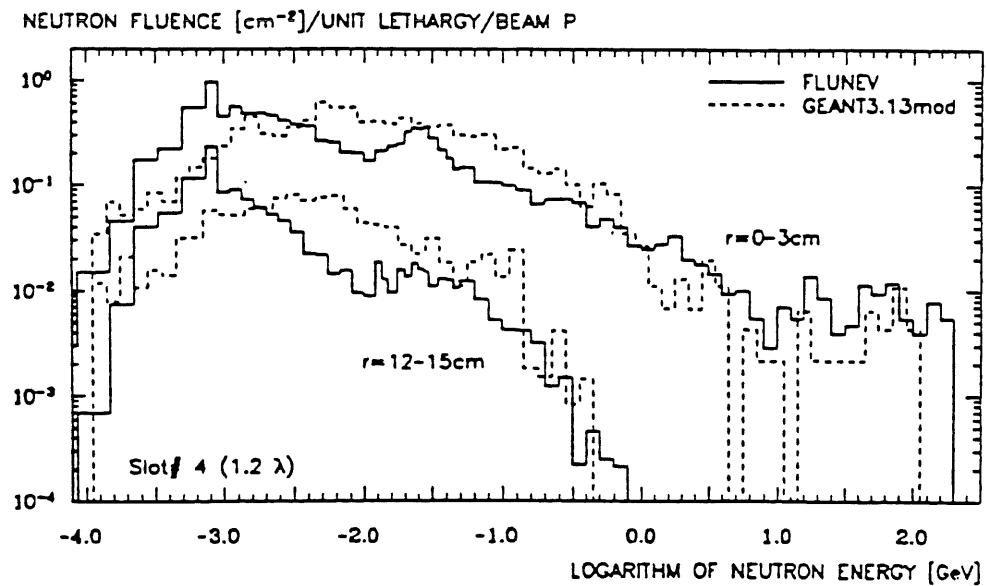


Abb. 4.18: Neutronenspektren für zwei laterale Ringbereiche in der Tiefe 1.2λ (Slot 4), die für das RÖSTI-Experiment (Eisen, $200\text{ GeV}/c$ Hadronen) mit FLUNEV bzw. GEANT simuliert wurden. [Fed91b]

Aktivierungsreaktion	Energiebereich [$M\text{eV}$]	Fluenz in ΔE [cm^{-2}]	GEANT		Fluenz gesamt [cm^{-2}]	FLUNEV	
			Fluenz-Anteil	Schäd.-Anteil		Fluenz-Anteil	Schäd.-Anteil
$r = 0\text{ cm}$							
$^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115m}In	0.8 – 15	$2.3 \cdot 10^{13}$	51 %	59 %	$5.6 \cdot 10^{13}$	51 %	58 %
$^{32}\text{S}(n,p)$ ^{32}P	3 – 25	$3.7 \cdot 10^{12}$	42 %	56 %	$1.1 \cdot 10^{13}$	26 %	37 %
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ ^{24}Na	6 – 25	$1.1 \cdot 10^{13}$	28 %	28 %	$4.9 \cdot 10^{13}$	15 %	24 %
$r = 6.4\text{ cm}$							
$^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115m}In	0.8 – 15	$8.2 \cdot 10^{12}$	67 %	72 %	$1.6 \cdot 10^{13}$	53 %	61 %
$^{32}\text{S}(n,p)$ ^{32}P	3 – 25	$8.8 \cdot 10^{11}$	47 %	59 %	$2.4 \cdot 10^{12}$	16 %	24 %
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ ^{24}Na	6 – 25	$8.8 \cdot 10^{11}$	28 %	38 %	$4.1 \cdot 10^{12}$	8 %	14 %
$r = 13.5\text{ cm}$							
$^{115}\text{In}(n,n')$ ^{115m}In	0.8 – 15	$2.5 \cdot 10^{12}$	66 %	73 %	$4.8 \cdot 10^{12}$	52 %	60 %
$^{32}\text{S}(n,p)$ ^{32}P	3 – 25	$2.6 \cdot 10^{11}$	43 %	55 %	$7.6 \cdot 10^{11}$	13 %	21 %
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ ^{24}Na	6 – 25	$1.1 \cdot 10^{12}$	24 %	33 %	$6.0 \cdot 10^{12}$	7 %	12 %

Tab. 4.4: Durch Aktivierungsdetektoren gemessene Neutronenfluenz im Schauermaximum (Slot 4, 1.2λ) des RÖSTI-Experiments am PS (24 GeV Protonen, $1.083 \cdot 10^{10}\text{ s}^{-1}$, $T = 180\text{ min}$). Mit simulierten Energiespektren (GEANT [Fed91b] und FLUNEV [Zaz89]) wurde hieraus jeweils eine gesamte Neutronenfluenz errechnet (siehe Text).

0.8 MeV bis 25 MeV erfaßt (vgl. Tab. 4.4).

Für die Positionen der Si-Detektoren sind in der dritten Spalte von Tab. 4.4 die mit den Aktivierungsdetektoren im jeweiligen Energiebereich ΔE gemessenen Neutronenfluenzen aufgeführt. Die Si-Detektoren waren in *Slot 4*, d.h. in einer Tiefe, die 1.2λ entspricht, eingebaut. Ein Detektor war im Zentrum bei $r = 0 \text{ cm}$ positioniert, zwei weitere links und rechts auf dem Radius von $r = 6.4 \text{ cm}$.

Um aus den Fluenzen, die mit den einzelnen Aktivierungsreaktionen für einen spezifischen Energiebereich gemessen wurden, auf die gesamte Neutronenfluenz zu schließen, wurden für den RÖSTI-Aufbau simulierte Energiespektren zugrunde gelegt (siehe Abb. 4.18).

Mit GEANT und FLUNEV wurden jeweils zum RÖSTI-Experiment mit $200 \text{ GeV}/c$ Hadronen Neutronenspektren für *Slot 4* simuliert. Für die in Tab. 4.4 aufgeführten Daten wurden entsprechend der verschiedenen Radien die Neutronenspektren für die radialen Bereiche bis 3 cm , 6 cm bis 9 cm und 12 cm bis 15 cm verwendet.

Aus den simulierten Energiespektren wurde der prozentuale Anteil der Neutronen in den relevanten Energiebereichen der Aktivierungsdetektoren bestimmt. In Tab. 4.4 ist außerdem der Anteil an der Strahlenschädigung des Siliziums angegeben, der mit dem jeweiligen nichtionisierenden Energieverlust, NIEL, berechnet wurde.

Die gesamte Neutronenfluenz, die sich mit dem berechneten Fluenzanteil aus der in ΔE gemessenen Fluenz ergibt, ist mit den berechneten Härtefaktoren der Neutronenspektren auf 1 MeV Neutronen normiert ebenfalls in Tab. 4.4 aufgeführt. Die mit GEANT simulierten Spektren ergaben im Mittel einen Härtefaktor von $\kappa = 1.26$, während die Härtefaktoren der mit FLUNEV gerechneten Spektren deutlich niedriger bei $\kappa = 1.04$ liegen.

In Abb. 4.18 sind exemplarisch die zugrundegelegten Energiespektren für den zentralen Bereich und den äußeren Ring dargestellt. Das Spektrum des mittleren Bereiches gleicht qualitativ dem Spektrum für den äußeren Bereich. Dies ist auch dem prozentualen Fluenz- und Schädigungsanteil in Tab. 4.4 zu entnehmen.

Das Strahlungsfeld im zentralen Bereich wird deutlich durch die erste Wechselwirkung und deren Sekundärteilchen mit hoher Energie und kleinem Streuwinkel bestimmt, was zu einem höheren Anteil hochenergetischer Neutronen führt.

Ein Vergleich der jeweils berechneten gesamten Neutronenfluenzen verdeutlicht die relativ großen Unsicherheiten bei der Messung der Neutronenflüsse in einem hadronischen Schauer und der Simulation der Energiespektren.

Am zuverlässigsten sind sicherlich die Ergebnisse der ^{115}In -Aktivierung, da mit dem Energiebereich 0.8 MeV bis 25 MeV jeweils der größte Fluenzanteil ($> 50\%$) nachgewiesen wird, der außerdem über 60% der Schädigung ausmacht.

Da in *Slot 4* keine ^{32}S -Aktivierungsdetektoren positioniert waren, wurden die in Tab. 4.4 angegebenen Daten entsprechend dem longitudinalen Schauerprofil von *Slot 5* übertragen. Damit sind die Ergebnisse der ^{32}S -Aktivierung mit einem größeren Fehler behaftet.

Der Energiebereich der $^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$ -Reaktion, 6 MeV bis 25 MeV , erfaßt nur einen sehr geringen Fluenzanteil von unter 30% bei GEANT bzw. $\sim 10\%$ bei FLUNEV. Zudem verdeutlichen die Unterschiede der mit GEANT bzw. mit FLUNEV simulierten Neutronenspektren die Unsicherheiten in diesem Energiebereich. In dem Energiebereich der

Indium-Aktivierung mitteln sich die Unterschiede der Simulationen gerade heraus und mit beiden Spektren ergeben sich etwa die gleichen Neutronenfluenzen.

In Tab. 4.5 sind die Bestrahlungsparameter der untersuchten Detektoren zusammengestellt. Die Neutronenfluenz ist gemäß der Indium-Aktivierung aufgeführt, wobei zusätzlich der geringe Unterschied der linken und rechten Position berücksichtigt wurde.

Die ionisierende Dosis wurde mit jeweils sieben RPL-Glasdosimetern (Typ DOS 2) gemessen, die in unmittelbarer Nähe der Detektoren plaziert waren.

Detektor	Position	Spannung am Detektor	Dosis [kGy]	Fluenz [cm ⁻²]
8814B5	$r = 0 \text{ cm}$ (zentral)	—	28 ± 15	$5.6 \cdot 10^{13}$
8814B2	$r = 6.4 \text{ cm}$ (links)	—	0.69 ± 0.27	$1.55 \cdot 10^{13}$
8814B3	$r = 6.4 \text{ cm}$ (rechts)	$U = 90 \text{ V}$	1.29 ± 0.58	$1.63 \cdot 10^{13}$

Tab. 4.5: Bestrahlungsparameter der Detektoren im Schauermaximum (Slot 4, 1.2λ) des RÖSTI-Experiments am PS (24 GeV Protonen, $1.083 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $T = 180 \text{ min}$); Dosis mit RPL-Dosimetern gemessen, Neutronenfluenz nach Indium-Aktivierung.

Kapitel 5

Experimentelle Ergebnisse

5.1 Fluenzabhängigkeit der Detektoreigenschaften

5.1.1 Diodencharakteristiken

In diesem Abschnitt werden die qualitativen Änderungen der Diodencharakteristiken vorgestellt, die durch strahleninduzierte Kristalldefekte verursacht werden.

Abb. 5.1 zeigt exemplarisch einige Kapazitätscharakteristiken, die jeweils direkt nach den einzelnen Bestrahlungsschritten gemessen wurden. Die sukzessive Bestrahlung mit Neutronen erfolgte hierfür innerhalb von 9 Tagen bis zu einer Gesamtfluenz von $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Die $C - V$ -Charakteristik des ungeschädigten Detektors, die die Endkap-

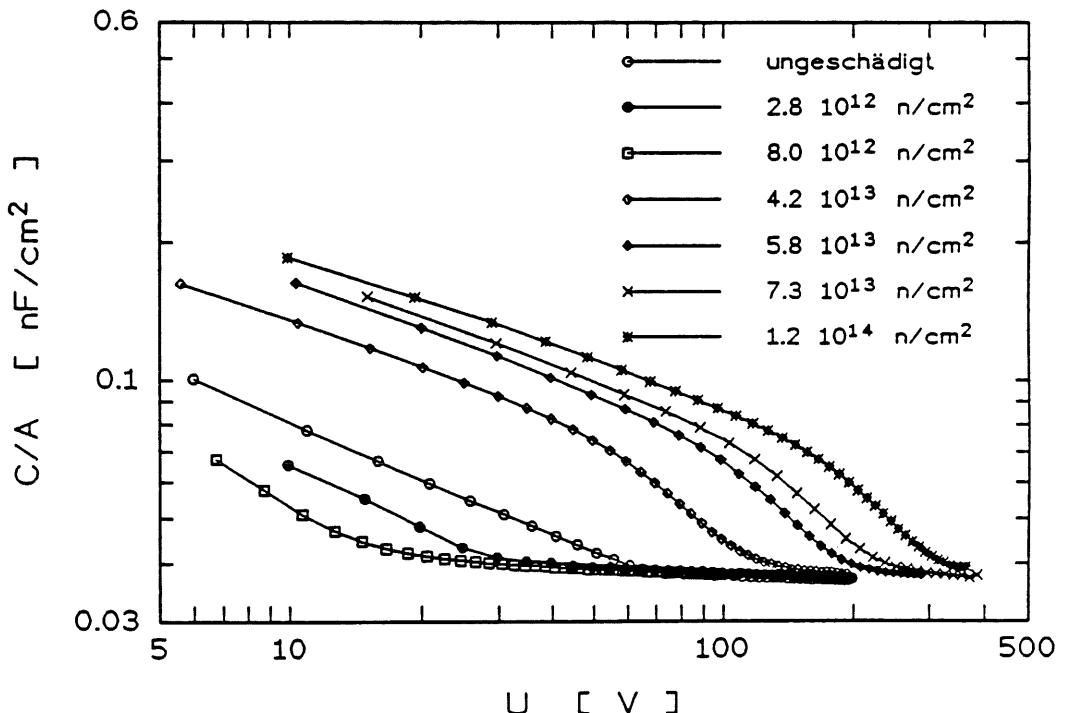


Abb. 5.1: Kapazitätscharakteristiken in Abhängigkeit von der Neutronenfluenz. Die Messungen erfolgten direkt nach dem Ende der jeweiligen Bestrahlung bei $\nu = 10 \text{ kHz}$.

zität bei $U_{depl} = 67 \text{ V}$ erreicht, ist ebenfalls miteingezeichnet. Im Vergleich hierzu weisen die $C - V$ -Kurven nach den ersten Bestrahlungen bis $\Phi \sim 8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ eine Verringerung der Spannung für vollständige Verarmung auf. Die weiteren Bestrahlungen bewirken hingegen eine Erhöhung in U_{depl} , so daß nach einer Fluenz von $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ über 300 V benötigt werden, um die Endkapazität zu erreichen. Diese Änderung der Fluenzabhängigkeit von U_{depl} wird der Konvertierung des ursprünglich n-leitenden Grundmaterials zur p-Leitung zugeordnet, und im nächsten Abschnitt 5.1.2 ausführlich diskutiert.

Auffällig ist ferner die veränderte Kurvenform der $C - V$ -Charakteristiken für Neutronenfluenzen oberhalb von $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Die Spannungsabhängigkeit der Kapazität bei niedrigen Fluenzen entspricht dagegen weiterhin dem Verhalten einer ungeschädigten Diode ($C \propto 1/\sqrt{U}$).

Mit steigender Fluenz wird ab einigen 10^{12} cm^{-2} auch eine Frequenzabhängigkeit der Kapazität sichtbar. Die deutliche Frequenzabhängigkeit eines Detektors, der mit $1.4 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ bestrahlt wurde, ist in Abb. 5.2b dargestellt. Im Bereich kleiner Spannungen ist insbesondere bei niedrigen Frequenzen der Kapazitätsbeitrag des Oxidrandes sichtbar, dessen Frequenzabhängigkeit genau dem Verhalten von MOS-Strukturen entspricht (vgl. Kap. 5.3). Niedrige Fluenzen (siehe Abb. 5.2a) bei denen noch keine Frequenzabhängigkeit der Kapazität der Raumladungszone sichtbar wird, bewirken bereits das gleiche Verhalten der Kapazität des Oxidrandes.

Der Leitungstyp des Grundmaterials des mit $1.4 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ bestrahlten Detektors ist bereits von n- nach p-Leitung konvertiert. Deshalb ist es bemerkenswert, daß trotzdem in Abb. 5.2b der Kapazitätsanteil des MOS-Randes mit einem abrupten Kapazitätsrückgang zu sehen ist. Das Auftreten des Flachbandfalles einer MOS-Struktur bei unveränderter Polarität zeigt an, daß unabhängig vom Leitungstyp in tieferen Kristallschichten, unmittelbar an der Oberfläche weiterhin eine n-leitende Schicht existiert. An dieser Stelle sei auf Abschnitt 5.1.2 verwiesen, wo diese Beobachtung im Zusammenhang mit der Konvertierung des Leitungstyps genauer behandelt wird.

Die Frequenzabhängigkeit der Kapazität der Raumladungszone zeigt das Vorhandensein tiefer Störstellen im Grundmaterial an. Abhängig von der energetischen Lage der Störstelle erfolgt nur bei niedrigen Frequenzen eine Umladung dieser Defektniveaus und damit ein Beitrag zur gemessenen Kapazität. Hohe Frequenzen erfordern dagegen eine sehr schnelle Umladung, der tiefe Störstellen aufgrund ihres großen Abstandes zum Leitungsband und Valenzband nicht folgen können. Diese Frequenzabhängigkeit der Kapazität ist zudem noch in einer für die Defekte charakteristischen Weise temperaturabhängig.

In [Li 91b] wird die Frequenzabhängigkeit modellmäßig an einem Defektniveau vor gestellt. Zusätzlich zu einem Niveau, das für die Frequenzabhängigkeit verantwortlich ist, wird noch von einem weiteren Defektniveau ausgegangen, welches die vorhandene Dotierung teilweise kompensiert und damit eine Veränderung in U_{depl} bewirkt.

In Abb. 5.3 sind die Charakteristiken der frequenzabhängigen Kapazitätsmessungen auf die Kapazitätsänderung zwischen 1 V und 200 V normiert dargestellt. Zusätzlich ist hier auch das spannungsabhängige Verhältnis E_r/E_f der sichtbaren Energien bei Rück- bzw. Fronteinschuß mit kurzreichweitigen α -Teilchen eingetragen. Wie beim ungeschädigten Detektor (vgl. Abb. 4.5) stimmen die 'Abknickpunkte' der $C - V$ -Charakteristiken unabhängig von der Frequenz mit der Spannung U_{depl} überein, die sich aus den Messungen mit α -Teilchen ergibt. Da mit den kurzreichweitigen α -Teilchen die Spannung gemessen wird bei der sich die Raumladungszone auf das gesamte Volumen erstreckt, zeigt Abb. 5.3,

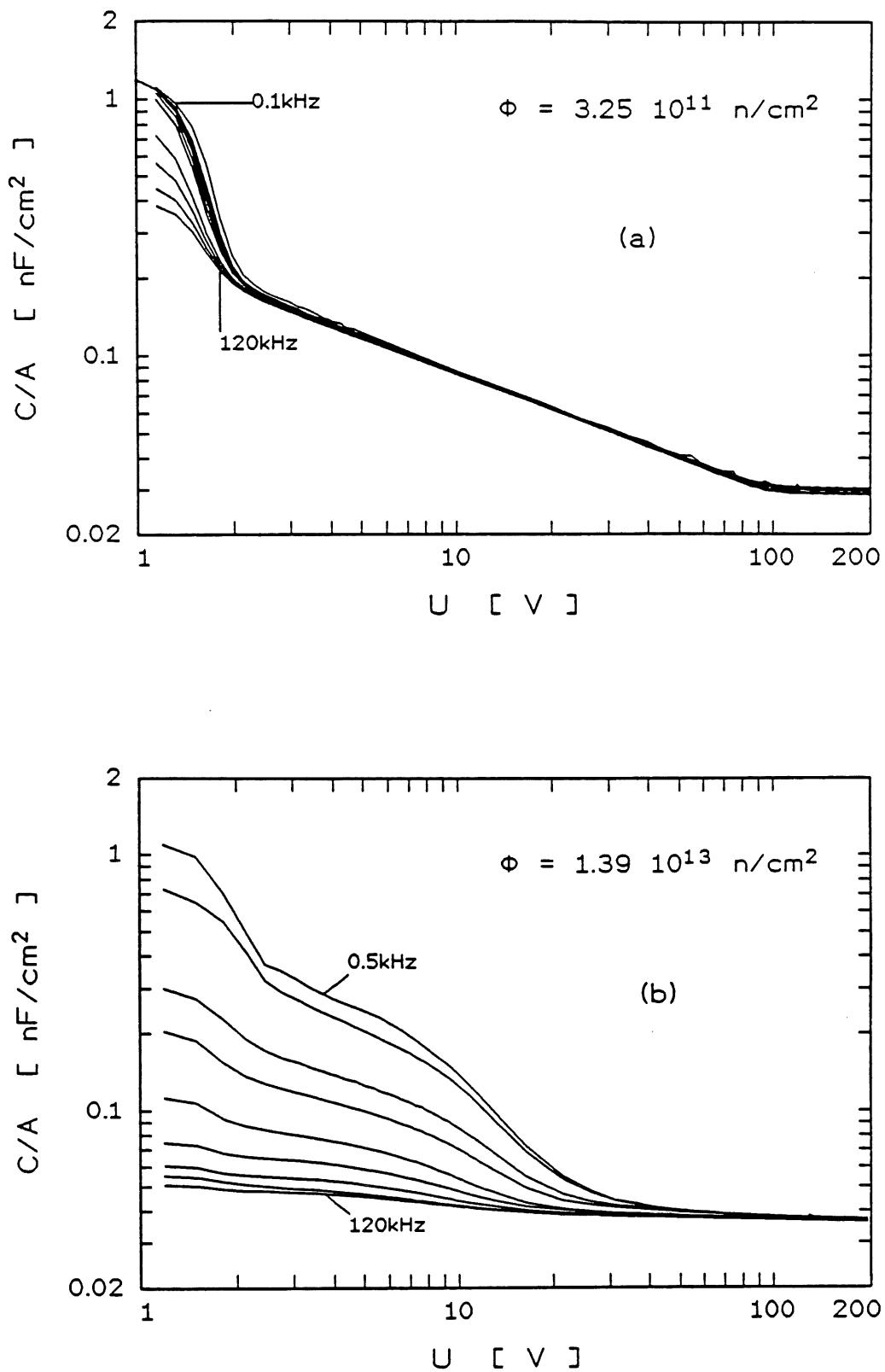


Abb. 5.2: Kapazitätscharakteristiken in Abhängigkeit von der Frequenz im Bereich von $\nu = 0.1 \text{ kHz}$ und $\nu = 120 \text{ kHz}$ nach der Bestrahlung mit einer moderaten Fluenz (a) bzw. mit einer hohen Fluenz (b).

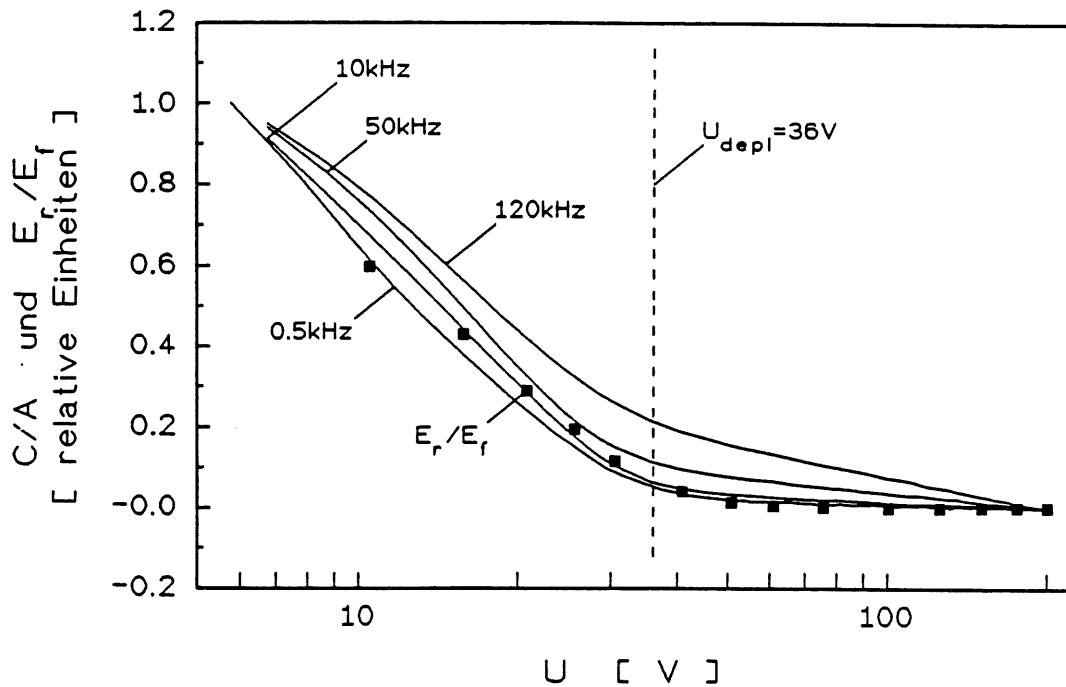


Abb. 5.3: Vergleich frequenzabhängiger $C - V$ -Messungen mit dem Verhältnis der bei Rück- und Fronteinschuß kurzreichweiter α -Teilchen nachgewiesenen Energie E_r/E_f . Die $C - V$ -Messungen sind jeweils auf die Kapazitätsänderung zwischen 1 V und 200 V normiert dargestellt.

dass U_{depl} auch für konvertierte Detektoren aus den $C - V$ -Charakteristiken ermittelt werden kann.

Im Vergleich zu den $C - V$ -Charakteristiken von ungeschädigten Detektoren, bei denen $C \propto 1/\sqrt{U}$ ist, hat die Detektorkapazität nach der Konvertierung des Leitungstyps von n- nach p-Leitung eine veränderte Spannungsabhängigkeit. In Abb. 5.4 sind die $C - V$ -Charakteristiken aus Abb. 5.1 auf fluenzabhängige Spannung U_{depl} normiert aufgetragen. Diese Auftragung zeigt, daß es nach der Konvertierung zur p-Leitung eine fluenzunabhängige Funktion $C(U/U_{depl})$ gibt, die sich aber von der $1/\sqrt{U}$ -Abhängigkeit der nichtkonvertierten Detektoren unterscheidet. Die Ursache für diese spezielle Spannungsabhängigkeit der Kapazitätscharakteristik konvertierter Detektoren konnte noch nicht geklärt werden. Festzustellen bleibt auf jeden Fall, daß es bei gleicher Meßfrequenz eine fluenzunabhängige universelle Kurve C vs. U/U_{depl} gibt. Hier sei bereits angemerkt, daß sich die Kurvenform innerhalb eines Jahres nach der Bestrahlung geringfügig ändert, worauf in Kap. 5.2.2 näher eingegangen wird.

Auch bei geänderter Spannungsabhängigkeit der Detektorkapazität läßt sich wie bei ungeschädigten Detektoren aus der $C - V$ -Charakteristik U_{depl} bestimmen, und daraus ergibt sich nach Gl. 4.6, S. 53 die effektive Dotierungskonzentration $|N_{eff}|$. Die durch strahleninduzierte Kristalldifekte verursachte Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration wird in Kap. 5.1.3 vorgestellt und diskutiert.

Niederenergetische γ -Strahlung kann aufgrund des geringen Energieübertrages keine Kristalldifekte auslösen. Dies zeigt sich bei den durchgeführten Bestrahlungen mit

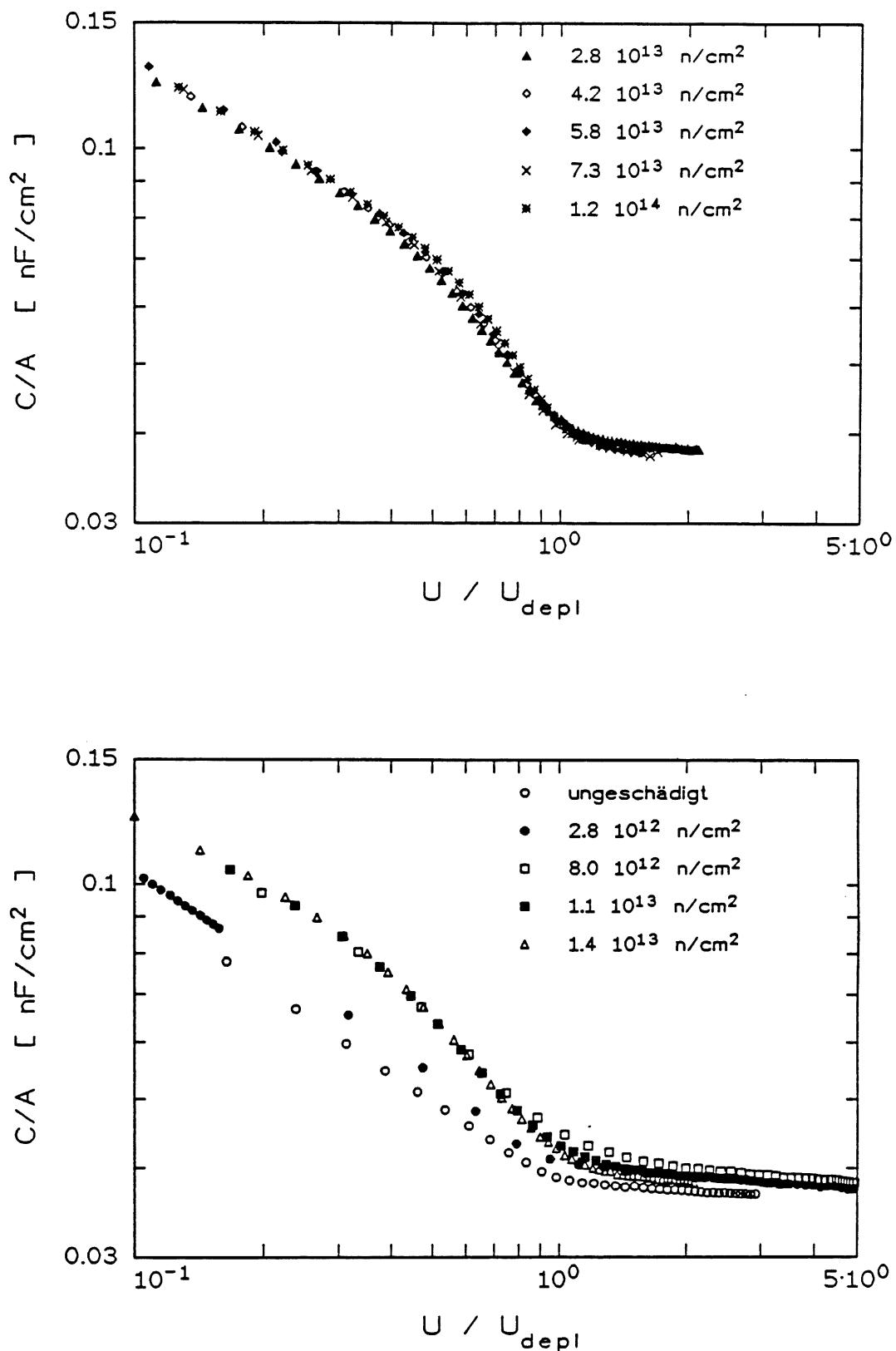


Abb. 5.4: Kapazitätsmessungen aus Abb. 5.1 als Funktion der Spannung U relativ zur fluenzabhängigen Spannung für vollständige Verarmung U_{depl} .

Röntgen- und Synchrotronstrahlung darin, daß keine Änderung in U_{depl} auftritt und demnach die Dotierung gleich bleibt. Auch die Sperrstrommessungen zeigen, daß bei Röntgen- und Synchrotronstrahlung ausschließlich Oberflächendefekte induziert werden und keine Kristalldefekte entstehen, denn die Sperrstromcharakteristiken weisen nur einen Anstieg des Generationsstroms der SiO₂-Si-Grenzfläche auf, während der Volumengenerationsstrom konstant bleibt (vgl. Kap. 5.3.2).

Die neutroneninduzierten Kristalldefekte bewirken neben einer Dotierungsänderung auch eine Erhöhung des Volumengenerationsstroms. In Abb. 5.5 sind Sperrstromcharakteristiken nach verschiedenen Neutronenbestrahlungen bis zu einer Fluenz von $2.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ dargestellt. Die $I - V$ -Charakteristiken werden bei den niedrigen Fluenzen noch durch den bereits vor der Bestrahlung vorhandenen Sperrstrom des Detektors dominiert. Dies zeigt sich insbesondere in dem Beitrag der SiO₂-Si-Grenzfläche, der für Spannungen oberhalb der Flachbandspannung additiv zum Volumengenerationsstrom hinzukommt und die Form der Charakteristik beeinflußt. Zu höheren Fluenzen hin verändert sich die Spannungsabhängigkeit, bis die $I - V$ -Charakteristik durch den strahleninduzierten Volumengenerationsstrom dominiert wird.

Ab $\Phi \gtrsim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ist der Sperrstrom für $U < U_{depl}$ proportional \sqrt{U} und bleibt ab $U = U_{depl}$ fast konstant. Diese für den Volumenstrom charakteristische Spannungsabhängigkeit zeigt, daß der neutroneninduzierte Stromanstieg nur eine Änderung des Volumengenerationsstroms ist und keine weiteren Anteile durch Oberflächeneffekte beinhaltet.

Die $I - V$ -Charakteristiken nach Bestrahlungen mit 21.1 MeV Protonen [Fre90] zeigen, daß auch bei der Schädigung mit geladenen Hadronen der Sperrstromanstieg durch den strahleninduzierten Volumengenerationsstrom bestimmt wird. Um den Anteil des Grenzflächengenerationsstroms am Sperrstrom abzuschätzen, wurden die $I - V$ -Charakteristiken mit der Funktion

$$I(U) = a_1 + a_2 \sqrt{U + U_{bi}} \quad (5.1)$$

mit $U_{bi} = 0.5 \text{ V}$ [Wun86] parametrisiert. Der Parameter a_2 wird von dem zu $\sqrt{U + U_{bi}}$ proportionalen Volumengenerationsstrom bestimmt und a_1 ist ein spannungsunabhängiger Anteil, wie er oberhalb der Flachbandspannung für den Grenzflächengenerationsstrom erwartet wird. Der Spannungsbereich für die Parametrisierung wurde fluenzabhängig so gewählt, daß dasselbe Volumen verarmt wird. Diese Analyse der Sperrstromcharakteristiken ergab, daß der protoneninduzierte Anstieg des Grenzflächengenerationsstroms bei den 2 cm^2 großen Detektoren $\sim 5\%$ des Sperrstromanstiegs betrug. Bei den neutronenbestrahlten Detektoren wurde hingegen nur der \sqrt{U} -proportionale Volumengenerationsstromanstieg festgestellt (vgl. Abb. 5.5).

Bisher wurden die Sperrstromcharakteristiken nur für Fluenzen betrachtet, die keine Konvertierung des Siliziums von n-leitend zu p-leitend bewirken. Mit der Konvertierung ändert sich neben der $C - V$ -Charakteristik auch die $I - V$ -Charakteristik. Dies ist in Abb. 5.6 für einen mit $1.86 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ bestrahlten Detektor dargestellt. Der 'Abknickpunkt' U_I in der $I - V$ -Charakteristik, der bei nichtkonvertierten Detektoren erwartungsgemäß mit U_{depl} identisch ist, wird nach der Konvertierung relativ zu U_{depl} kleiner.

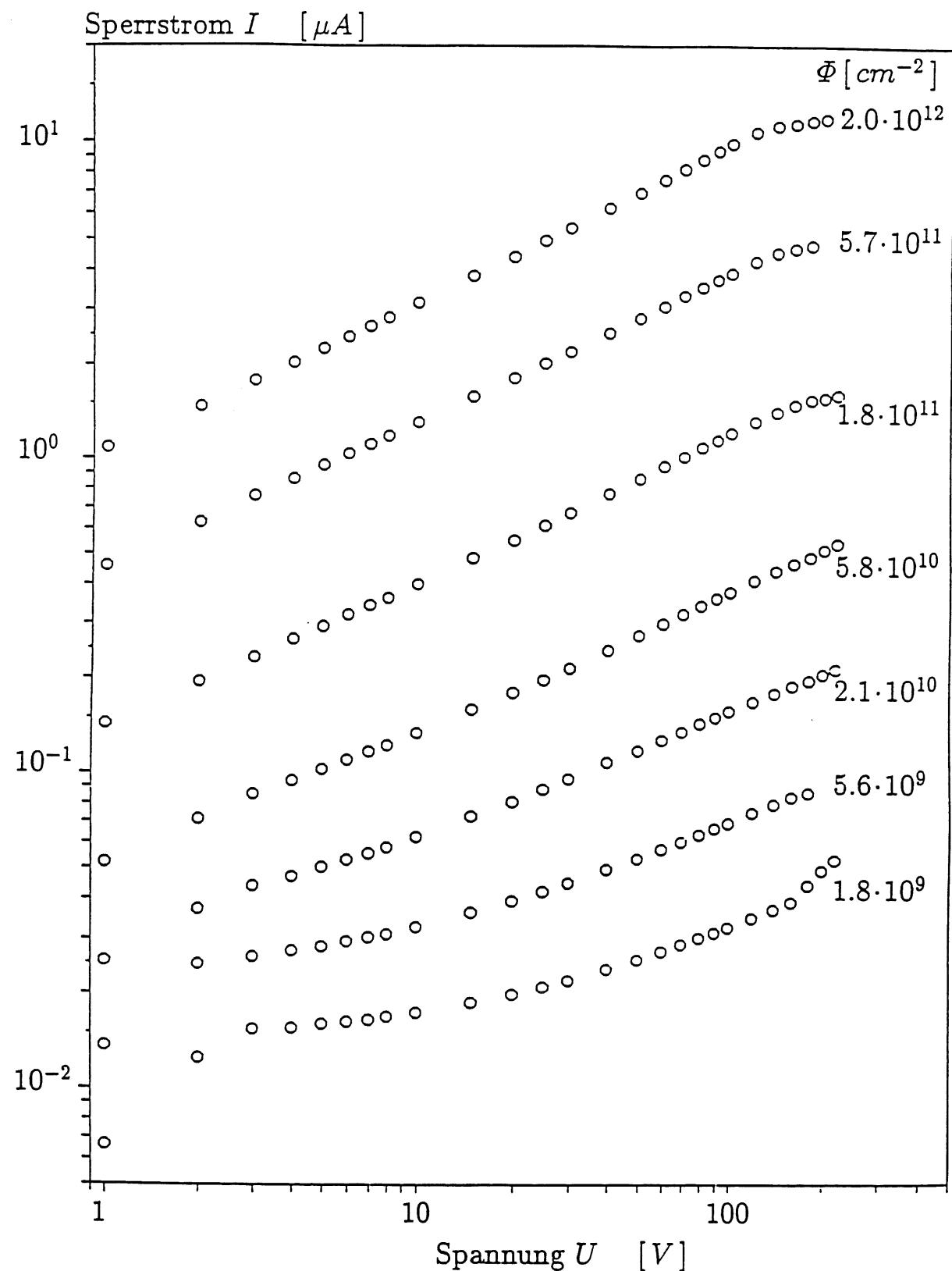


Abb. 5.5: Sperrstromcharakteristiken in Abhängigkeit von der Neutronenfluenz im Bereich bis $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; jeweils direkt nach dem Ende der Bestrahlung gemessen.

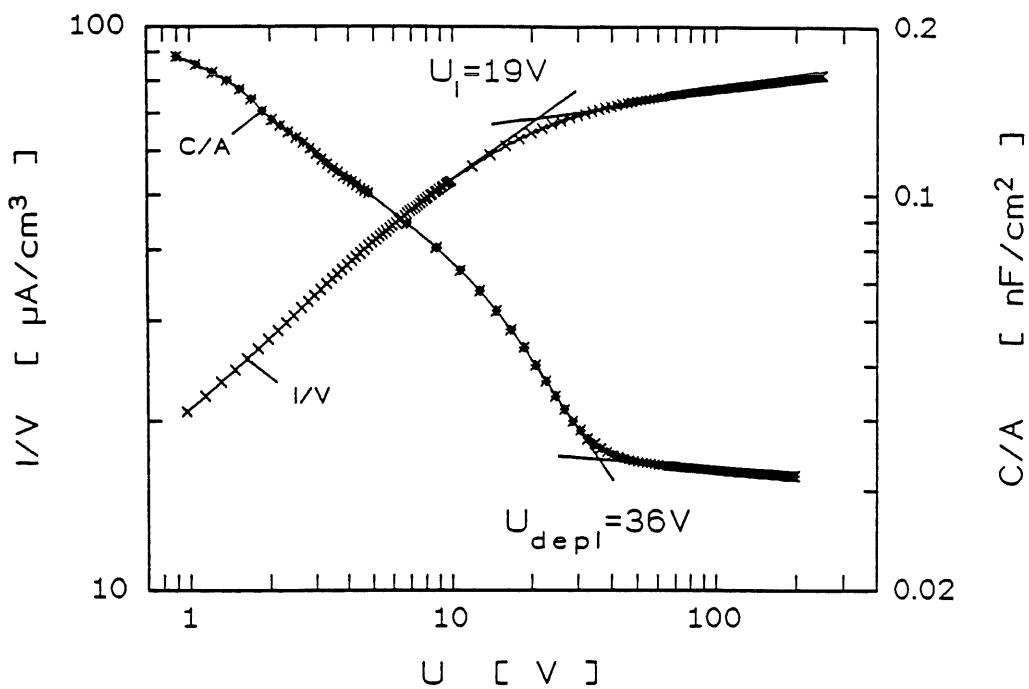


Abb. 5.6: Sperrstrom- und Kapazitätscharakteristik ($\nu = 10\text{ kHz}$) eines konvertierten Detektors ($\Phi = 1.86 \cdot 10^{13}\text{n/cm}^2$).

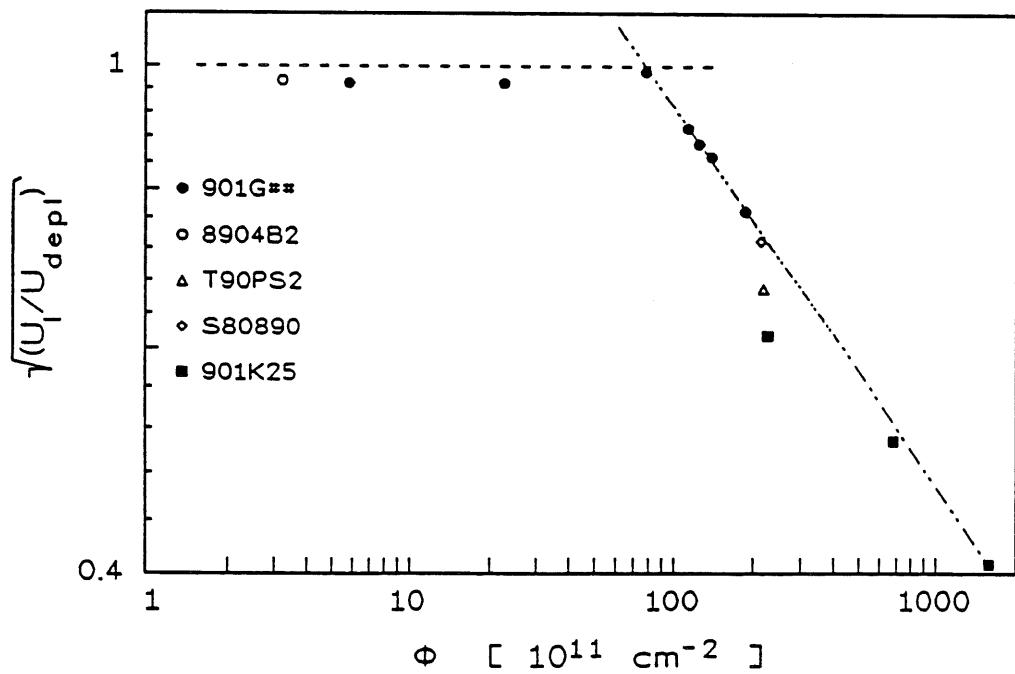


Abb. 5.7: Fluenzabhängigkeit des 'Abknickpunktes' der $I - V$ -Charakteristik U_I relativ zur Spannung für vollständige Verarmung U_{dep} , vgl. Abb. 5.6.

Abb. 5.7 zeigt die Fluenzabhängigkeit von $\sqrt{U_I/U_{depl}}$, die sich durch die Funktion

$$U_I = \begin{cases} U_{depl} & \text{für } \Phi < \Phi_{kon} \\ \left[\frac{\Phi}{\Phi_{kon}} \right]^a U_{depl} & \text{für } \Phi > \Phi_{kon} \end{cases} \quad (5.2)$$

mit $a = -0.603$ beschreiben läßt.

Hierbei ist zu beachten, daß die Fluenz Φ_{kon} , bei der die Konvertierung eintritt, aufgrund von Ausheileffekten von der jeweiligen Bestrahlungszeit abhängig ist. Dies zeigt sich z.B. deutlich nach der ersten Bestrahlung des Detektors 901K25, da dieser mit einem wesentlich höheren Fluß bestrahlt wurde. Wegen der Ausheilung in den Bestrahlungspausen, verringert sich der Unterschied zu den Bestrahlungen mit niedrigerem Fluß bei den nächsten Bestrahlungsschritten. Inklusive Ausheilung ist dann auch für den Detektor 901K25 mit $\Phi_{kon} = 8 \cdot 10^{12} n/cm^2$ zu rechnen.

Die veränderte Spannungsabhängigkeit der Kapazitäts- und Sperrstromcharakteristiken nach der Konvertierung zur p-Leitung konnte bisher nicht erklärt werden und bedarf weiterer Untersuchungen. Trotz dieser offenen Frage zeigte der Vergleich der $C - V$ -Charakteristik mit den Ergebnissen des Front- und Rückeinschusses kurzreichweiter α -Teilchen (siehe Abb. 5.3), daß U_{depl} eindeutig aus den Kapazitätstsmessungen zu ermitteln ist. U_{depl} ist genau die Spannung, bei der die Sperrsichttiefe gleich der Detektordicke d ist. Also ist bei dieser Spannung das verarmte Volumen genau $V = Ad$, wobei A die aktive Fläche des Detektors bezeichnet. Darum kann der strahleninduzierte Anstieg der Volumengenerationsstromdichte $\Delta I_{vol}/V$ aus dem bei $U = U_{depl}$ gemessenem Sperrstrom ermittelt werden. Die gemessene Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstroms wird in Kap. 5.1.4 vorgestellt und diskutiert.

5.1.2 Leitungstyp

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß die Spannung für vollständige Verarmung U_{depl} bei der Neutronenbestrahlung zunächst abnimmt und ab einer bestimmten Fluenz kontinuierlich wieder ansteigt (vgl. Abb. 5.1). Nach Gl. 4.6 ist $U_{depl} \propto |N_{eff}|$, also $U_{depl} \propto |N_D - N_A|$. Eine strahleninduzierte Abnahme der Donatorkonzentration ('donor removal') oder eine Generation von akzeptorartigen Defekten führt demnach zunächst zu einer Erniedrigung von U_{depl} . U_{depl} hängt aber nur von dem Betrag der Differenz $N_D - N_A$ ab, so daß bei einer weiteren Schädigung $N_D < N_A$ erreicht wird und U_{depl} wieder ansteigt. Wenn die Akzeptorkonzentration die Donatorkonzentration übersteigt, liegt p-Leitung vor. Danach ist also das ursprünglich n-leitende Silizium durch die Bestrahlung zur p-Leitung konvertiert.

Die Kapazitäts- und Sperrstromcharakteristiken an konvertierten Detektoren zeigen, daß auch bei p-Leitung spannungsabhängig eine Raumladungszone entsteht. Da der Gold-Silizium-Übergang auf p-Material keinen sperrenden Kontakt bildet, bedeutet dies, daß die Sperrzone von der Rückseite, dem Aluminium-Silizium-Kontakt her aufgebaut wird. In Abb. 5.8a ist schematisch der spannungsabhängige Feldverlauf in n-Silizium gezeigt, bei dem die Raumladungszone sich von dem Frontkontakt (Au-Si-Übergang) her ausbreitet, und Abb. 5.8b zeigt die Situation nach der Konvertierung, wenn die Raumladungszone bei p-Leitung von dem Rückkontakt her startet. Die Spannung für vollständige Verarmung U_{depl} bezeichnet wie bisher auch, die Spannung bei der die Feldzone gerade die gegenüberliegende Elektrode erreicht, und damit die Tiefe der Raumladungszone gleich

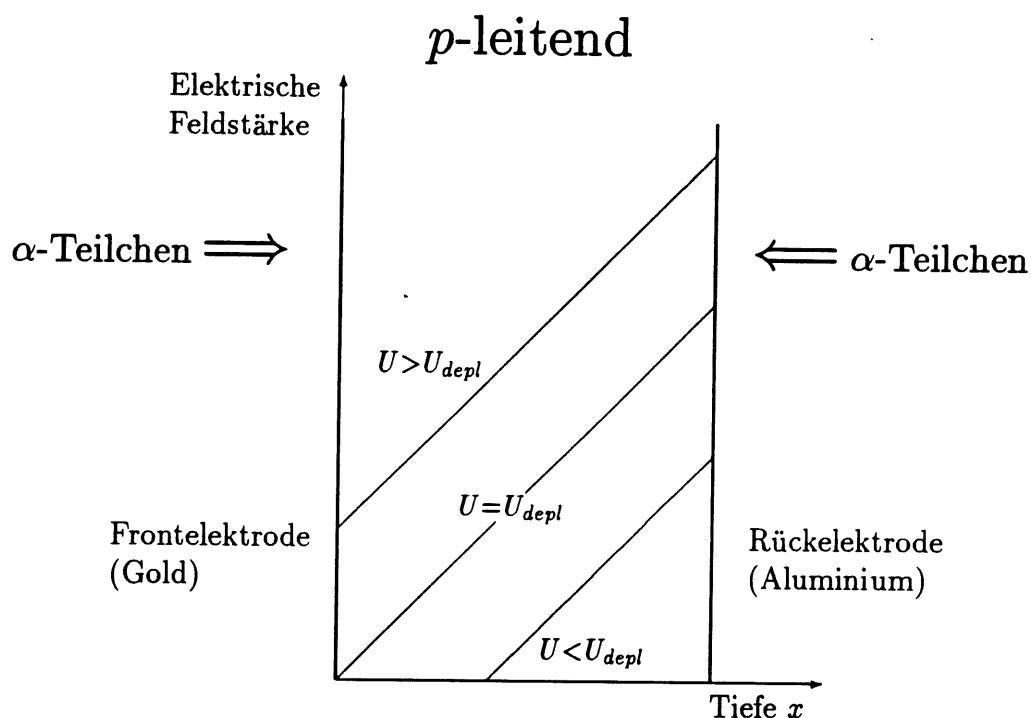
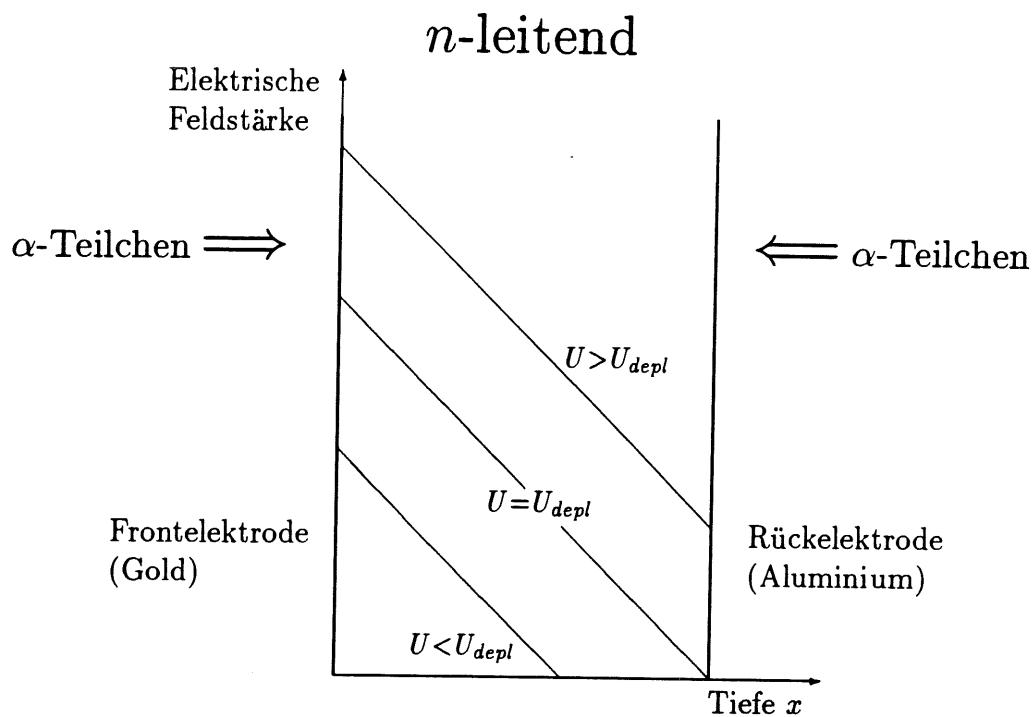


Abb. 5.8: Verlauf der elektrischen Feldstärke bei verschiedenen Spannungen
 a (oben) : für n-leitendes Grundmaterial, vor der Konvertierung;
 b (unten): für p-leitendes Grundmaterial, nach der Konvertierung.

der Detektordicke d ist. In Abb. 5.8 ist jeweils für drei Spannungen der Verlauf der Feldstärke angegeben, der sich nach Gl. 4.2 (S. 53) ergibt. Neben der ausgezeichneten Situation, daß $U = U_{depl}$ gilt, ist der Feldverlauf auch für den Fall des nicht vollständig verarmten Detektors ($U < U_{depl}$) eingezeichnet, bei dem noch ein feldfreies Gebiet existiert. Bei der ebenfalls dargestellten Situation $U > U_{depl}$ ist die Feldstärke im gesamten Detektor um den konstanten Betrag $E_d = (U - U_{depl})/d$ größer als bei $U = U_{depl}$.

Spannungsabhängige Messungen der Ladungssammlung für den Einschuß kurzreichweiter α -Teilchen durch die Front- und die Rückelektrode geben einen qualitativen Aufschluß über den Feldverlauf. Insbesondere zeigen diese Messungen für Spannungen $U < U_{depl}$, von welcher Elektrode aus das Feldgebiet startet. Diese Methode des Einschusses kurzreichweiter α -Teilchen wurde benutzt, um die Konvertierung des Leitungstyps von n-Leitung nach p-Leitung zu überprüfen. Hierbei wurden 5.8 MeV α -Teilchen (^{244}Cm) verwendet, deren Schwerpunkt der Energieverlustverteilung bei $x_0 = 21 \mu\text{m}$ liegt und damit klein gegen die Detektordicke $d = 400 \mu\text{m}$ ist. Wie für einen nichtkonvertierten Detektor in Abb. 5.8a schematisch angedeutet, werden die α -Teilchen bei Rückeinschuß in einem feldfreien Gebiet gestoppt. Bei Fronteinschuß geben die α -Teilchen dagegen bereits bei sehr kleinen Spannungen ihre gesamte Energie innerhalb eines Gebietes hoher Feldstärke ab.

Von den direkt an der Rückelektrode erzeugten Ladungsträgern kann überhaupt nur der sehr geringe Anteil nachgewiesen werden, der durch Diffusion in die Raumladungszone gelangt. In der Nähe des Frontkontakte, wo bei n-Leitung die Feldstärke am größten ist, werden auch bei einem nicht vollständig verarmten Detektor fast alle Ladungsträger nachgewiesen. Besonders deutlich ist dies, wie in Abb. 4.6 auf S. 56 erkenntlich, bei einem ungeschädigten Detektor, bei dem das Trapping der Ladungsträger vernachlässigbar ist. Die bei Fronteinschuß nachgewiesene Energie E_f zeigt bereits bei kleinsten Spannungen fast vollständige Ladungssammlung, während die bei Rückeinschuß nachgewiesene Energie E_r deutlich geringer ist. Wenn sich die Feldzone von der Frontelektrode her ausweitet, gilt demnach für $U < U_{depl} \quad E_r/E_f < 1$.

Für den Fall, daß die Feldzone von der Rückelektrode aus startet (Abb. 5.8b), ergibt sich entsprechend $E_r/E_f > 1$ für $U < U_{depl}$, denn dann werden bei Fronteinschuß die Ladungsträger in einem feldfreien Gebiet erzeugt, während bei gleicher Spannung in der Nähe der Rückelektrode bereits eine hohe Feldstärke existiert.

In Abb. 5.9 ist die bei Rückeinschuß und bei Fronteinschuß nachgewiesene Energie E_r bzw. E_f in Abhängigkeit von der anliegenden Spannung für den Detektor 901G37 aufgetragen, der mit einer Neutronenfluenz von $1.86 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt wurde. Bei hohen Spannungen zeigt sich, wie bereits beim ungeschädigten Detektor (vgl. S. 56), die Differenz des Fenstereffektes für Front- und Rückeinschuß aufgrund der verschiedenen Elektroden. Für den nicht vollständig verarmten Detektor ist die bei Rückeinschuß nachgewiesene Energie E_r immer größer als die bei Fronteinschuß nachgewiesene Energie E_f . Für diesen neutronengeschädigten Detektor ist also bei gleichen Spannungen $U < U_{depl} \quad E_r/E_f > 1$. Nach den bereits zu Abb. 5.8b dargestellten Ausführungen breitete sich in diesem Fall die Feldzone von der Rückelektrode her aus. Dies bedeutet, daß das Grundmaterial dieses Detektors nach einer Bestrahlung mit $1.86 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ nicht mehr n-leitend ist, sondern zur p-Leitung konvertierte.

Der bei p-Leitung umgekehrte Feldverlauf (Abb. 5.8b) ist auch bei den Berechnungen der Ladungssammlungszeiten zu beachten. In Abb. 5.9 sind auch die Grafiken für

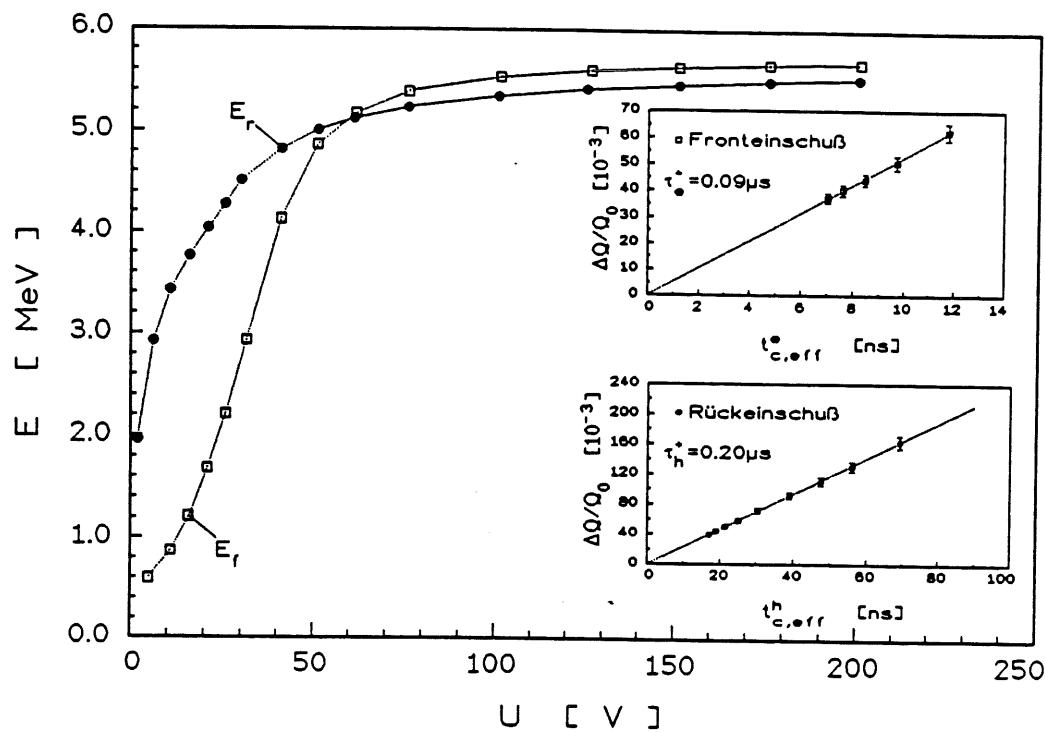


Abb. 5.9: Spannungsabhängigkeit der nachgewiesenen Energie bei Rückeinschuß E_r bzw. Fronteinschuß E_f von 5.8 MeV α -Teilchen für einen konvertierten Detektor ($\Phi = 1.86 \cdot 10^{13} n/cm^2$). Die zusätzlichen Grafiken zeigen den Ladungssammlungsverlust der Elektronen (Fronteinschuß) und der Löcher (Rückeinschuß) in Abhängigkeit von der jeweiligen effektiven Ladungssammelzeit $t_{c,eff}^e$ bzw. $t_{c,eff}^h$.

den Ladungssammlungsverlust der Elektronen und der Löcher dargestellt, die sich für $U > U_{depl}$ aus der bei Front- bzw. Rückeinschuß gemessenen Energie der kurzreichweiten α -Teilchen ergeben. Wie bereits ausgeführt, zeigen die Ladungssammlungsmessungen bei kleinen Spannungen, daß die elektrische Feldstärke in diesem Detektor gemäß Abb. 5.8b verläuft. Dies wurde bei der Berechnung der jeweiligen effektiven Ladungssammlungszeiten $t_{c,eff}$ nach Gl. 4.33 berücksichtigt. Wenn in dieser Weise der Konvertierung des Grundmaterials Rechnung getragen wurde, zeigt sich in der Auftragungsart $\Delta Q/Q_0$ vs. $t_{c,eff}$ auch die nach Gl. 4.32 erwartete und für nichtkonvertierte Detektoren gemessene Proportionalität.

Für verschieden stark geschädigte Detektoren ist in Abb. 5.10 die Spannungsabhängigkeit des Verhältnisses der bei Rück- und Fronteinschuß nachgewiesenen Energie E_r/E_f dargestellt. Die hier aufgetragenen Messungen wurden jeweils auf den Fenstereffekt korrigiert, und für hohe Spannungen $U > U_{depl}$ ergibt sich deshalb $E_r/E_f = 1$. Die Kurve '1' zeigt die Messung an einem ungeschädigten Detektor, und entsprechend dem n -leitendem Ausgangsmaterial ist für $U < U_{depl}$ $E_r/E_f < 1$.

Für alle Detektoren, die mit mehr als $1 \cdot 10^{13} n/cm^2$ bestrahlt wurden, ist für kleine Spannungen die bei Rückeinschuß nachgewiesene Energie um ein Vielfaches größer als die bei Fronteinschuß nachgewiesene Energie. Das Verhältnis E_r/E_f wird bei diesen Detektoren mit zunehmender Spannung kontinuierlich kleiner bis es bei dem jeweiligen

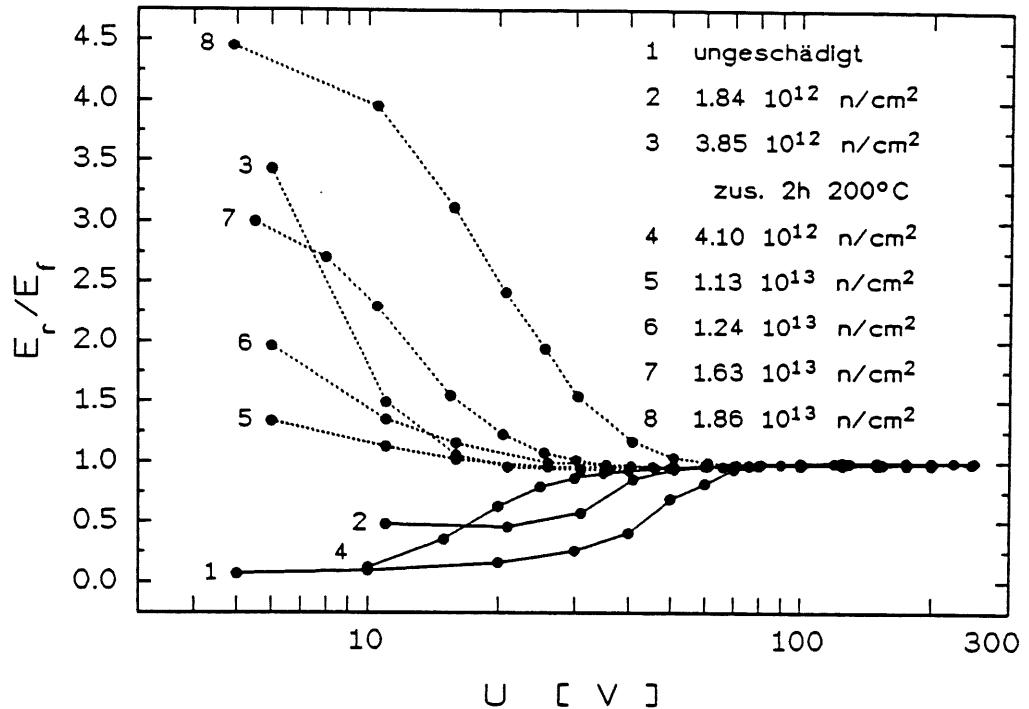


Abb. 5.10: Verhältnis der bei Rück- und Fronteinschuß von $5.8 MeV$ α -Teilchen nachgewiesenen Energie E_r/E_f in Abhängigkeit von der Spannung. Dargestellt sind die Messungen an verschiedenen Detektoren, die unterschiedlich bestrahlt wurden; der Detektor 8813B4 (Kurve '3') wurde zusätzlich zweimal je $1 h$ bei $200^\circ C$ getempert.

U_{dep} gegen 1 geht. Die Ausbreitung der Feldzone startet bei diesen Detektoren also von dem Rückkontakt her. Dies bedeutet, daß das ursprünglich n-leitende Ausgangsmaterial aufgrund der strahleninduzierten Defekte p-leitend geworden ist.

Die geringer bestrahlten Detektoren 901G18 ($1.86 \cdot 10^{12} n/cm^2$) und 8813B1 ($4.10 \cdot 10^{12} n/cm^2$) zeigen gegenüber dem ungeschädigten Detektor bereits eine deutliche Verringerung von U_{dep} , aber ihr Leitungstyp ist noch nicht konvertiert, denn für diese Detektoren ist bei kleinen Spannungen $E_r/E_f < 1$ und steigt mit zunehmender Spannung an bis für $U > U_{dep}$ $E_r/E_f = 1$ erreicht wird. Das Grundmaterial dieser geringer geschädigten Detektoren ist nach wie vor n-leitend.

Genauso wie die $C - V$ -Charakteristiken zeigen diese Messungen, daß U_{dep} bei der Bestrahlung zunächst kleiner wird und ab $10^{13} n/cm^2$ mit zunehmender Fluenz stetig ansteigt. Des Weiteren zeigen die Messungen mit kurzreichweiten α -Teilchen auch von welcher Elektrode aus die Raumladungszone sich ausbreitet. Hiermit wird ergänzend zu dem Betrag $|N_D - N_A|$, der sich aus U_{dep} ergibt, auch der jeweilige Leitungstyp ermittelt. Wenn also U_{dep} ab einer bestimmten Fluenz ansteigt, ist der Detektor zur p-Leitung konvertiert, d.h. $N_D < N_A$.

Gesondert zu betrachten ist das Verhalten des Detektors 8813B4, der zusätzlich zur Bestrahlung zweimal je $1 h$ bei $200^\circ C$ getempert wurde. Die Spannungsabhängigkeit des Verhältnisses E_r/E_f (siehe Kurve '3' in Abb. 5.10) zeigt, daß der Detektor bereits

konvertiert ist, obwohl er insgesamt nur mit $3.85 \cdot 10^{12} n/cm^2$ bestrahlt wurde. Dies ist insbesondere im Vergleich zu dem Detektor 8813B1 (siehe Kurve '4' in Abb. 5.10) auffällig, da dieser sogar mit einer geringfügig höheren Fluenz von $4.10 \cdot 10^{12} n/cm^2$ bestrahlt wurde und nicht konvertiert ist. Die Temperung bei $200^\circ C$ bewirkt demnach keine Erhöhung der bestrahlungsbedingt verringerten effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} , sondern eine weitere Verringerung, die in diesem Fall sogar zur Konvertierung des Leitungstyps führte.

Zur Untersuchung der Ausheilung von Strahlungsschäden wurden verschiedene Temperungsprozeduren durchgeführt, deren Ergebnisse in Kap. 5.2.5 ab S. 139 im einzelnen vorgestellt werden. In diesem Zusammenhang wird auch genauer auf das Verhalten des Detektors 8813B4 eingegangen.

Die Konvertierung des Leitungstyps zeigt sich auch bei Messungen der Struktur des Stromimpulses von Kraner et al. [Kra92]. Beim Rückeinschuß mit kurzreichweiten α -Teilchen wurde die Struktur des Stromimpulses der Löcherkomponente gemessen. Nach einer Fluenz von $5 \cdot 10^{12} n/cm^2$ wurde, je dichter die Löcher dem Frontkontakt kamen, ein Anwachsen des Stroms beobachtet. Dies zeigt, daß die höchste Feldstärke der Raumladungszone direkt beim p^+ -Kontakt liegt. Genau der umgekehrte Effekt zeigte sich bei einem mit $3 \cdot 10^{13} n/cm^2$ bestrahlten Detektor, wo sofort das Maximum des Stromimpulses auftritt, und je weiter die Löcher sich dem Frontkontakt näherten wurde ein geringerer Strom nachgewiesen. Dies wiederum bedeutet, daß in diesem Fall die Feldstärke ihr Maximum am Rückkontakt hat. Wie in Abb. 5.8 schematisch dargestellt, zeigt diese gemessene Umkehrung des elektrischen Feldes die Konvertierung des Leitungstyps.

Die hier vorgestellten Messungen mit kurzreichweiten α -Teilchen zeigen für Detektoren, die mit einigen $10^{13} n/cm^2$ bestrahlt wurden, die Konvertierung des ursprünglich n-leitenden Siliziums zur p-Leitung. Im Gegensatz hierzu zeigen die $C - V$ -Charakteristiken derselben Detektoren bei kleinen Spannungen die Verringerung der Kapazität, die dem Erreichen des Flachbandfalls der MOS-ähnlichen Randstruktur zuzuordnen ist. In Abschnitt 5.1.1 wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Kapazitätsmessungen der konvertierten Detektoren in Abb. 5.2, S. 83 und Abb. 5.6, S. 88 den Übergang von der Akkumulation in die Verarmung zeigen.

Wenn direkt unter dem Oxid das Silizium, genauso wie in dem übrigen Kristallvolumen auch, p-leitend wäre, würde zunehmende negative Gatespannung für die MOS-Struktur nur eine Zunahme der Löcherakkumulation bedeuten. Es würde also keine Verarmung eintreten können, wie sie aber durch die abrupte Kapazitätsabnahme angezeigt wird.

Das Auftreten des Flachbandfalles bei dem MOS-Rand zeigt demnach, daß das Silizium direkt unter der Oberfläche weiterhin n-leitend ist, auch wenn das gesamte tieferliegende Volumen strahleninduziert seinen Leitungstyp geändert hat und p-leitend wurde. Auch MOS-Strukturen und flache pnp-Strukturen ('back-to-back diodes') auf n-Silizium zeigen nach Bestrahlungen bis $4 \cdot 10^{13} n/cm^2$ weiterhin jeweils die für n-Material typische Spannungsabhängigkeit [Li 91a].

Die Verringerung der Kapazität bei der Flachbandspannung zeigt die Ausbildung einer Verarmungszone in dem oberflächennahen n-leitendem Gebiet an. Die Herstellung der hier verwendeten Detektoren läßt keinen Unterschied des Kristalls unter dem Oxid und unter der Goldelektrode erwarten, denn vor dem Aufdampfen des dünnen Goldkontakte wird lediglich das Oxid entfernt. Die Oberfläche des Siliziums wird also weder geätzt noch durch eine Ionenimplantation verändert. Entsprechend ist zu erwarten, daß

ebenso wie unter dem Oxidrand auch unter der Goldelektrode eine oberflächennahe n-leitende Schicht existiert. Demnach bewirkt der Au-Si-Übergang auch bei p-Leitung in den tieferen Kristallschichten eine Oberflächensperrsenschicht. Es bildet sich also auch unter der Frontelektrode eine Raumladungszone aus, die sich aber nicht tiefer als die n-Schicht ausdehnen kann.

Wie bereits dargestellt, zeigen die Messungen mit α -Teilchen an hochbestrahlten Detektoren eindeutig, daß sich die Feldzone im Inneren des Detektors von dem Rückkontakt her ausweitet. Demzufolge ist die Raumladungszone unter der Frontelektrode sehr dünn, denn bei Fronteinschuß wird für $U < U_{dep}$ eine deutlich niedrigere Energie nachgewiesen als bei Rückeinschuß. Die meisten Ladungsträger werden also entsprechend dem Feldverlauf nach Abb. 5.8b im feldfreien Gebiet erzeugt.

Die α -Teilchen verlieren aber entsprechend der Energieverlustverteilung der Braggkurve bereits beim Durchqueren dieser n-Schicht einen Teil ihrer Energie. Die innerhalb der Raumladungszone unter der Frontelektrode erzeugten Ladungsträger ermöglichen eine Abschätzung der Tiefe dieser Feldzone.

Mit steigender Spannung weitet sich die von der Rückelektrode startende Feldzone aus, und ein größer werdender Anteil der bei Fronteinschuß erzeugten Ladungsträger diffundiert in die Feldzone und wird dort nachgewiesen. Bei einem geschädigtem Detektor ist die Diffusionslänge der Ladungsträger deutlich verringert, wie an der niedrigen Ladungssammlung für kleine Spannungen bei Rückeinschuß zu erkennen ist. Der Anteil der Ladungsträger, die bei Fronteinschuß bis zur Rückelektrode diffundieren, wird demnach vernachlässigbar klein, wenn keine äußere Spannung anliegt.

Für eine Abschätzung der n-Schicht sei deshalb die auf $U = 0 \text{ V}$ extrapolierte Energie E_f^0 dem Energieverlust der α -Teilchen in der dünnen n-Schicht unter der Goldelektrode zugeordnet.

Die Extrapolation auf $U = 0 \text{ V}$ der bei Fronteinschuß nachgewiesenen Energie ergibt $E_f^0 = 0.374 \text{ MeV}$. Die Differenz der Reichweiten von α -Teilchen [Bic67] mit $E_\alpha = 5.8 \text{ MeV}$ und α -Teilchen der Energie $E_\alpha - E_f^0$ ergibt die Tiefe der Verarmungszone, und damit eine Abschätzung für die Dicke der n-Schicht von $d_n = 2.9 \mu\text{m}$.

Diese oberflächennahe n-Schicht bleibt n-leitend, auch wenn das übrige Volumen bestrahlungsbedingt zur p-Leitung konvertierte. Es besteht also ein Unterschied in den strahleninduzierten Kristalldefekten, wofür möglicherweise eine herstellungsbedingte Veränderung des Kristalls verantwortlich sein könnte. Ausgehend von der Technologie der hier verwendeten Detektoren kommt die thermische Oxidation in Betracht, da nur bei diesem Herstellungsschritt Temperaturen erreicht werden, die eine Veränderung der Kristalleigenschaften bewirken können. Für eine begrenzte oberflächennahe Veränderung kommt die Diffusion von Sauerstoff in das Silizium in Frage [Wal91].

Die Diffusionslänge in der Zeit t beträgt

$$L = \sqrt{Dt} \quad (5.3)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten

$$D = D_\infty e^{\frac{\Delta E_a}{kT}} \quad (5.4)$$

wobei für Sauerstoff $\Delta E_a = 3.50 \text{ eV}$ und $D_\infty = 135.0 \text{ cm}^2/\text{s}$ betragen [Wol69].

Für die untersuchten Detektoren wurden die Siliziumwafer bei $T = 1045^\circ\text{C}$ in $t = 220 \text{ min}$ oxidiert [Kem91]. Nach Gl. 5.3 beträgt die Diffusionslänge des Sauerstoffs

bei diesem Oxidationsprozeß $L = 2.8 \mu\text{m}$. Dieser Wert stimmt genau mit der zuvor ermittelten Dicke der n-leitenden Schicht aus dem Energieverlust der α -Teilchen $d_n = 2.9 \mu\text{m}$ überein.

Diese Übereinstimmung bestätigt die Vermutung, daß der beim Oxidationsprozeß in das Silizium diffundierte Sauerstoff für die n-leitende Schicht bei konvertierten Detektoren verantwortlich ist. Zwei verschiedene Prozesse könnten die Bildung dieser n-leitenden Schicht verursachen. Einerseits ist die Entstehung von A-Zentren ($V - O$) aufgrund der höheren Sauerstoffkonzentration wahrscheinlicher. Die so gebundenen Leerstellen stehen dann nicht mehr für die Bildung von $V - P$ Defekten (E-Zentren) zur Verfügung, wodurch die strahleninduzierte Donatorreduktion eingeschränkt wird. Andererseits ist die Bildung von Sauerstoff-Clusterungen (sog. *Thermo-Donatoren*) denkbar, die entweder während des Oxidationsprozesses stattfindet oder auch strahlungsinduziert sein könnte.

Bezüglich der Herstellung strahlenhärterer Detektoren ist die Frage nach den Ursachen dieser n-leitenden Schicht von großer Bedeutung. Die bisherigen Untersuchungen können diesbezüglich keine weitergehenden Informationen liefern. Im Rahmen der Entwicklung strahlenhärterer Materialien ist es sicherlich von weitreichendem Interesse speziell die Defektbildung in dieser oberflächennahen n-Schicht zu untersuchen.

Entscheidend für die Strahlenhärté der Detektoren heutiger Technologie ist, daß die Konvertierung des ursprünglich n-leitenden Materials zur p-Leitung keine Einschränkung für die Detektoreigenschaften bedeutet. Die Detektoren sind, wie in Kap. 5.1.1 gezeigt, nach der Konvertierung voll funktionsfähig und einsetzbar. Von Bedeutung ist auch, daß die Konvertierung selbst keine 'Singularität' darstellt. Es ist auch keine andere Polarität der Spannung notwendig, da sich mit der Konvertierung der Sperrkontakt von der Frontseite ($p^+ - n$ -Übergang) auf die Rückseite ($p - n^+$ -Übergang) verlagert.

Für die systematischen Untersuchungen der Strahlenschäden ist zu beachten, daß die Konvertierung eine Verlagerung des Fermiplateaus von der oberen Hälfte der Bandlücke in die untere bedeutet. Mit einer Verschiebung des Fermiplateaus kann je nach der Lage der Defektniveaus auch eine Umladung der Defekte verbunden sein. Dies wirkt sich möglicherweise dann auf einzelne Meßgrößen aus, weil sich z.B. der relevante Wechselwirkungsquerschnitt ändert. Auch die weitere strahleninduzierte Schädigung kann sich ändern, da sowohl die Bildung von Defektkomplexen, als auch die Ausheilung der Defekte von den jeweiligen Ladungszuständen abhängig ist.

5.1.3 Effektive Dotierungskonzentration

Bei der Untersuchung der strahleninduzierten Änderung der effektiven Dotierungskonzentration ist zu beachten, daß N_{eff} immer die Differenz aus der Donatorkonzentration N_D und der Akzeptorkonzentration N_A ist (vgl. Gl. 4.5, S. 53). Sowohl die Donatorkonzentration, wie auch die Akzeptorkonzentration werden beide durch die Bildung von Kristalldifekten beeinflußt. Die Bildung des Komplexdefektes einer Leerstelle mit einem Phosphoratom ($V - P$) bewirkt z.B. eine Reduktion der als Donator wirkenden Phosphoratome. Entsprechend führt die Bildung von $V - B$ Defekten zur Erniedrigung der Akzeptorkonzentration. Des Weiteren können Kristalldifekte auch unabhängig von den Ausgangskonzentrationen neue Donator- oder Akzeptorniveaus bilden. Wird berücksichtigt, daß die Erzeugung von $V - P$ und $V - B$ Komplexen durch die jeweilige Phosphor-

bzw. Borkonzentration begrenzt ist, ergibt sich folgender Ansatz für die Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration

$$N_{eff}(\Phi) = N_{D,0} e^{-c_D \Phi} - N_{A,0} e^{-c_A \Phi} + b_D \Phi - b_A \Phi, \quad (5.5)$$

wobei $N_{D,0}$ und $N_{A,0}$ die Donator- bzw. Akzeptorkonzentrationen vor der Bestrahlung sind. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die einzelnen Prozesse unabhängig voneinander ablaufen und keine Konkurrenzprozesse, z.B. die Bildung von Doppelleerstellen ($V - V$), zu berücksichtigen sind. Bei der hauptsächlich betrachteten Schädigung durch Neutronen ist die Konzentration der primär erzeugten Leerstellen sehr groß und deshalb können die einzelnen Prozesse weitgehend als unabhängig voneinander betrachtet werden. Die strahleninduzierte Änderung der effektiven Dotierungskonzentration sei mit

$$\Delta N_{eff} = N_{eff,0} - N_{eff}(\Phi) \quad (5.6)$$

bezeichnet, wobei für die effektive Dotierungskonzentration vor der Bestrahlung ($N_{eff,0} = N_{eff}(\Phi=0)$) und nach der Bestrahlung $N_{eff}(\Phi)$ jeweils gilt:

	$N_{eff} > 0$	für	n-leitendes Material
und			
	$N_{eff} < 0$	für	p-leitendes Material

Zur Untersuchung der effektiven Dotierungskonzentration wurden vor und nach den Bestrahlungen die Kapazitätscharakteristiken der Detektoren gemessen. Aus der $C - V$ -Charakteristik wurde jeweils die Spannung für vollständige Verarmung U_{depl} ermittelt, woraus sich nach Gl. 4.6, S. 53 $|N_{eff}|$ ergibt. Für die Bestimmung von ΔN_{eff} nach Gl. 5.6 wird zusätzlich noch die Information des Leitungstyps benötigt. Wie bereits dargestellt lässt sich der Leitungstyp mit der Messung kurzreichweiter α -Teilchen bei Front- und Rückeinschuß feststellen (vgl. Abschn. 5.1.2). Außerdem gibt auch der Verlauf der Kapazitätscharakteristik einen Hinweis darauf, ob der Detektor von der n-Leitung zur p-Leitung konvertiert ist (vgl. Abb. 5.4).

Die verschiedenen strahleninduzierten Defekte sind abhängig von ihrer Konfiguration unterschiedlich stabil, dies zeigt sich z.B. in den charakteristischen Ausheiltemperaturen (vgl. Tab. 2.4). Die Ausheilung einiger Defekte führt zu einer zeitlichen Veränderung der fluenzabhängigen Detektoreigenschaften. Da die Ausheilung bereits während der Bestrahlung stattfindet, sind diese Effekte insbesondere bei längeren Bestrahlungszeiten zu berücksichtigen. In diesem Kapitel wird zunächst ausschließlich die Fluenzabhängigkeit der Detektoreigenschaften betrachtet. Deshalb sind alle hier aufgeführten Ergebnisse auf die Zeitabhängigkeit korrigiert, so daß die Dauer der Bestrahlung und der individuelle Zeitpunkt der Messung hier nicht mehr relevant sind. Die ausführliche Behandlung der Ausheilung von Strahlungsschäden erfolgt in Kap. 5.2 ab S. 112. Dort werden dann auch die *Ausheilfunktionen* vorgestellt, die der durchgeföhrten Korrektur zugrunde liegen und die benötigt werden, um die zu erwartende Schädigung für eine Bestrahlung mit beliebiger Zeitstruktur zu berechnen.

In Abb. 5.11 sind die Beträge der auf Ausheilung korrigierten effektiven Dotierungskonzentrationen $|N_{eff}|$ als Funktion der Fluenz dargestellt. Mit steigender Neutronenfluenz nimmt $|N_{eff}|$ zunächst bis zur Konvertierung des Leitungstyps bei $\Phi_{kon} = 2 \cdot 10^{12} n/cm^2$

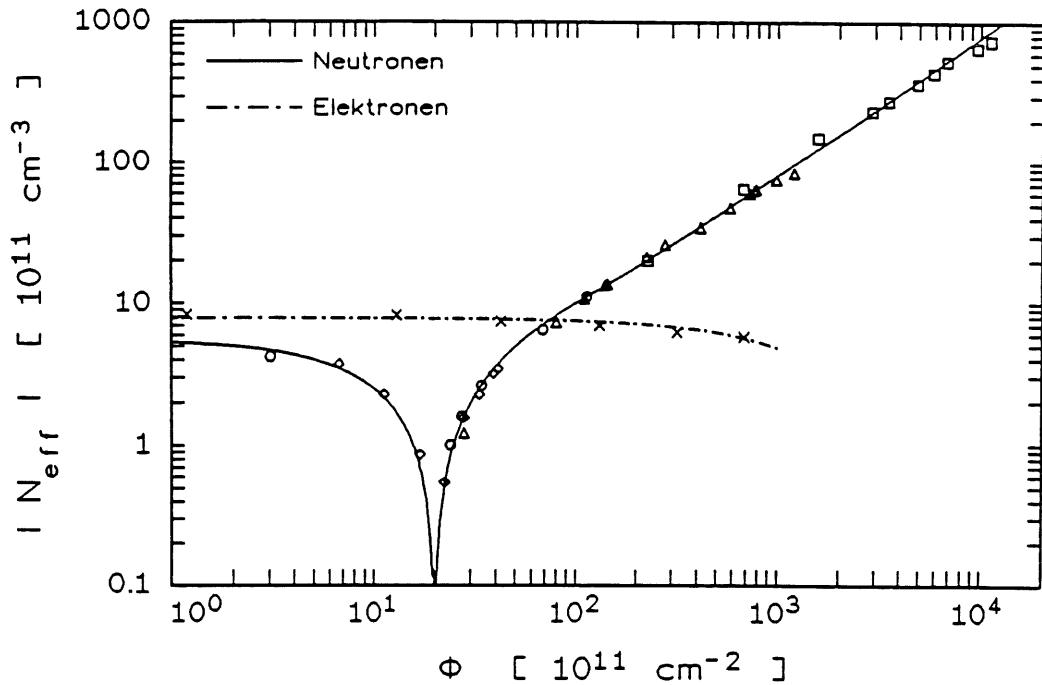


Abb. 5.11: Betrag der effektiven Dotierungskonzentration in Abhängigkeit von der Fluenz. Für Neutronen und auch für Elektronen wird jeweils die 1 MeV-Neutronenäquivalente Fluenz betrachtet. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf für Neutronenbestrahlungen entsprechend der Anpassung nach Gl. 5.7, und für Elektronen ist der Verlauf nach Gl. 5.10 angegeben.

stetig ab. Danach zeigt sich ein Anstieg in $|N_{eff}|$, der für $\Phi_n > 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ linear wird. Da das Grundmaterial bei $\Phi_n > 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bereits p-leitend ist, ist in Gl. 5.5 $(b_D - b_A) < 0$. Dies bezeichnet effektiv eine fluenzproportionale Bildung von Akzeptorzuständen.

Für die Reduktion der Donatoren und Akzeptoren ist von der Bildung der $V - P$ bzw. $V - B$ Defekten auszugehen. Die niedrige Ausheiltemperatur des $V - B$ Defektes von etwa 300 K [Smi83] legt nahe anzunehmen, daß die Akzeptorreduktion keine Rolle spielt, da der $V - B$ Defekt bei Raumtemperatur nicht stabil ist. Der $V - P$ Defekt hingegen heilt erst bei 420 K [Kim71] aus, und deshalb ist eine deutliche Reduktion der Donatorkonzentration zu erwarten. Da die Bildung des $V - P$ Defektes von der Phosphorkonzentration abhängt, entspricht dies genau dem in Abb. 5.11 bei niedrigeren Fluenzen beobachteten Verhalten.

Unter Berücksichtigung der bisher dargestellten Zusammenhänge vereinfacht sich Gl. 5.5 zu

$$N_{eff}(\Phi) = N_{D,0} e^{-c\Phi} - N_{A,0} - b\Phi. \quad (5.7)$$

Die fluenz- und detektorunabhängigen Parameter c für die Donatorreduktion und b für die effektive Akzeptorbildung wurden durch eine Anpassung an die experimentellen Daten bestimmt.

Für jeden Detektor ist aus den $C - V$ -Messungen vor der Bestrahlung nur die effektive Dotierungskonzentration $N_{eff,0}$ bestimmbar, während die tatsächlichen Donator- und Akzeptorkonzentrationen nicht bekannt sind. Da die Borkonzentration eines Silizium-Wafers eine wesentlich geringere laterale Abhängigkeit aufweist ($< 5 \%$) als die Konzentration des

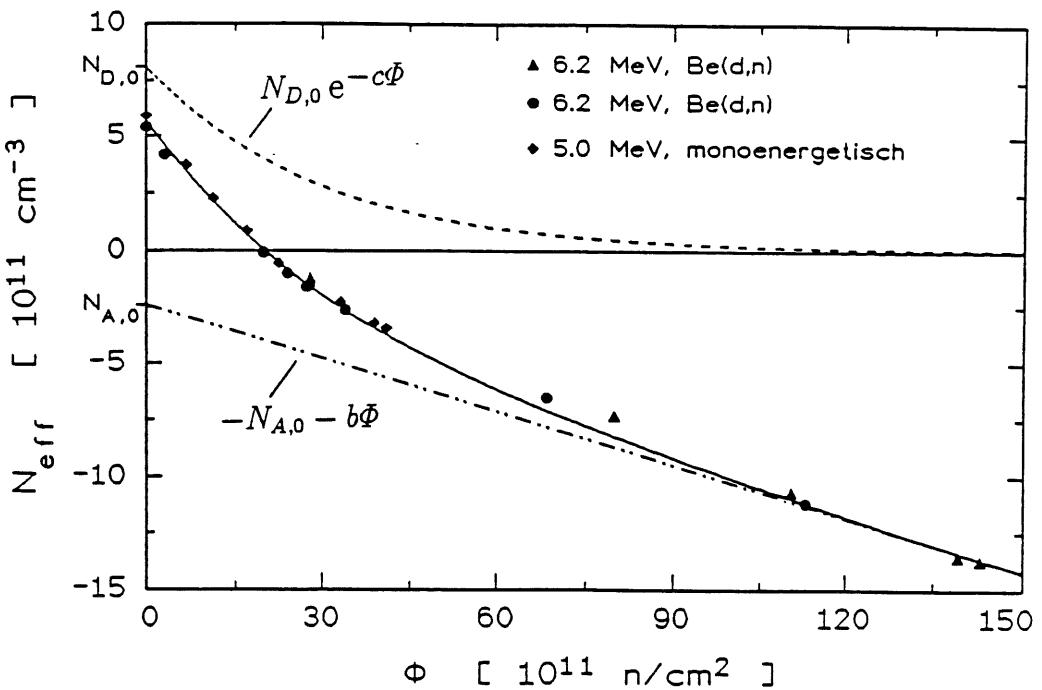


Abb. 5.12: Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf entsprechend der Anpassung nach Gl. 5.7; separat eingezeichnet sind die beiden Komponenten Verringerung der Donatorkonzentration und die fluenzproportionale Bildung von Akzeptorzuständen.

Phosphors [vA84], wurde $N_{A,0}$ als zusätzlicher Parameter der Anpassung gewählt. Für verschiedene Detektoren, die auf dem selben Wafer hergestellt worden waren, wurde mit dem gleichen Wert für $N_{A,0}$ gerechnet, und mit $N_{D,0} = N_{eff,0} + N_{A,0}$ wurde für jeden Detektor die individuelle Donatorkonzentration berücksichtigt.

Diese Anpassung an die bis $1 \cdot 10^{15} \text{ n}/\text{cm}^2$ fluenzabhängig gemessenen effektiven Dotierungskonzentrationen ergab für die Parameter in Gl. 5.7

$$\begin{aligned} c &= 3.54 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \pm 4.5\% \quad \text{und} \\ b &= 7.94 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \pm 8.0\%. \end{aligned}$$

Die hier benutzten Detektoren hatten etwa das gleiche Ausgangsmaterial, so betrugen die mittleren Abweichungen in $N_{eff,0}$ 6 % bzw. in dem ermittelten $N_{A,0}$ 5 %. Diese Abweichungen von den einzelnen Messungen beinhaltet auch die in Abb. 5.11 nach Gl. 5.7 eingezeichnete Kurve, da hierfür die Mittelwerte $N_{eff,0} = 5.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ und $N_{A,0} = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ zugrunde gelegt wurden.

Zur Veranschaulichung der Bedeutung von Gl. 5.7 sind in Abb. 5.12 in der Auftragungsart N_{eff} vs. Φ zusätzlich die einzelnen Komponenten Donatorreduktion und Akzeptorbildung eingezeichnet. In dieser linearen Darstellung des relevanten Ausschnittes aus Abb. 5.11 ist die Konvertierung des Leitungstyps des ursprünglich n-leitenden Materials zur p-Leitung durch den Nulldurchgang in N_{eff} charakterisiert.

Der in Abb. 5.12 eingezeichnete Verlauf der Akzeptorkonzentration stellt gleichzeitig auch die Fluenzabhängigkeit dar, die nach diesem Modell für p-Material ($N_{D,0} \ll$

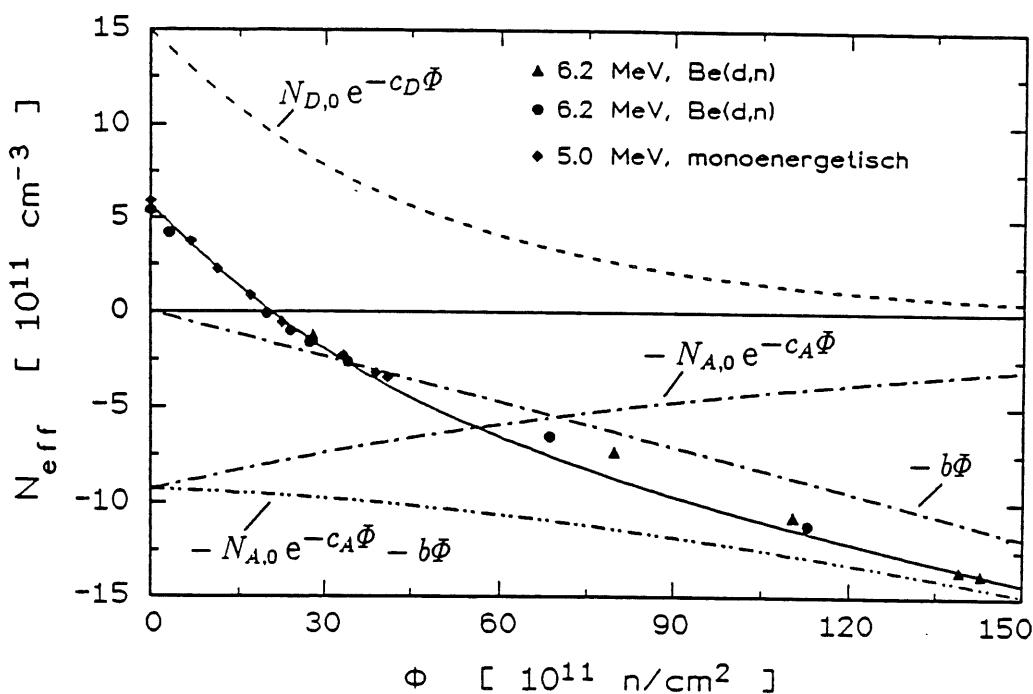


Abb. 5.13: Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf entsprechend der Anpassung nach Gl. 5.8; separat eingezeichnet sind die drei Komponenten Verringerung der ursprünglichen Donator- und Akzeptorkonzentrationen und die fluenzproportionale Bildung von Akzeptorzustände. Die Fluenzabhängigkeit der Akzeptorkonzentration als Summe der beiden Akzeptorkomponenten ist ebenfalls angegeben.

$N_{A,0}$) erwartet wird. Im Gegensatz hierzu zeigen die ersten Messungen an neutronengeschädigten Detektoren aus p-Silizium von Lemeilleur et al. [Lem92] für den Fluenzbereich bis 10^{13} cm^{-2} fast keine Änderung der effektiven Dotierungskonzentration (vgl. Abb. 5.46, S. 168). Wenn das p-Silizium zusätzlich auch Donatoren enthält ist nach Gl. 5.7 aufgrund der Donatorreduktion gerade bei kleinen Fluenzen die stärkste Abnahme in N_{eff} zu erwarten. Dies würde eine noch größeren Diskrepanz zu der gemessenen Fluenzabhängigkeit ergeben.

Da in p-Material die Akzeptorkonzentration überwiegt, zeigt die gemessene Fluenzabhängigkeit von N_{eff} (Abb. 5.46, S. 168), daß die Konzentration der im Ausgangsmaterial vorhandenen Akzeptoren $N_{A,0}$ nicht konstant bleibt. Dies bedeutet, daß in Gl. 5.5 auch der Term für die Reduktion der Akzeptorkonzentration zu berücksichtigen ist. Für den Prozeß der Bildung von $V - B$ Defekten heißt dies, daß trotz der relativ niedrigen Ausheiltemperatur von etwa 300 K bei Raumtemperatur nicht alle Defekte unmittelbar wieder ausheilen. Dies wurde in Gl. 5.7 angesetzt und führte bei der Anpassung an die experimentellen Daten zu keinem Widerspruch, da bei dem untersuchten n-Silizium die Akzeptorreduktion eine untergeordnete Rolle spielt. Außerdem sind die Konzentrationen $N_{D,0}$ und $N_{A,0}$ für das Ausgangsmaterial nicht bekannt, sondern es konnte nur ihre Differenz $N_{eff,0}$ gemessen werden, darum war, wie oben ausgeführt, $N_{A,0}$ selbst ein Parameter der Anpassung.

Gemäß Gl. 5.5 ergibt sich demnach für die Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungs-

konzentration

$$N_{eff}(\Phi) = N_{D,0} e^{-c_D \Phi} - N_{A,0} e^{-c_A \Phi} - b\Phi. \quad (5.8)$$

Neben den schädigungsspezifischen Parametern c_D , c_A und b ist auch $N_{A,0}$ wiederum unbekannt. Da aber bereits mit Gl. 5.7, die der zusätzlichen Bedingung $c_A = 0$ entspricht, eine sehr gute Anpassung an die Meßdaten möglich war, ist eine eindeutige Bestimmung der Parameter c_D und c_A mit den vorliegenden Daten nicht möglich. Nur wenn die tatsächlichen Donator- und Akzeptorkonzentrationen des ungeschädigten Siliziums bekannt wären oder gemessen werden könnten, würde dies auch eine genauere Analyse ermöglichen. Eine Bestimmung von c_D und c_A wird außerdem dadurch erschwert, daß gegebenenmaßen die Reduktion der ursprünglichen Donator- und Akzeptorkonzentrationen beide im unteren Fluenzbereich relevant sind. Bei höheren Fluenzen spielt die Dotierung des Ausgangsmaterials keine Rolle mehr, da die Dotierungsatome bereits in $V - P$ und $V - B$ Defekten eingebaut wurden. In Gl. 5.8 wird dies durch die beiden Exponentialterme beschrieben, die für hohe Fluenzen gegen Null gehen.

Wie auch in Abb. 5.11 ersichtlich, gilt für $\Phi \gtrsim 5 \cdot 10^{13} n/cm^2$

$$N_{eff}(\Phi) = -b\Phi, \quad (5.9)$$

d.h. dann wird die Dotierung nur noch durch die strahleninduzierten Akzeptoren bestimmt.

Die fluenzproportionale Bildung von Akzeptorzuständen ist vom Ausgangsmaterial unabhängig. Besonders deutlich zeigt dies der in Abb. 5.46 (S. 168) dargestellte Vergleich von p- und n-Material. Für die in Abb. 5.13 eingezeichnete Anpassung wurde dementsprechend wieder mit dem im Bereich hoher Fluenzen ermittelten Wert $b = 0.079 cm^{-1}$ gerechnet. Zusätzlich zu der gerechneten Funktion $N_{eff}(\Phi)$ nach Gl. 5.8, die sehr gut die gemessenen Fluenzabhängigkeit beschreibt, sind auch die einzelnen Komponenten, sowie die Summe der beiden Akzeptorkomponenten eingezeichnet.

Der Verlauf der Akzeptorkonzentration, bestehend aus der Reduktion der ursprünglichen Akzeptoren und der fluenzproportionalen Bildung neuer Akzeptoren, gibt die nach diesem Modell erwartete Fluenzabhängigkeit von N_{eff} für p-Material wieder. Qualitativ stimmt dieser Verlauf mit der für p-Material gemessenen Fluenzabhängigkeit überein. Würde noch eine geringe Donatorkonzentration im p-Material berücksichtigt, wäre eine vollständige Übereinstimmung zu erreichen.

Für die Anpassung wurde mit $N_{A,0} = 9.3 \cdot 10^{11} cm^{-3}$ gerechnet. Diese Akzeptorkonzentration entspricht der effektiven Dotierungskonzentration des p-Materials in Abb. 5.46 (S. 168). Die Anpassung nach Gl. 5.8 an die Daten ergab dann

$$\begin{aligned} c_D &= 2.36 \cdot 10^{-13} cm^2 \quad \text{und} \\ c_A &= 0.90 \cdot 10^{-13} cm^2. \end{aligned}$$

Insgesamt ist festzustellen, daß sich sowohl für n-Material wie auch für p-Material die Fluenzabhängigkeit von N_{eff} mit Gl. 5.8 beschreiben läßt. Hierbei ist die Reduktion der Donatoren deutlich größer als die der Akzeptoren, $c_D \sim 3 c_A$. Dies zeigen auch die Versuche zur Beschreibung der Fluenzabhängigkeit von N_{eff} unter der Nebenbedingung $c_D = c_A$, wie sie z.B. in [Wun92] und [Ang92] dargestellt sind, die im Fluenzbereich bis $5 \cdot 10^{13} n/cm^2$ deutliche Abweichungen von den Meßpunkten aufweisen. Hierbei ist zu

beachten, daß die $V - B$ -Defekte bei Raumtemperatur relativ schnell wieder ausheilen, so daß effektiv eine niedrigere Reduktion der Akzeptorkonzentration gemessen wird.

Außerdem zeigen diese Untersuchungen, daß die Strahlenhärté der Detektoren durch die Bildung neuer Akzeptorzustände bestimmt wird. Die Bildungsrate dieser Defekte ist unabhängig vom Leitungstyp des Ausgangsmaterials und beträgt $b = 0.079 \text{ cm}^{-1}$.

In Abb. 5.11 wurde zusätzlich zur effektiven Dotierungskonzentration in Abhängigkeit von der Neutronenfluenz auch $N_{eff}(\Phi)$ nach der Bestrahlung mit Elektronen eingezeichnet. Elektroneninduziert wurde nur eine sehr geringe Abnahme der effektiven Dotierungskonzentration beobachtet. Die maximale 1 MeV-Neutronen-äquivalente Fluenz bei der Bestrahlung mit 1.8 MeV Elektronen betrug $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Hierbei wurde aber noch nicht die bei Neutronen bereits nach $\Phi = 2 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ eintretende Konvertierung des Leitungstyps beobachtet.

Bei der Analyse gemäß Gl. 5.7 wurde entsprechend zu der bei Neutronen gemessenen Akzeptorkonzentration $N_{A,0} = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ angesetzt. Für die Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration bei der Bestrahlung mit Elektronen ergab sich

$$N_{eff}(\Phi) = N_{D,0} e^{-c\Phi} - N_{A,0} - b\Phi. \quad (5.10)$$

mit

$$\begin{aligned} c_e &= (3.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad \text{und} \\ b_e &= 0. \end{aligned}$$

Im Vergleich zu den bei neutroneninduzierter Schädigung gemessenen Parametern (S. 99) wird die sehr viel geringere Kristallschädigung durch Elektronen deutlich. Das Verhältnis der jeweils mit dem Härtefaktor κ auf 1 MeV Neutronen normierten Parameter der Verringerung der Donatorkonzentration ergibt $c_e/c \sim 0.01$. Da 1.8 MeV Elektronen aufgrund ihres maximalen Energieübertrages von nur 390 eV ausschließlich Punktdefekte erzeugen können, bedeutet dies, daß für die neutroneninduzierte Veränderung in N_{eff} auch die Defektcluster relevant sind.

Innerhalb eines HEP-Experimentes sind die Detektoren über eine lange Zeit im Einsatz und damit der Strahlung ausgesetzt. Deshalb sind die Ausheileffekte zusätzlich zur Fluenzabhängigkeit, wie sie hier betrachtet wurde, von großer Relevanz für die Einsetzbarkeit der Detektoren. Die Zeitabhängigkeit der Strahlungsschädigung wird detailliert in Kap. 5.2 beschrieben und diskutiert.

5.1.4 Volumengenerationsstrom

In Kap. 5.1.1 wurde bereits die Fluenzabhängigkeit der Sperrstromcharakteristiken vorgestellt. Hieraus ergab sich, daß neutronen- und protoneninduzierte Schäden einen Anstieg des Volumengenerationsstroms bewirken, wogegen die Oberflächeneffekte vernachlässigbar sind. In diesem Fall kann der strahleninduzierte Anstieg des Volumengenerationsstroms aus dem bei $U = U_{depl}$ gemessenen Strom ermittelt werden. Für das Volumen der Raumladungszone gilt dann gerade $V = A d$, wobei A die aktive Fläche und d die Dicke des Detektors bezeichnen. Der Anstieg der Volumengenerationsstromdichte ergibt sich dementsprechend aus

$$\frac{\Delta I_{vol}}{V} = \frac{I(U_{depl}) - I_0(U_{depl,0})}{A d} \quad (5.11)$$

wobei $I_0(U_{depl,0})$ und $I(U_{depl})$ den vor der Bestrahlung bzw. nach der Bestrahlung bei $U = U_{depl}$ gemessenen Strom bezeichnet.

Bei der Bestrahlung mit Elektronen ist der Anstieg des Volumengenerationsstroms wesentlich kleiner als z.B. bei Neutronenschädigung, und außerdem sind ionisationsbedingte Oberflächeneffekte zu berücksichtigen. Darum wird in diesem Fall der Volumengenerationstrom aus dem \sqrt{U} -proportionalen Bereich der $I - V$ -Charakteristik ermittelt. Die Spannungen U_1 und U_2 mit $U_1 < U_2$ seien aus diesem Bereich, dann ergibt sich für den Anstieg der Volumengenerationsstromdichte

$$\frac{\Delta I_{vol}}{V} = \frac{I(U_2) - I(U_1)}{A [x(U_2) - x(U_1)]} - \frac{I_{vol,0}}{V}. \quad (5.12)$$

Mit

$$x(U) = \sqrt{\frac{d^2}{U_{depl}} U} \quad (5.13)$$

nach Gl. 4.1, S. 53 folgt dann

$$\frac{\Delta I_{vol}}{V} = \frac{\sqrt{U_{depl}}}{A d} \frac{I(U_2) - I(U_1)}{\sqrt{U_2} - \sqrt{U_1}} - \frac{I_{vol,0}}{V}. \quad (5.14)$$

Um die Volumengenerationsstromdichte zu ermitteln ist es in jedem Fall notwendig U_{depl} zu kennen und die vollständige $I - V$ -Charakteristik zu messen. Da die effektive Dotierungskonzentration und damit U_{depl} fluenz- und zeitabhängig sind, liefert die Sperrstrommessung alleine nicht alle notwendigen Informationen, sondern es sind jeweils zugehörige Messungen der $C - V$ -Charakteristik nötig.

Insbesondere ist es nicht ausreichend den Strom bei einer festen Spannung $U = \text{const.}$ zu betrachten, da sich das Volumen der Verarmungszone entsprechend der Änderung in U_{depl} ebenfalls ändert (vgl. Gl. 5.13). Dies gilt auch für Spannungen $U > U_{depl}$, da der Sperrstrom noch eine Spannungsabhängigkeit aufweist. Bei der Darstellung des Ausheilverhaltens bezüglich des Sperrstroms in Kap. 5.2.3 wird dieser Unterschied in der Betrachtung des Sperrstroms bei einer festen Spannung $U = \text{const}$ und $U = U_{depl}$ in Abb. 5.26, S. 136 verdeutlicht.

Zur Untersuchung der Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstroms wurden vor und nach den verschiedenen Bestrahlungen jeweils Strom- und Kapazitätsmessungen durchgeführt. Aus der $I - V$ -Charakteristik wurde mit dem zugehörigen Wert für U_{depl} der Volumengenerationsstrom gemäß Gl. 5.11 bzw. Gl. 5.14 ermittelt. Bei Raumtemperatur heilt der strahleninduzierte Sperrstromanstieg zu einem erheblichen Anteil innerhalb relativ kurzer Zeit wieder aus. Dies hat zur Folge, daß die gemessenen Ströme nicht nur von der Fluenz abhängen, sondern auch von der Bestrahlungsdauer und von dem Zeitpunkt der Messung. Diese Zeitabhängigkeit wurde separat untersucht und wird ausführlich in Kap. 5.2.3, S. 134 dargestellt. Dort wird auch die Korrektur auf Selbstausheilungseffekte vorgestellt, die durchgeführt wurde, um die zeitabhängigen Sperrstrommessungen nach verschiedenen Bestrahlungen mit unterschiedlichen Flüssen vergleichen zu können.

In Abb. 5.14 ist die Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstroms dargestellt. Die Fluenzen der verschiedenen Bestrahlungen wurden auch hier wieder mit dem Härtefaktor κ auf 1 MeV Neutronen normiert. Mit dieser Normierung auf den nichtionisierenden

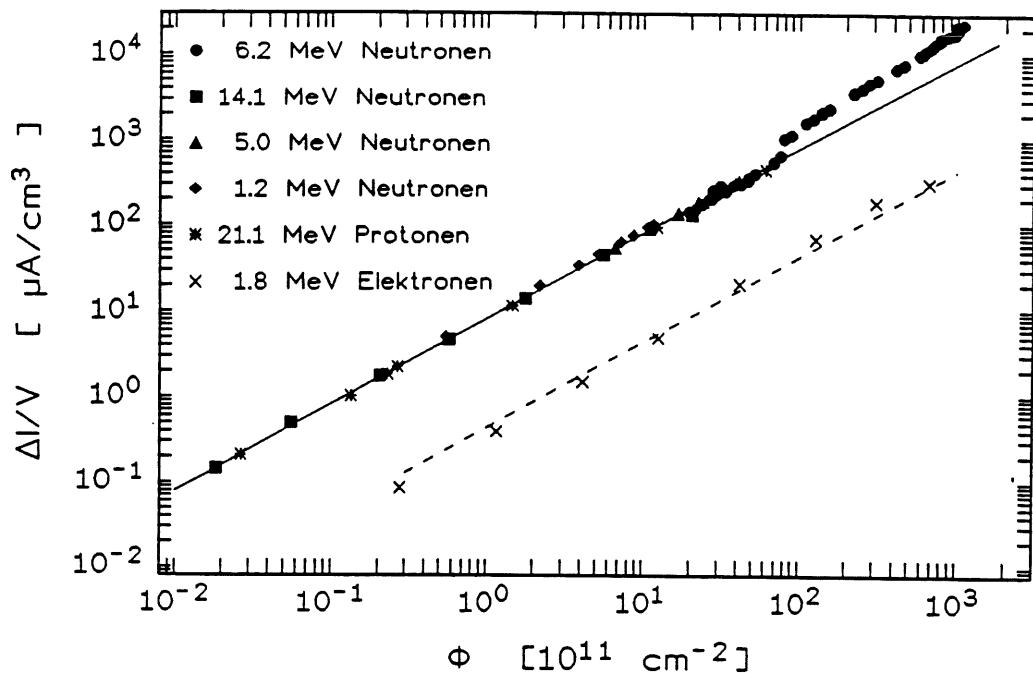


Abb. 5.14: Anstieg der Volumengenerationsstromdichte in Abhängigkeit von der 1 MeV-Neutronen äquivalenten Fluenz. Die durchgezogene Gerade entspricht $\alpha = 8.0 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}$ und für die Elektronen ist die Gerade mit $\alpha_e = 4.2 \cdot 10^{-18} \text{ Acm}^{-1}$ eingezeichnet.

Energieverlust ergeben die Neutronen- und Protonenbestrahlungen für alle Energien dieselbe Fluenzabhängigkeit. Dies entspricht, wie im Kap. 2.1.2 bereits ausgeführt, einem einheitlichen Defektspektrum, daß quantitativ mit dem nichtionisierenden Energieverlust skaliert. Die Kristallschädigung durch Elektronen ist sehr viel geringer als die neutronen- oder protoneninduzierte Schädigung. Dies wurde bezüglich der effektiven Dotierungskonzentration festgestellt und zeigt sich auch hier in dem deutlich geringeren Anstieg des Volumengenerationsstroms. Hinsichtlich der Elektronenschädigung ist zu beachten, daß 1.8 MeV Elektronen aufgrund ihres niedrigen Energieübertrages ausschließlich Punktdefekte und keine Cluster erzeugen können. An dieser Stelle sei auf Kap. 5.4.1, S. 159 verwiesen, wo die Teilchen- und Energieabhängigkeit zusammenhängend betrachtet wird.

Bei den Bestrahlungsexperimenten mit Neutronen wurden so hohe Fluenzen erreicht, daß das n-leitende Ausgangsmaterial zur p-Leitung konvertierte. Die in Abb. 5.14 sichtbare Änderung der Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstroms ist mit der Konvertierung des Leitungstyps korreliert. Es zeigte sich auch, daß die Ausheilung des Sperrstroms vom Leitungstyp abhängig ist (vgl. Kap. 5.2.3, S. 134). Deshalb wurde die Korrektur auf Selbstausheilung abhängig vom Leitungstyp mit unterschiedlichen Ausheilkurven durchgeführt. Für die Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstroms sei zunächst der Fluenzbereich unterhalb der Konvertierung betrachtet.

Sowohl für die Neutronen- und Protonenschädigung als auch für die Elektronenschädigung ist der Anstieg des Volumengenerationsstroms proportional zur Fluenz. Bezuglich

des Volumengenerationsstroms lässt sich dann die *Schädigungsrate* α definieren:

$$\frac{\Delta I_{vol}}{V} = \alpha \Phi. \quad (5.15)$$

Die Ursache des strahleninduzierten Stromanstiegs ist die Erzeugung von Defekten, deren Energieniveaus etwa in der Mitte der Bandlücke liegen und die deshalb als Generations- und Rekombinationszentren wirken. Die für den Volumengenerationsstrom relevante Größe ist nach Gl. 4.14 (S. 57) die Ladungsträgerlebensdauer τ , die umgekehrt proportional zur Konzentration der Generations- und Rekombinationszentren N_t ist. Hier-von ausgehend wird die *Schädigungskonstante* k_τ durch

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + k_\tau \Phi \quad (5.16)$$

definiert¹, wobei τ_0 die Ladungsträgerlebensdauer im ungeschädigten Material ist.

Die Schädigungskonstante k_τ ist im Vergleich zur Schädigungsrate α die grundlegende Größe. So beschränkt sich die Temperaturabhängigkeit von k_τ auf die geringe Temperaturabhängigkeit der thermischen Geschwindigkeit, während die Schädigungsrate α über die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i stark temperaturabhängig ist. Bei den vorliegenden Untersuchungen wird durchgängig die auf $T = 20^\circ C$ normierte Schädigungsrate

$$\alpha = \frac{q_0 n_i}{2} k_\tau \quad (5.17)$$

benutzt, weil diese Größe direkt für die Anwendung der Detektoren relevant ist.

Für 1 MeV-Neutronen ergibt sich gemäß Gl. 5.15 die Schädigungsrate zu

$$\alpha = 8.0 \cdot 10^{-17} Acm^{-1} \pm 4\%$$

Ebenfalls mit dem Härtefaktor $\kappa = 1.07 \cdot 10^{-2}$ auf 1 MeV-Neutronen normiert, ergibt sich für die Elektronenschädigung eine Schädigungsrate von

$$\alpha_e = 4.2 \cdot 10^{-18} Acm^{-1} \pm 25\%$$

Der elektroneninduzierte Anstieg des Volumengenerationsstroms ist demnach auch mit der Normierung auf den nichtionisierenden Energieverlust sehr viel kleiner als bei Neutronenschädigung, $\alpha_e/\alpha \sim 0.05$. Dies bedeutet, daß die Cluster, die nur bei höheren Energieüberträgen auf ein Gitteratom entstehen können, bezüglich des strahleninduzierten Anstiegs des Volumengenerationsstroms dominieren, denn durch die 1.8 MeV Elektronen, mit einem maximalen Energieübertrag von 390 eV werden nur Punktdefekte und keine Cluster erzeugt (vgl. Kap. 5.4.1).

Wie in Abb. 5.14 sichtbar wird im Fluenzbereich oberhalb $5 \cdot 10^{12} n/cm^2$ ein höherer Anstieg des Volumengenerationsstroms beobachtet, als im unteren Fluenzbereich. Diese Änderung der Fluenzabhängigkeit tritt bei der Konvertierung des ursprünglich n-leitenden Materials zur p-Leitung auf. Bei konvertierten Detektoren wurde auch ein geändertes Ausheilverhalten gemessen, welches bei der Korrektur auf Selbstausheilung zu berücksichtigen

¹teilweise wird $K = k_\tau^{-1}$ mit Schädigungskonstante bezeichnet [Kra84, Kra89]

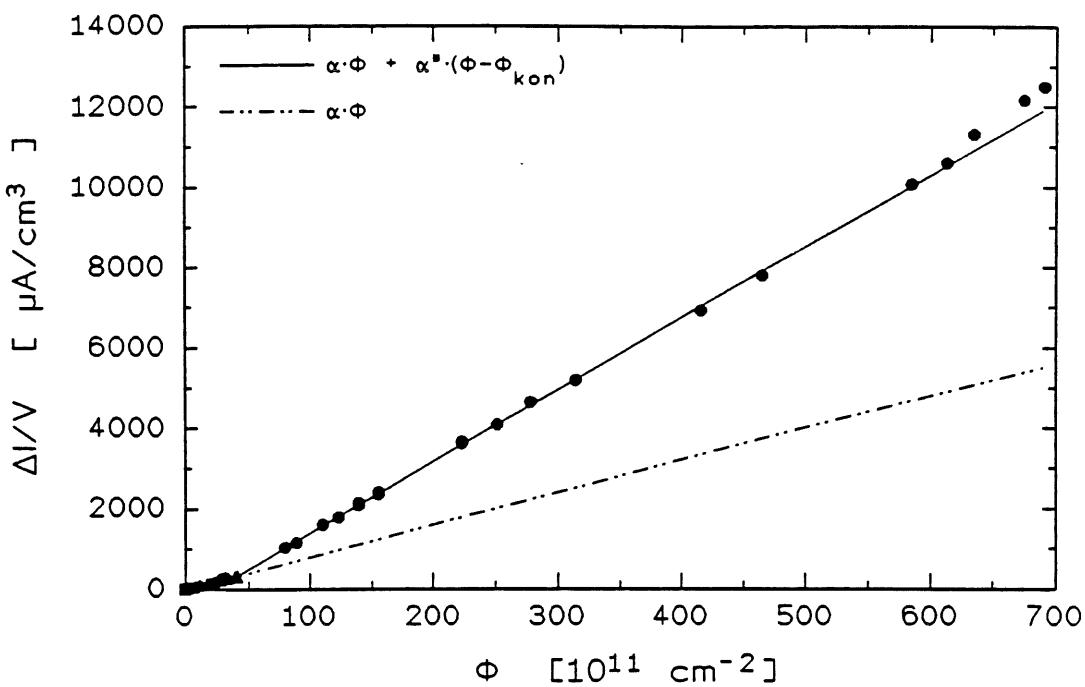


Abb. 5.15: Anstieg der Volumengenerationsstromdichte in Abhängigkeit von der 1 MeV-Neutronen äquivalenten Fluenz in linearer Auftragung. Eingezeichnet ist der Verlauf nach Gl. 5.18 mit $\alpha^* = 9.8 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}$ und $\Phi_{kon} = 4.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; die durchgezogene Linie entspricht $\alpha = 8.0 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}$.

war. Es zeigte sich wie in Kap. 5.2.3 dargestellt wird, daß nach der Konvertierung zusätzliche Sperrstromanteile auftreten, die bereits innerhalb von einer Woche wieder ausheilen (siehe Abb. 5.25, S. 134).

Um diesen nur bei konvertierten Detektoren auftretenden zusätzlichen Sperrstromanteil zu analysieren, ist die lineare Auftragung (Abb. 5.15) geeigneter. Hier zeigt sich auch bei den höheren Fluenzen eine lineare Abhängigkeit des Sperrstroms von der Fluenz. Nach Abzug des Sperrstromanteils mit $\alpha = 8.0 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}$, der auch vor der Konvertierung gemessen wurde, erhält man den weiteren Sperrstromanteil, der erst mit der Konvertierung des Materials einsetzt.

Für konvertierte Detektoren lässt sich die Fluenzabhängigkeit demnach folgendermaßen schreiben:

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \Phi + \alpha^* (\Phi - \Phi_{kon}) \quad (5.18)$$

mit

$$\begin{aligned} \alpha &= 8.0 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1} \\ \alpha^* &= 9.8 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}. \end{aligned}$$

Für die in Abb. 5.15 dargestellten Detektoren ergab sich die Fluenz der Konvertierung zu $\Phi_{kon} = 4.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

In die Auswertung gemäß Gl. 5.18 konnten die Werte für Fluenzen oberhalb von $6.3 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ nicht mit einbezogen werden, da hier noch ein weiterer Sperrstroman-

teil relevant wird. Dies ist auch in den $I - V$ -Charakteristiken ersichtlich, die ab dieser Fluenz für Spannungen oberhalb U_{dep} eine zunehmend größere Steigung aufweisen. Die Sperrstromcharakteristiken der mit einigen $10^{14} n/cm^2$ bestrahlten Detektoren zeigen, daß es sich hierbei um einen Stromanteil mit linearer Spannungsabhängigkeit handelt, wie er bei [Edw91] auch für ionenimplantierte Detektoren beobachtet wird.

Die Ursachen der zusätzlichen Sperrstromanteile, die erst bei höheren Fluenzen auftreten sind noch nicht geklärt. Auffallend ist, daß der durch die Proportionalitätskonstante α^* in Gl. 5.18 beschriebene Anteil bei der Extrapolation $\Delta I \rightarrow 0$ gegen die Fluenz Φ_{kon} des jeweiligen Detektors geht (vgl. Abb. 5.15). Dies läßt vermuten, daß die hierfür verantwortlichen Generationszentren erst im konvertierten Material erzeugt werden. Würde es sich dagegen um Defekte handeln, die erst aufgrund der strahleninduzierten Verschiebung des Quasi-Ferminiveaus elektrisch aktiv werden, so würde deren Beitrag zum Sperrstrom zwar auch erst ab einer höheren Fluenz auftreten. Für diesen Fall wäre bei der entsprechenden Fluenz aber ein abrupter Anstieg des Sperrstroms zu erwarten und die Extrapolation $\Delta I \rightarrow 0$ müßte $\Phi = 0$ ergeben, denn diese Defekte würden unabhängig vom Leitungstyp entstehen und erst durch die Verschiebung des Quasi-Ferminiveaus ihren Ladungszustand ändern, worauf sie dann als Generationszentren wirken.

Diese Überlegungen lassen vermuten, daß es sich hier möglicherweise um Komplexdefekte handelt, deren Bildung nur bei einem bestimmten Ladungszustand der ansonsten nicht stabilen Primärdefekte möglich ist.

Wenn es sich hierbei also um Defekte handelt, die bei p-Leitung entstehen, so wäre für p-leitendes Ausgangsmaterial in Gl. 5.18 $\Phi_{kon} = 0$ zu setzen. Für die Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstroms bei p-Material ergebe sich demnach $\Delta I/V = (\alpha + \alpha^*)\Phi$. Dies bedeutet, daß bereits bei niedrigen Fluenzen die höhere Schädigungsrate von $(\alpha + \alpha^*)$ zu erwarten ist, die bei n-leitendem Ausgangsmaterial erst nach der Konvertierung auftritt. Dies zeigt sich bei dem Vergleich des Sperrstromanstiegs für p-leitendes und n-leitendes Ausgangsmaterial bestätigt (siehe Kap. 5.4.2, S. 165).

Für die Übertragung der hier dargestellten Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstroms auf die Strahlenschädigung beim Einsatz der Detektoren in einem HEP-Experiment sind jeweils auch die erheblichen zeitabhängigen Defekte der Ausheilung zu berücksichtigen.

Es zeigt sich beispielsweise, daß der zusätzliche Sperrstromanteil, der erst mit der Konvertierung einsetzt, in relativ kurzer Zeit vollständig ausheilt. So haben konvertierte und nichtkonvertierte Detektoren 10 Tage nach der Bestrahlung, bezogen auf die jeweilige Fluenz, übereinstimmend einen Sperrstromanstieg von $\Delta I/(V \cdot \Phi) \sim 4.0 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$ (vgl. Abb. 5.25, S. 134).

Die Ausheilung des strahleninduzierten Volumengenerationsstroms wird ausführlich in Kap. 5.2.3, S. 134 behandelt.

5.1.5 Ladungssammlung

Für präzise Energiemessungen in einem HEP-Experiment ist eine stabile Energiekalibration der einzelnen Komponenten notwendig. Die Energieeichung der Silizium-Detektoren wird durch strahleninduzierte Ladungssammlungsverluste beeinflußt. Die Ladungssammlung wurde mit dem Einschuß von kurzreichweitigen α -Teilchen separat für beide La-

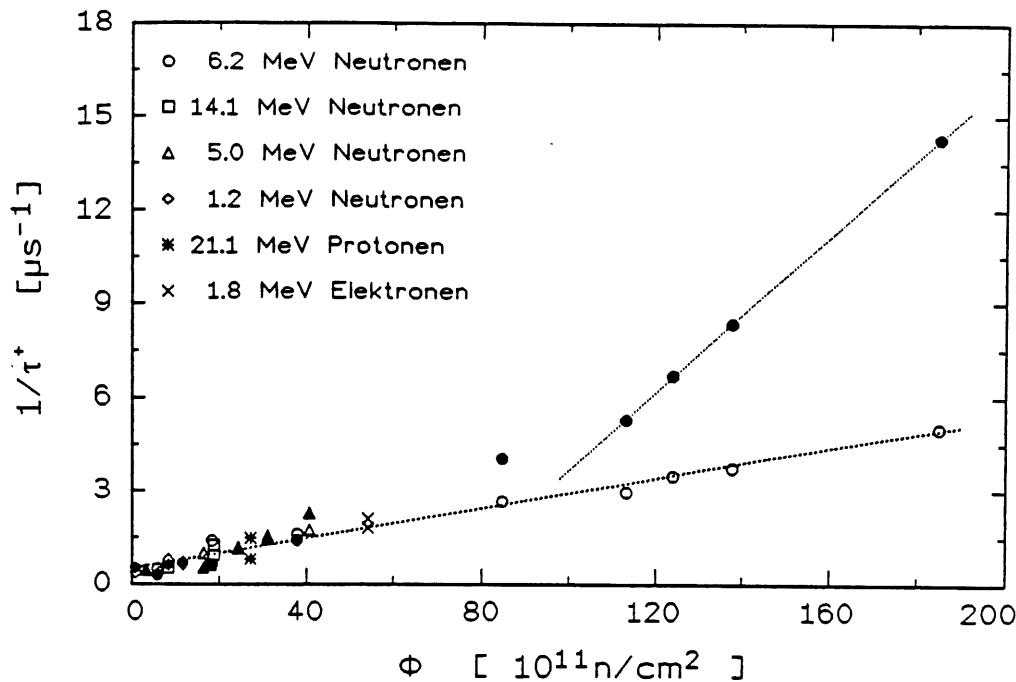


Abb. 5.16: Fluenzabhängigkeit der inversen Trappingzeitkonstanten für das Elektronentrapping (geschlossene Symbole) und Löchertrapping (offene Symbole).

dungsträger gemessen. Die grundlegenden Zusammenhänge für diese Untersuchungen wurden in Kap. 4.2.2 über die charakteristischen Meßgrößen, S. 59ff bereits vorgestellt.

Nach Gl. 4.32 wurde aus dem gemessenen Ladungssammlungsverlust jeweils die Trappingzeitkonstante für die Elektronen und für die Löcher bestimmt (vgl. Abb. 5.9, S. 92). Die strahleninduzierten flachen Defekte wirken als Trappingzentren, da deren Energieniveaus in der Bandlücke nahe zur Valenz- oder Leitungsbandkante liegen. Die Trappingzeitkonstante τ^+ ist jeweils umgekehrt proportional zur Konzentration der Trappingzentren N_t ,

$$\frac{1}{\tau^+} = \sigma v_{th} N_t. \quad (5.19)$$

Für Defekte mit konstanter Generationsrate wird daher eine lineare Fluenzabhängigkeit erwartet. Deshalb ist in Abb. 5.16 $1/\tau^+$ gegen die Fluenz Φ aufgetragen. Für das Löchertrapping zeigt sich über den gesamten Fluenzbereich die gleiche lineare Abhängigkeit

$$\frac{1}{\tau_h^+(\Phi)} = \frac{1}{\tau_{0,h}^+} + \gamma_h \Phi \quad (5.20)$$

mit

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{0,h}^+} &= 0.51 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \pm 12\% \\ \gamma_h &= 0.24 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \pm 4\%. \end{aligned}$$

Dieselbe Fluenzabhängigkeit mit den gleichen Parametern ergibt sich auch für das Elektronentrapping unterhalb einer Fluenz von $\Phi^* = 8.8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2$. Oberhalb dieser Fluenz ist wiederum $1/\tau_e^+ \propto \Phi$, aber mit einer deutlich größeren Proportionalitätskonstanten.

Die Fluenzabhängigkeit des Elektrontrappings lässt sich für $\Phi > \Phi^*$ folgendermaßen schreiben:

$$\frac{1}{\tau_e^+(\Phi)} = \frac{1}{\tau_{0,e}^+} + \gamma_e \Phi + \gamma_e^* (\Phi - \Phi^*) \quad (5.21)$$

mit

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{0,e}^+} &= 0.51 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}, \\ \gamma_e &= 0.24 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad \text{und} \\ \gamma_e^* &= 1.01 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}. \end{aligned}$$

Diese Schreibweise entspricht der Interpretation, daß die Defekte die bei niedrigen Fluenzen erzeugt werden auch für $\Phi > \Phi^*$ die gleiche Fluenzabhängigkeit besitzen. Die Änderung der Proportionalitätskonstante wäre dann durch das Einsetzen der Erzeugung einer weiteren Defektart bedingt. Bei der Fluenzabhängigkeit des Sperrstroms (siehe Abb. 5.15) trat ein vergleichbarer Effekt auf. Im Unterschied zum Sperrstrom, für den die Änderung der Fluenzabhängigkeit mit der Konvertierung korreliert, ist hier $\Phi^* > \Phi_{kon}$. Wie auch bezüglich des Volumengenerationsstrom diskutiert, ist es möglich, daß es sich bei dem relevanten Trappingzentrum um einen Komplexdefekt handelt, der nur gebildet wird wenn die beteiligten Primärdefekte einen bestimmten Ladungszustand besitzen. Für den Ladungszustand spielt nicht nur der Leitungstyp eine Rolle, sondern die absolute Lage des Quasi-Ferminiveaus ist hier ausschlaggebend. Demnach würde das Energieniveau für den sperrstromrelevanten Primärdefekt etwa in der Bandmitte liegen, so daß die Umladung mit der Änderung des Leitungstyps korreliert.

Die Umladung des Primärdefektes, aus dem das Trappingzentrum der Elektronen gebildet wird, erfolgt dagegen erst bei höheren Fluenzen. Dies würde bedeuten, daß der Ladungszustand dieses Defektes sich erst ändert, wenn das Quasi-Ferminiveau entsprechend der Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration sich noch weiter erniedrigt hat.

Diskrete Energieniveaus, wie sie in der obigen Diskussion vorausgesetzt wurden, entsprechen der Annahme, daß es sich hier um Punktdefekte handelt. Diese Vorstellung wird von der Tatsache gestützt, daß die nach Protonen- und Elektronenschädigung gemessenen Zeitkonstanten mit der in Gl. 5.20 beschriebenen Fluenzabhängigkeit übereinstimmen. In Abb. 5.16 sind jeweils die inversen Trappingzeitkonstanten gegen die 1 MeV-Neutronen äquivalenten Fluenz aufgetragen. Die gute Übereinstimmung der sowohl für die verschiedenen Neutronenenergien als auch für Protonen und Elektronen gemessenen Trappingzeitkonstanten zeigt, daß das strahleninduzierte Trapping nicht durch Cluster, die nur bei Neutronen und Protonen auftreten, bewirkt wird.

Aus der gemessenen Fluenzabhängigkeit der Trappingzeitkonstanten läßt sich nach Gl. 4.35 (siehe S. 62) der fluenzabhängige Ladungssammlungsverlust für minimal ionisierende Teilchen berechnen. Die detektorspezifischen Größen Kristalldicke d und effektive Dotierungskonzentration N_{eff} , sowie die vorgesehene Betriebsspannung U gehen mit in diese Rechnung ein, da sie die Ladungssammlungszeiten bestimmen.

Für genügend hohe Spannungen oberhalb derjenigen für vollständige Verarmung kann in sehr guter Näherung mit konstanter Feldstärke E gerechnet werden. Mit Gl. 4.37 folgt für den relativen Ladungssammlungsverlust die einfache Beziehung

$$\left. \frac{\Delta Q}{Q_0} \right|_{mip} = \frac{1}{3} \left[\frac{d}{2\mu_e E} \frac{1}{\tau_e^+} + \frac{d}{2\mu_h E} \frac{1}{\tau_h^+} \right]. \quad (5.22)$$

Exemplarisch sei die Fluenzabhängigkeit für eine mittlere Feldstärke von $E = 5 \text{ kV cm}^{-1}$ gerechnet. Nach Gl. 4.27 gilt dann für die Beweglichkeit der Elektronen $\mu_e = 1050 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und für die Löcher $\mu_h = 403 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Damit ergibt sich der relative Ladungssammlungsverlust für mip's zu:

$$\left. \frac{\Delta Q}{Q_0} \right|_{mip} = d \left[32 \cdot 10^{-9} \text{ s/cm} \frac{1}{\tau_e^+} + 83 \cdot 10^{-9} \text{ s/cm} \frac{1}{\tau_h^+} \right]. \quad (5.23)$$

Die Fluenzabhängigkeit ergibt sich dann für niedrige Fluenzen $\Phi < \Phi^*$ gemäß Gl. 5.20 zu

$$\left. \frac{\Delta Q}{Q_0}(\Phi) \right|_{mip} = d [5.9 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} + 2.8 \cdot 10^{-14} \text{ cm} \cdot \Phi]. \quad (5.24)$$

Mit Gl. 5.21 für Fluenzen $\Phi > \Phi^*$ folgt entsprechend

$$\left. \frac{\Delta Q}{Q_0}(\Phi) \right|_{mip} = d [5.9 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} - 3.2 \cdot 10^{-14} \text{ cm} \cdot \Phi^* + 6.0 \cdot 10^{-14} \text{ cm} \cdot \Phi]. \quad (5.25)$$

Bei einer Detektordicke von $400 \mu\text{m}$ ($U = 200 \text{ V}$) wird hiernach zum Beispiel für $\Phi = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ein Ladungssammlungsverlust von 11 % erwartet. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem für relativistische Elektronen gemessenen Ladungssammlungsverlust [Gla91]. Der Vergleich der Ladungssammlung eines mit $5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ geschädigten Detektors mit einem ungeschädigten Detektor ergab einen relativen Ladungssammmlungsverlust von etwa 13 %.

Für die fluenzabhängigen Messungen der Trappingzeitkonstanten mit kurzreichweitigen α -Teilchen wurde ein Pulsshaping von $t_{sh} = 1 \mu\text{s}$ benutzt. Messungen mit verschiedenen Shaping zeigen eine sehr geringe Abhängigkeit der strahleninduzierten Ladungssammlungsverluste von der Shape-Zeit. In Abb. 5.17 ist die Abhängigkeit des relativen Ladungssammlungsverlustes von der gewählten Shape-Zeit getrennt für die Elektronen- und Löcherkomponente aufgetragen. Die Untersuchungen mit kurzreichweitigen α -Teilchen erfolgten an einem mit $4 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ bestrahlten Detektor, wobei die Shape-Zeiten im Bereich von 50 ns bis $1 \mu\text{s}$ variiert wurden. Für die Elektronenkomponente beträgt der relative Ladungssammlungsverlust über den gesamten Bereich $\Delta Q/Q_0 = 0.4 \%$. Der Ladungssammlungsverlust der Löcherkomponente beträgt bei $t_{sh} = 1 \mu\text{s}$ 1.1 % und steigt zu kürzeren Shape-Zeiten hin an. Für $t_{sh} \leq 200 \text{ ns}$ wird dann ein relativer Ladungssammungsverlust der Löcherkomponente von 1.8 % gemessen.

Die nur geringfügige Abhängigkeit des Ladungssammlungsverlustes von der Shape-Zeit, zeigt an, daß ein eventuelles Detrapping mit einer Zeitkonstante in diesem Zeitbereich nicht relevant ist. Weitere Untersuchungen, insbesondere auch an konvertierten Detektoren und mit noch kürzeren Shape-Zeiten sind aber im Hinblick auf die Anwendung in zukünftigen HEP-Experimenten noch notwendig.

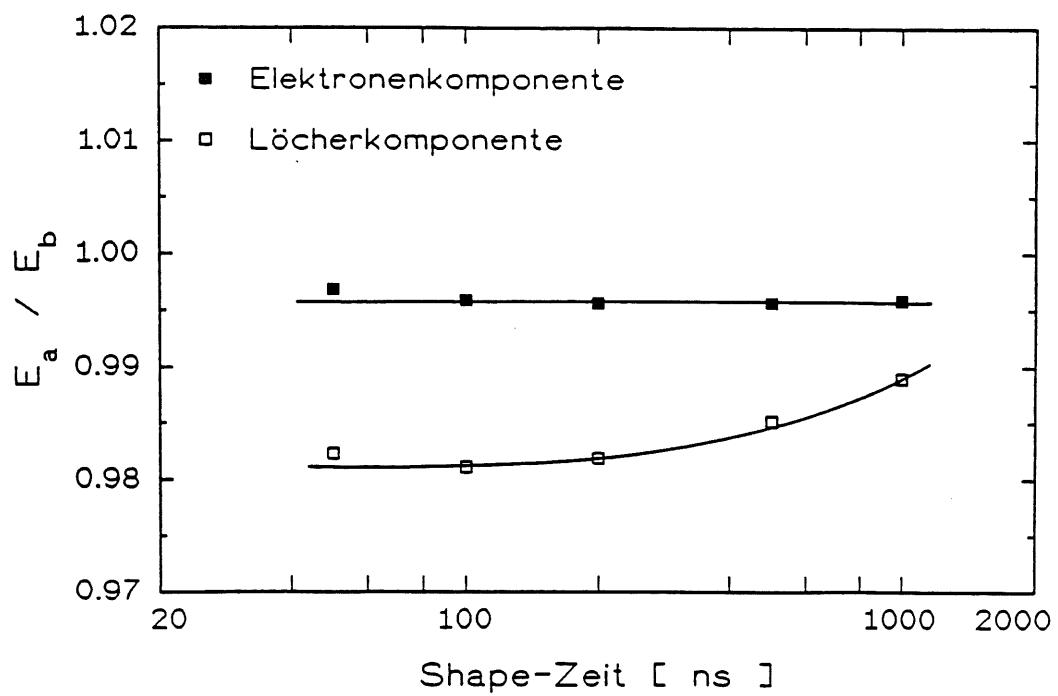


Abb. 5.17: Relativer Ladungssammlungsverlust für den Elektronen- bzw. Löcheranteil bei verschiedenen Shape-Zeiten. Aufgetragen ist die nach einer Bestrahlung mit $4 \cdot 10^{12} n/cm^2$ nachgewiesene Energie E_a normiert auf die vor der Bestrahlung nachgewiesene Energie E_b .

Die beobachteten Ausheilungseffekte des hier untersuchten strahleninduzierten Ladungssammlungsverlustes werden in Kap. 5.2.4 dargestellt. Auch der Einfluß verschiedener Temperungsprozeduren auf den Ladungssammlungsverlust wurde untersucht (vgl. Kap. 5.2.5).

5.2 Ausheilung von Strahlenschäden

5.2.1 Grundsätzliche Überlegungen

Zu den charakteristischen Eigenschaften der verschiedenen Kristalldefekte gehört auch deren jeweilige Ausheiltemperatur (vgl. Tab. 2.4, S. 18). Als Ausheiltemperatur einer bestimmten Defektart wird die Temperatur bezeichnet oberhalb derer diese Defekte nicht mehr stabil sind. Dies wird z.B. beobachtet, wenn ein geschädigter Kristall gleichmäßig aufgeheizt wird, und dann in einem Temperaturbereich eine deutliche Verringerung dieser Defektart auftritt [vL80].

Die Ausheilung eines Defektes kann auch die Bildung einer anderen Defektsorte induzieren, da die Bestandteile eines Komplexdefektes wieder unabhängig voneinander beweglich sind und für die Bildung neuer stabilerer Komplexdefekte mit anderen Reaktionspartnern zur Verfügung stehen. Derartige Defektumbildungen haben teilweise auch einen Einfluß auf die Detektoreigenschaften.

In diesem Zusammenhang geht es dann auch um die Frage, ob und wieweit die Strahlenschäden durch Temperung verringert werden können, um somit eine Verbesserung der Detektoreigenschaften zu erzielen. In Abschnitt 5.2.5 werden die an geschädigten Detektoren durchgeführten Temperungsprozeduren und deren Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

Die Ausheilung von Defekten beschränkt sich nicht nur auf Temperaturen oberhalb der defektspezifischen Ausheiltemperatur T_{ann} , sondern aufgrund von thermischer Anregung kann auch bereits bei niedrigeren Temperaturen eine Ausheilung stattfinden. Dies zeigt sich bei konstanter Temperatur T in einer exponentiellen Abnahme der Defektkonzentration mit der für diesen Defekt charakteristischen Zeitkonstante

$$\tau(T) = f^{-1} e^{\frac{E_a}{kT}}, \quad (5.26)$$

die sich mit dem *Frequenzfaktor* f aus der Aktivierungsenergie E_a ergibt.

Zur Bestimmung der Aktivierungsenergie werden die Zeitkonstanten in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Diese *isothermalen* Untersuchungen werden in einem weiten Temperaturbereich bei der Ausheiltemperatur T_{ann} vorgenommen. Hier sei angemerkt, daß T_{ann} keine eindeutig definierte Größe ist, da sie von dem durchgeführten *isochronalen* Temperaturzyklus abhängt. Größenordnungsmäßig liegt $\tau(T_{ann})$ bei etwa 10 min.

Die bei den *isothermalen* Untersuchungen der Ausheilung bestimmten Zeitkonstanten werden im sog. *Arrhenius-Plot*, $\ln \tau$ vs. $1/kT$ aufgetragen, bei dem aus der Steigung die Aktivierungsenergie E_a ermittelt werden kann.

Für eine Defektart kann die Ausheilung auch über verschiedene Prozesse mit unterschiedlichen Aktivierungsenergien E_1 und E_2 ablaufen. Für den $V - P$ -Defekt ist z.B. neben der Trennung von Leerstelle und Phosphor, auch der Einfang in sog. Senken möglich [Kim71]. Als Senken wirken z.B. Grenzflächen mit einer hohen Konzentration von Zwischengitteratomen, wo die Defekte aufgrund von Migration hingelangen. Für die Zeitkonstante mit der der Defekt bei der Temperatur T ausheilt gilt dann

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} = f_1 e^{-\frac{E_1}{kT}} + f_2 e^{-\frac{E_2}{kT}}. \quad (5.27)$$

Wenn man für den zusammengesetzten Prozeß eine Aktivierungsenergie E'_a angeben wollte, so ergibt sich

$$E'_a = \frac{\frac{1}{\tau_1} E_1 + \frac{1}{\tau_2} E_2}{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}}. \quad (5.28)$$

τ_1 und τ_2 sind gemäß Gl. 5.26 temperaturabhängig, und damit ergibt sich auch für E'_a eine Abhängigkeit von der Temperatur. Je nach dem welcher Prozeß in einem Temperaturbereich dominiert ändert sich auch die Steigung im *Arrhenius-Plot* für verschiedene Bereiche. Die Beteiligung mehrerer Prozesse wird also nur bei Messungen der isothermalen Ausheilung über einen weiten Temperaturbereich sichtbar. Bei einer Temperatur wird auch bei mehreren Ausheilmöglichkeiten nur eine Zeitkonstante beobachtet, die sich nach Gl. 5.27 aus den Zeitkonstanten der beteiligten Prozesse zusammensetzt. Komplizierter ist die Situation dann, wenn Prozesse höherer Ordnung zu berücksichtigen sind. So wurden z.B. an elektronengeschädigtem sauerstoffreichen Czochralski-Silizium bei der isothermalen Ausheilung des V – O-Defektes zwei Komponenten beobachtet [Sve86].

Die Ausheileffekte zeigen sich auch in einer zeitlichen Änderung der strahlungsabhängigen Parameter eines geschädigten Detektors. Für systematische Untersuchungen zur Strahlungshärte ist es aus mehreren Gründen notwendig diese Zeitabhängigkeit genau zu studieren. Da die Ausheilung bereits während der länger andauernden Bestrahlungen nicht zu vernachlässigen ist, hängt der nach dem Bestrahlungsende gemessene Wert einer strahlungsabhängigen Größe von dem Zeitpunkt der Messung und von der Bestrahlungsdauer ab. Verschiedene Bestrahlungsexperimente können nur miteinander verglichen werden, wenn die einzelnen Meßergebnisse auf die zeitabhängigen Ausheileffekte korrigiert wurden. Unabhängig von den unterschiedlichen Bestrahlungszeiten kann dann die Fluenzabhängigkeit einer Größe analysiert werden. Um dann Aussagen über die Einsetzbarkeit in einem HEP-Experiment zu erhalten, sind die Ausheileffekte gemäß der Zeitabhängigkeit der Strahlung in dem entsprechenden Experiment zu berücksichtigen. Hier ist z.B. zwischen den Zeiten des laufenden Experiments, während der gleichzeitig zur Schädigung auch Ausheilung stattfindet und den Pausen, in denen nur die Ausheilung relevant ist, zu unterscheiden.

Im folgendem wird der mathematische Ansatz für die Ausheileffekte dargestellt, der für die anschließend betrachteten Analysen benutzt wurde. Hierbei sei zunächst davon ausgegangen, daß die Generation und die Ausheilung der verschiedenen Defektarten unabhängig von einander sind und deshalb separat betrachtet werden können.

Für eine beliebige Defektart läßt sich folgender Ansatz formulieren:

- Die **Generation** eines spezifischen Defektes ist differentiell betrachtet proportional zu der im Zeitintervall dt akkumulierten Fluenz $d\Phi$, wobei die Generationsrate g nicht unbedingt konstant ist, sondern vom betrachteten Zeitpunkt t abhängen kann.

$$dK^+(t) = g(t) d\Phi \quad (5.29)$$

- Die **Ausheilung** des spezifischen Defektes ist proportional zur Defektkonzentration $K(t)$ im betrachteten Zeitpunkt t und zum Zeitintervall dt . Dies entspricht bei konstanter Temperatur einer exponentiellen Zeitabhängigkeit mit der charakteristischen Zeitkonstanten τ .

$$dK^-(t) = -\frac{1}{\tau} K(t) dt \quad (5.30)$$

- Differentiell betrachtet sind die Generation und die Ausheilung des spezifischen Defektes voneinander unabhängig, so daß die Änderung der Defektkonzentration die Summe der beiden Prozesse ist.

$$dK(t) = dK^+(t) + dK^-(t) \quad (5.31)$$

Insgesamt ergibt sich damit die zeitliche Änderung der Defektkonzentration eines spezifischen Defektes zu

$$\frac{dK(t)}{dt} = g(t) \frac{d\Phi}{dt} - \frac{1}{\tau} K(t), \quad (5.32)$$

wobei $\Phi(t=0) = 0$ und $K(t=0) = 0$ sei.

Für die Lösung dieser Differentialgleichung muß die individuelle Funktion der Generation $g(t)$ bekannt sein. In Kap. 5.1 sind zwei prinzipiell verschiedene Abhängigkeiten diskutiert worden, die hier zu berücksichtigen sind:

$$g_1(t) = g \quad (5.33)$$

$$g_2(t) = c(N - K_2(t)) \quad (5.34)$$

Die konstante Defekterzeugungsrate g ergibt eine lineare Abhängigkeit der Defektkonzentration K_1 von der Fluenz, wie sie z.B. bei dem Anstieg des Volumenstroms (vgl. Gl. 5.15) oder bei der Bildung neuer Akzeptorzustände (vgl. Gl. 5.9) beobachtet wurde. Insbesondere bedeutet eine konstante Defekterzeugungsrate, daß die Generation zu jedem Zeitpunkt unabhängig von der bereits stattgefundenen Schädigung und unabhängig von der Ausheilung ist.

Komplizierter ist der zweite Fall, bei dem die Defekterzeugungsrate $g_2(t)$ selber wieder von der zum Zeitpunkt t vorhandenen Defektkonzentration $K_2(t)$ abhängt. Dies ist z.B. bei der Bildung von Komplexdefekten, die Fremdatome beinhalten, zu berücksichtigen. Dann ist die Defekterzeugung proportional zu der zum Zeitpunkt t vorhandenen Konzentration der noch nicht in einem Defekt gebundenen Fremdatome. Mit N sei die Konzentration des für den betrachteten Defekt relevanten Fremdatoms, z.B. Phosphor oder Bor bezeichnet, und $K_2(t)$ ist dann die Konzentration der $V - P$ - bzw. $V - B$ -Defekte. In diesem Fall ist insbesondere zu beachten, daß die Generation sowohl von der bereits stattgefundenen Schädigung als auch von deren Ausheilung abhängig ist.

Zunächst sei die Zeitabhängigkeit der Defektkonzentration K_1 betrachtet, deren Generationsrate g konstant ist. Unter Anwendung von Laplace-Transformationen ergibt sich als Lösung von Gl. 5.32 das Faltungsintegral

$$K_1(t) = \int_0^t g \frac{d\Phi}{dt'} e^{-\frac{t-t'}{\tau}} dt'. \quad (5.35)$$

Im folgenden sei der Spezialfall betrachtet, daß der Fluß während einer Bestrahlung konstant ist:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \begin{cases} \varphi = \text{const.} & \text{für } 0 \leq t \leq T \\ 0 & \text{für } t > T, \end{cases} \quad (5.36)$$

wobei T die Bestrahlungsdauer ist.

Für die einzelnen Bestrahlungen, die im Rahmen dieser Untersuchungen durchgeführt wurden, ist diese Bedingung bereits bei den Bestrahlungsexperimenten berücksichtigt worden. Zur Kontrolle wurde der Fluß bei jeder individuellen Bestrahlung aufgezeichnet, und für alle Bestrahlungen ist die Bedingung eines konstanten Flusses sehr gut erfüllt.

Mit dieser Bedingung vereinfacht sich Gl. 5.35 zu

$$\underbrace{K_1(t) = g\Phi \frac{\tau}{T} \left[1 - e^{-\frac{T}{\tau}} \right] e^{-\frac{t-T}{\tau}}}_{= K_1(T)}, \quad (5.37)$$

die die Defektkonzentration zu einem beliebigen Zeitpunkt nach einer Bestrahlung ($t \geq T$) angibt. $K_1(T)$ ist die Defektkonzentration am Ende einer Bestrahlung mit der Fluenz Φ in der Zeit T . Diese Defekte heilen dann in der Zeit nach dem Ende der Bestrahlung ($t - T$) mit ihrer charakteristischen Zeitkonstanten τ aus.

Die Differentialgleichung (Gl. 5.32) läßt sich für den zweiten zu betrachtenden Fall, mit der zeitabhängigen Generation $g_2(t)$, nur mit der Zusatzbedingung einer Bestrahlung mit konstantem Fluß analytisch lösen. Es gelte also weiter der in Gl. 5.36 beschriebene Fall eines für die Dauer der Bestrahlung T konstanten Flusses. Für einen beliebigen Zeitpunkt $t \geq T$ ergibt sich dann entsprechend zu Gl. 5.37 für die Defektkonzentration

$$\underbrace{K_2(t) = N \frac{c\Phi}{\frac{T}{\tau} + c\Phi} \left[1 - e^{-\left(\frac{T}{\tau} + c\Phi\right)} \right] e^{-\frac{t-T}{\tau}}}_{= K_2(T)}. \quad (5.38)$$

Bisher wurde das Zusammenspiel von Schädigung und Ausheilung jeweils für eine kontinuierliche Bestrahlung dargestellt. Als nächstes sollen aufeinander folgende Bestrahlungen betrachtet werden. Eine *sukzessive Bestrahlung* umfaßt dabei m Teilbestrahlungen mit jeweils konstantem Fluß. Als Zeitnullpunkt, $t = 0$, wird der Beginn der ersten Bestrahlung gewählt, und t_j bezeichne das Ende der j -ten Bestrahlung mit der Bestrahlungsdauer T_j und der Fluenz Φ_j .

Als erstes sei hier wieder eine konstante Defektgenerationsrate g angenommen. Dies bedeutet auch, daß die einzelnen Bestrahlungen bezüglich Schädigung und Ausheilung unabhängig voneinander sind. Die zu einem beliebigen Zeitpunkt t vorhandene Defektkonzentration ergibt sich somit direkt als Summe der Defektkonzentration der Einzelbestrahlungen nach Gl. 5.37 zu

$$K_1(t) = \sum_{j=1}^m g\Phi_j \frac{\tau}{T_j} \left[1 - e^{-\frac{T_j}{\tau}} \right] e^{-\frac{t-t_j}{\tau}}. \quad (5.39)$$

Bei einer Defektgeneration gemäß Gl. 5.34, die von der Konzentration eines Fremdatomes N und den aktuell vorhandenen Defekten abhängig ist, kann die Defektkonzentration $K(t)$ nach m Bestrahlungsschritten nicht in die einzelnen Anteile separiert werden. Denn die Defektgeneration in einer nachfolgenden Bestrahlung hängt nicht nur von der bisherigen Schädigung ab, sondern auch von der Ausheilung. So stehen z.B. nach der Ausheilung von einigen $V - P$ -Defekten wieder mehr 'freie' Phosphoratome für die Bildung

neuer Defekte zur Verfügung. Die Defektkonzentration zu einem beliebigen Zeitpunkt t nach der m -ten Bestrahlung erhält man als Lösung der entsprechenden Differentialgleichung Gl. 5.32 mit der Anfangsbedingung, daß die Defektkonzentration zu Beginn der m -ten Bestrahlung nicht Null ist, sondern sich aus der vorhergehenden Schädigung und deren Ausheilung ergibt. Unter Anwendung der Laplace-Transformationen ergibt sich mit $\Phi = \sum_{j=1}^m \Phi_j$ und $\Phi_j^* = \sum_{i=1}^j \Phi_i$

$$K_2(t) = \left[\sum_{j=1}^m N_j e^{-\left(\frac{t_m-t_j}{\tau} + c(\Phi - \Phi_j^*)\right)} \right] e^{-\frac{t-t_m}{\tau}}, \quad (5.40)$$

mit der Hilfsgröße

$$N_j = N \frac{c\Phi_j}{\frac{T_j}{\tau} + c\Phi_j} \left[1 - e^{-\left(\frac{T_j}{\tau} + c\Phi_j\right)} \right]. \quad (5.41)$$

Bisher wurde jeweils die Konzentration eines speziellen Defektes betrachtet. Für die Fluenz- und Zeitabhängigkeit der einzelnen Meßgrößen sind dann jeweils alle relevanten Defektarten K_i mit ihren charakteristischen Zeitkonstanten τ_i zu berücksichtigen. Da die einzelnen Defektarten nicht bekannt sind, sei M_i der zu K_i proportionale Beitrag zur Meßgröße M . Dann ist

$$M(t) = \sum_{i=1}^n M_i(t) = \sum_{i=1}^n a_i K_i(t) \quad (5.42)$$

der fluenz- und zeitabhängige Meßwert zur Zeit t .

Der zeitunabhängige Meßwert, der nur die Fluenzabhängigkeit beinhaltet, ist

$$M_0 = \sum_{i=1}^n M_{i,0} = \sum_{i=1}^n a_i K_i(\Phi), \quad (5.43)$$

wobei $K_i(\Phi)$ die Konzentration der i -ten Defektart sei, die nach einer Bestrahlung mit der Fluenz Φ vorhanden wäre, wenn keine Selbstausheilung stattgefunden hätte.

Zunächst sei wieder der Fall einer zeit- und fluenzunabhängigen Defektgeneration betrachtet. Für die Meßgröße M seien also nur Defekte mit konstanter Generationsrate g_i relevant. Dann gilt

$$M_0 = \sum_{i=1}^n a_i g_i \Phi = \left[\sum_{i=1}^n a_i g_i \right] \Phi \quad (5.44)$$

In diesem Fall ist dann auch die Meßgröße M proportional zur Fluenz und die Zeitabhängigkeit läßt sich mit Gl. 5.37 fluenzunabhängig beschreiben durch

$$\frac{M(t)}{M_0} = \sum_{i=1}^n A_i \underbrace{\frac{\tau_i}{T} \left[1 - e^{-\frac{T}{\tau_i}} \right]}_{d_i(T)} e^{-\frac{t-T}{\tau_i}}, \quad (5.45)$$

mit

$$A_i = \frac{a_i g_i}{\sum_{l=1}^n a_l g_l} \quad \text{und} \quad \sum_{i=1}^n A_i = 1. \quad (5.46)$$

Hierbei gibt $d_i(T)$ die Ausheilung während der Bestrahlung an, und die Exponentialfunktion beschreibt die Ausheilung in der Zeit nach dem Ende der Bestrahlung.

Zur Bestimmung der Zeitkonstanten τ_i und der zugehörigen Amplituden A_i wird die betreffende Meßgröße als Funktion der Zeit nach Ende der Bestrahlung, $t' = t - T$, gemessen und analysiert. Als *Ausheilkurve* ergibt sich eine Summe von Exponentialfunktionen

$$\frac{M(t')}{M(T)} = \sum_{i=1}^n A_i^* e^{-\frac{t'}{\tau_i}} \quad (5.47)$$

mit den Amplituden

$$A_i^* = \frac{A_i d_i(T)}{\sum_{l=1}^n A_l d_l(T)}, \quad (5.48)$$

wobei

$$d_i(T) = \frac{\tau_i}{T} \left[1 - e^{-\frac{T}{\tau_i}} \right] \quad (5.49)$$

die Abhängigkeit von der jeweiligen Bestrahlungsdauer beschreibt. Hierbei ist zu beachten, daß nur die Anteile mit $\tau_i \gtrsim T$ meßbar sind, da für $\tau_i \ll T$ $d_i \sim 0$ ist und somit keinen Beitrag zu $M(t')$ liefert.

Aus den nach kurzen Bestrahlungen (hier $T = 5 \text{ min}$) gemessenen Ausheilkurven lassen sich die fluenz- und zeitunabhängigen Zeitkonstanten τ_i und deren Amplituden A_i bestimmen. Mit diesen Parametern gibt Gl. 5.45 für jeden Zeitpunkt t nach einer Bestrahlung der Dauer T an, welcher Anteil noch nicht ausgeheilt ist. Hiermit lassen sich die Meßwerte auf die Ausheileffekte korrigieren, so daß die Fluenzabhängigkeit unabhängig vom Zeitpunkt der Messung studiert werden kann. Diese Korrektur auf die Ausheileffekte ist Voraussetzung, um die Ergebnisse verschiedener Bestrahlungsexperimente von unterschiedlicher Dauer und mit unterschiedlichem Fluß zu vergleichen.

Die so gewonnenen Ergebnisse der Fluenzabhängigkeit können dann wiederum mit Gl. 5.45 auf eine reale Bestrahlungssituation umgerechnet werden. Mit der Kenntnis der Zeitabhängigkeit des Teilchenflusses in einem HEP-Experiment kann somit für einen beliebigen Zeitpunkt t der zu erwartende Wert $M(t)$ angegeben werden.

In Gl. 5.44 wurde eine Meßgröße betrachtet, für die nur Defekte mit konstanten Generationsraten gemäß Gl. 5.33 relevant sind. Daraus ergab sich dann die Zeitabhängigkeit der Ausheilung (Gl. 5.45), die nicht von der Fluenz abhängt, und dementsprechend ist auch die Ausheilkurve Gl. 5.47 fluenzunabhängig. Eine zeitabhängige Generationsrate, wie in Gl. 5.34 beschrieben, hat z.B. der $V - P$ -Defekt, dessen Bildung von der Phosphorkonzentration abhängt. Die zugehörige Meßgröße ist die Verringerung der Donatorkonzentration, d.h. $M(t) = N_{D,0} - N_D(t)$. Bei hochreinem mit Phosphor dotiertem Silizium ist die Donatorkonzentration des ungeschädigten Materials $N_{D,0}$ gleich der Phosphorkonzentration, und damit gilt $M(t) = K_{V-P}(t)$. Die Zeitabhängigkeit wird durch

Gl. 5.38 beschrieben. $K_{V-P}(\Phi)$ bezeichne die Konzentration der Defekte für den Fall, daß keine Ausheilung stattfinden würde. Das Verhältnis der Defektkonzentration zum Zeitpunkt t zur Konzentration der Defekte ohne Selbstausheilung ergibt sich danach zu

$$\frac{K_{V-P}(t)}{K_{V-P}(\Phi)} = \underbrace{\frac{\frac{c_D \Phi}{\tau_D + c_D \Phi} \left[1 - e^{-\left(\frac{T}{\tau_D} + c_D \Phi \right)} \right]}{1 - e^{-c_D \Phi}}}_{= d_{V-P}(T)} e^{-\frac{t-T}{\tau_D}}. \quad (5.50)$$

Hierbei gibt $d_{V-P}(T)$ wieder die Ausheilung während der Bestrahlung an. Im Gegensatz zu $d_i(T)$ für Defekte mit konstanter Generationsrate in Gl. 5.45 hängt $d_{V-P}(T)$ noch von der Fluenz Φ ab. Daraus folgt, daß es für die Verringerung der Donatorkonzentration keine fluenz- und flußunabhängige Ausheilkurve gibt. Nach Bestrahlungsende wird weiterhin wie in Gl. 5.47 eine exponentielle Verringerung der Defektkonzentration erwartet, aber die Amplitude der Ausheilkurve hängt nicht nur von der Bestrahlungsdauer, sondern gemäß $d_{V-P}(T)$, Gl. 5.50 auch von der Fluenz ab.

Bereits beim ungeschädigten Material kann die Donatorkonzentration $N_{D,0}$ mit kapazitiven Methoden nicht separat von der Akzeptorkonzentration $N_{A,0}$ gemessen werden. Es ist immer nur die effektive Dotierungskonzentration $N_{eff} = N_D - N_A$ meßbar, und da sich durch die Bestrahlung auch die Akzeptorkonzentration ändert (siehe Kap. 5.1.3), ist die Änderung in der effektiven Dotierungskonzentration ΔN_{eff} die hier zu betrachtende, bestrahlungsabhängige Meßgröße. Nach Gl. 5.8, S. 101 sind hier drei Komponenten zu berücksichtigen. Für die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration ergibt sich danach

$$\Delta N_{eff}(t) = \underbrace{[N_{D,0} - N_D(t)]}_{K_{V-P}(t)} - \underbrace{[N_{A,0} - N_A(t)]}_{K_{V-B}(t)} + N_{A'}(t). \quad (5.51)$$

Die Verringerung der Donatorkonzentration wird, wie zuvor ausgeführt, der Bildung von $V-P$ -Defekten zugeordnet. Wenn τ_D die Zeitkonstante für die Ausheilung dieses Defektes ist, gilt nach Gl. 5.38

$$K_{V-P}(t) = N_{D,0} \frac{\frac{c_D \Phi}{\tau_D + c_D \Phi} \left[1 - e^{-\left(\frac{T}{\tau_D} + c_D \Phi \right)} \right]}{1 - e^{-c_D \Phi}} e^{-\frac{t-T}{\tau_D}}. \quad (5.52)$$

Entsprechend bewirkt die Bildung der $V-B$ -Defekte eine Reduktion der Akzeptorkonzentration. Die zugehörige Zeitkonstante der Ausheilung sei mit τ_A bezeichnet. Ebenfalls nach Gl. 5.38 gilt dann

$$K_{V-B}(t) = N_{A,0} \frac{\frac{c_A \Phi}{\tau_A + c_A \Phi} \left[1 - e^{-\left(\frac{T}{\tau_A} + c_A \Phi \right)} \right]}{1 - e^{-c_A \Phi}} e^{-\frac{t-T}{\tau_A}}. \quad (5.53)$$

Zusätzlich zur Reduktion der ursprünglichen Donator- und Akzeptorkonzentrationen zeigte die Analyse der Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentrationen einen fluenzproportionalen Anstieg von Akzeptorzuständen. Diese Komponente, die in Gl. 5.51

mit $N_{A'}$ bezeichnet wurde, ist die Summe aller Defekte mit konstanter Generationsrate g_k . Für die Meßgröße $N_{A'}(t)$ sind in Gl. 5.42 die Defektkonzentrationen nach Gl. 5.37 einzusetzen, und daraus ergibt sich

$$N_{A'}(t) = \sum_{k=1}^n a_k g_k \Phi \frac{\tau_k}{T} \left[1 - e^{-\frac{T}{\tau_k}} \right] e^{-\frac{t-T}{\tau_k}}, \quad (5.54)$$

mit

$$a_k = \begin{cases} 1 & \text{für akzeptorartige Defektniveaus} \\ 0 & \text{für elektrisch inaktive Defekte} \\ -1 & \text{für donatorartige Defektniveaus.} \end{cases} \quad (5.55)$$

In der Fluenzabhängigkeit einer Meßgröße können Defekte mit konstanter Generationsrate nicht separiert werden, da immer nur die Summe $\sum_{k=1}^n a_k g_k$ als Generationsrate gemessen wird. Die Beteiligung verschiedener Defekte an der Meßgröße wird erst bei der Untersuchung der Zeitabhängigkeit sichtbar. Wenn sich die Ausheilkurve, die nach dem Ende der Bestrahlung gemessen wird, als Summe von Exponentialfunktionen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten τ_i darstellen lässt (Gl. 5.47), so ist davon auszugehen, daß verschiedene Defektarten für die untersuchte Meßgröße relevant sind.

In den nächsten Abschnitten werden die Untersuchungen der Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration, des Volumenstromes und des Ladungssammelungsverlustes vorgestellt und anhand der hier dargestellten Zusammenhänge diskutiert. Eine vollständige Analyse gemäß der in diesem Abschnitt entwickelten mathematischen Beschreibung ist dadurch begrenzt, daß im Rahmen dieser Untersuchungen keine Zuordnung der gemessenen Zeitkonstanten zu einzelnen Defektarten möglich war.

5.2.2 Effektive Dotierungskonzentration

Die strahleninduzierten Defekte heilen zum Teil bereits bei Raumtemperatur aus. Abhängig von der jeweiligen Aktivierungsenergie ergeben sich defektspezifisch unterschiedliche Zeitkonstanten (vgl. Gl. 5.26). Diese Änderung der Defektkonzentration zeigt sich auch in einer Zeitabhängigkeit der Detektoreigenschaften. In diesem Abschnitt wird die Zeitabhängigkeit der strahleninduzierten Änderung der Dotierungskonzentration dargestellt und diskutiert.

In Abb. 5.18 ist die gemessene zeitliche Veränderung von ΔN_{eff} dargestellt. Für diese Untersuchung wurden speziell einige Detektoren nur 5 min bis maximal 15 min bestrahlt, um die Ausheilungseffekte während der Bestrahlung möglichst gering zu halten. Aufgrund des experimentell begrenzten Neutronenflusses bedeutet dies gleichzeitig eine Beschränkung auf Fluenzen bis $4 \cdot 10^{12} n/cm^2$. Für die Analyse mußte zunächst die Vergleichbarkeit der nach unterschiedlichen Bestrahlungssituationen gemessenen Ausheilkurven ermöglicht werden. Deshalb wurden die Meßwerte auf die Selbstausheilungseffekte während der individuellen Bestrahlungszeit T korrigiert und auf den Wert zur Zeit $t = 0$ normiert. Da hierfür bereits das Ausheilverhalten bekannt sein muß, wurde im ersten Schritt die Ausheilkurve eines Detektors analysiert und der Normierung zugrunde gelegt. Diese Normierung ergab eine gemeinsame Ausheilkurve für alle Detektoren, mit der die Meßwerte erneut auf die Ausheilung während der Bestrahlung korrigiert und auf den Wert

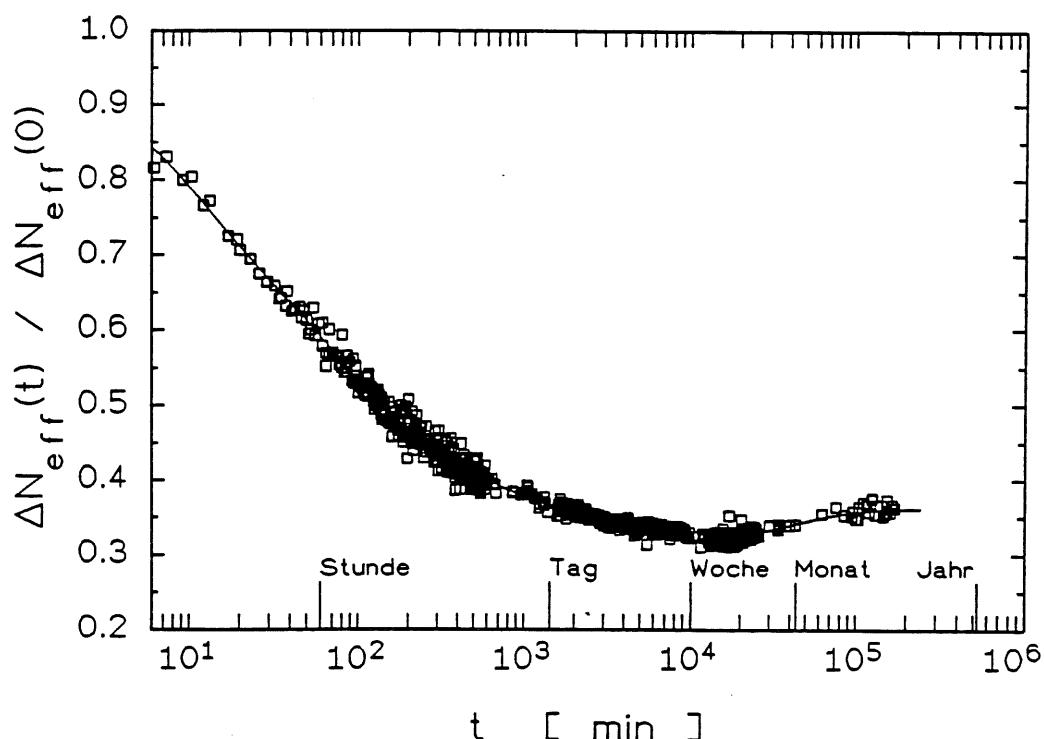


Abb. 5.18: Zeitabhängigkeit der strahleninduzierten Änderung der effektiven Dotierungskonzentration für die Ausheilung bei Raumtemperatur.

zur Zeit $t = 0$ normiert wurden. Die sich mit diesem letzten Iterationsschritt ergebenen Daten sind in Abb. 5.18 gegen die Zeit t aufgetragen.

Die Analyse ergab

$$\frac{\Delta N_{eff}(t)}{\Delta N_{eff}(0)} = \sum_{i=1}^6 A_i e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad (5.56)$$

mit den in Tab. 5.1 aufgeführten Zeitkonstanten τ_i und deren relativen Amplituden A_i .

Die Bestimmung der Zeitkonstanten und Amplituden erfolgte nicht durch eine globale Anpassung. Bei der Analyse wurde mit großen Zeiten begonnen, bei denen die Kompo-

Zeitkonstante τ_i [min]	Relative Amplituden A_i
$(9.40 \pm 0.80) \cdot 10^0$	0.214 ± 0.030
$(6.87 \pm 0.14) \cdot 10^1$	0.262 ± 0.007
$(3.43 \pm 0.12) \cdot 10^2$	0.118 ± 0.008
$(4.00 \pm 0.04) \cdot 10^3$	0.097 ± 0.002
$(7.52 \pm 0.02) \cdot 10^4$	-0.107 ± 0.001
∞	0.417 ± 0.004

Tab. 5.1: Zeitkonstanten und relative Amplituden für die Ausheilung der strahleninduzierten Änderung der effektiven Dotierungskonzentration $\Delta N_{eff}(t) / \Delta N_{eff}(0)$ (vgl. Abb. 5.18).

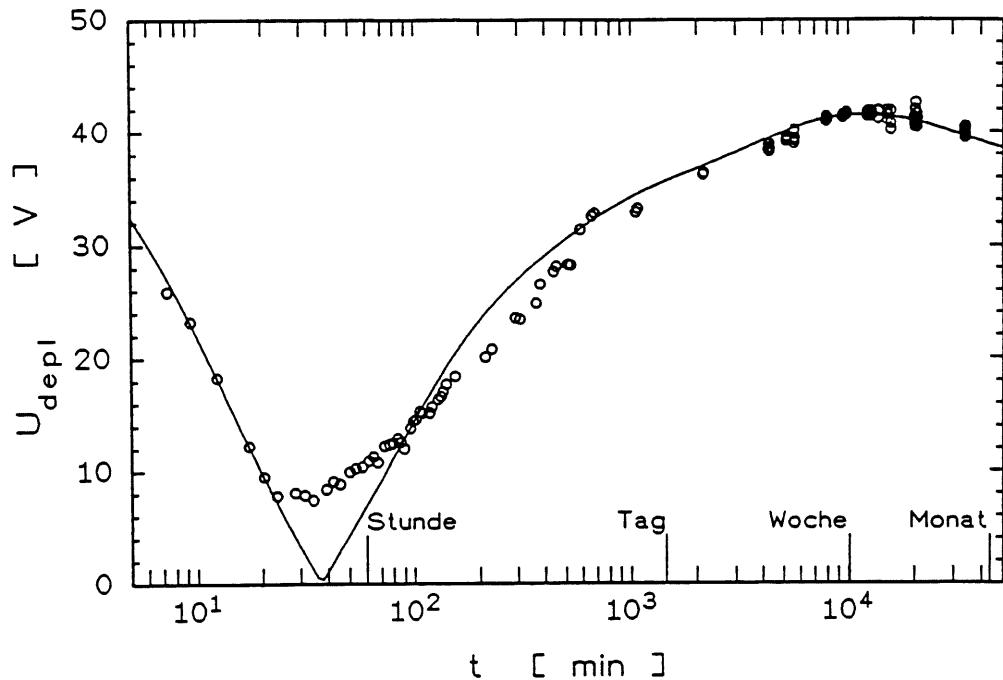


Abb. 5.19: Nach einer Bestrahlung mit $\Phi = 3.88 \cdot 10^{12} n/cm^2$ in Abhängigkeit von der Zeit gemessene Spannung für vollständige Verarmung U_{depl} . Die durchgezogene Kurve zeigt die mit den Parametern in Tab. 5.1 für diesen Detektor berechnete Zeitabhängigkeit.

nenten mit kürzeren Zeitkonstanten bereits vollständig ausgeheilt sind. In der halblogarithmischen Auftragung mit linearer Zeitskala wurde der Zeitbereich bestimmt, in dem nur eine Zeitkonstante τ_i relevant ist. Dies zeigt sich in einer Geraden mit der Steigung $-\tau_i^{-1}$. In diesem Zeitbereich wurde die Amplitude und die Zeitkonstante mittels linearer Regression berechnet. Der Anteil dieser Komponente wurde gemäß ihrer Zeitkonstante und Amplitude von allen Werten bei kleineren Zeiten subtrahiert und dann nach gleichem Verfahren die nächst kleinere Zeitkonstante bestimmt. Bei dieser Methode wird die Anzahl der Exponentialfunktionen nicht vorgegeben, und jede Zeitkonstante und Amplitude kann nahezu unabhängig von den übrigen Komponenten ermittelt werden. Die bei der linearen Regression ermittelte Standardabweichung ist in Tab. 5.1 mit angegeben.

Die Summe der 6 Exponentialfunktionen ist in Abb. 5.18 eingezeichnet und beschreibt sehr gut die gemessene Zeitabhängigkeit der strahleninduzierten Verringerung der effektiven Dotierungskonzentration.

Als Beispiel ist in Abb. 5.19 die gemessene Spannung für vollständige Verarmung U_{depl} eines durch die Bestrahlung p-leitend gewordenen Detektors aufgetragen, der aufgrund der Ausheilung wieder rekonvertiert ist. Ebenfalls eingezeichnet ist der für diesen Detektor und dessen Bestrahlung mit der Ausheilfunktion von ΔN_{eff} nach Gl. 5.56 berechnete zeitliche Verlauf von U_{depl} . Auffällig ist, daß die gemessene Spannung U_{depl} auch zum Zeitpunkt der Rekonvertierung, bei dem $U_{depl} = 0$ erwartet wird, deutlich von Null verschieden ist. Im Zeitbereich der Änderung des Leitungstyps wird eine minimale Verarmungsspannung von $U_{min} \approx 8 V$ gemessen. Das Auftreten einer von Null verschiedenen

Minimalspannung ist wahrscheinlich auf die auch bei p-leitendem Grundmaterial vorhandene oberflächennahe n-leitende Schicht zurückzuführen (vgl. Kap. 5.1.2). Aus diesem Grunde wurden die Meßwerte im jeweiligen Bereich der Rekonvertierung nicht mit zur Bestimmung der Ausheilfunktion von ΔN_{eff} herangezogen.

Nicht nur bei der Rekonvertierung aufgrund der Ausheilung ist zu beachten, das U_{depl} durch eine minimale Spannung von etwa 8 V begrenzt wird, sondern auch bei der Konvertierung des ursprünglich n-leitenden Materials zur p-Leitung ist dieser Effekt zu beobachten. Abgesehen von diesem zusätzlichen Effekt durch die dünne n-leitende Schicht ist die Ausheilung in ΔN_{eff} unabhängig vom Leitungstyp des Materials.

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt dargestellt, ist für die Ausheilung zu berücksichtigen, daß die Verringerung der effektiven Dotierungskonzentration nicht proportional zur Fluenz ist (vgl. Gl. 5.51). Die Bildung von $V - P$ -Defekten und $V - B$ -Defekten hängt jeweils von der Phosphor- bzw. Borkonzentration ab und besitzt deshalb keine konstante Generationsrate. Da die Zeitkonstanten für die Ausheilung dieser Defekte nicht bekannt sind, ist eine Zuordnung dieser Defekte zu den gemessenen Ausheilzeitkonstanten nicht möglich. Bereits für die oben angeführte Korrektur auf die Ausheilung während der Bestrahlung wurde deshalb mit den Ausheilfaktoren für eine konstante Generationsrate gerechnet. Der sich hieraus ergebene Fehler ist aber für die betrachteten Bestrahlungszeiten und Fluenzen vernachlässigbar klein. Die größte Abweichung würde bei der kleinsten Zeitkonstante von $\tau = 9.4 \text{ min}$ auftreten, die aus den Messungen nach Bestrahlungen von $T = 5 \text{ min}$ bestimmt wurden. Alle weiteren Zeitkonstanten sind groß gegen T , und damit ist die Ausheilung dieser Komponenten während der Bestrahlung zu vernachlässigen. Für eine obere Fehlergrenze sei einmal angenommen, daß der $V - P$ -Defekt mit der kürzesten Zeitkonstante ausheilt, obwohl die hohe Ausheiltemperatur dieses Defektes eine wesentlich höhere Zeitkonstante erwarten läßt. Mit $c = 3.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ (S. 99) ergibt sich für $\Phi = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nach Gl. 5.50 der Ausheilfaktor dieser Komponente zu $d_{V-P}(T = 5 \text{ min}) = 0.780$. Mit der Annahme einer konstanten Generationsrate ergibt sich für $\tau = 9.4 \text{ min}$ der von dem Wert der Generationsrate und von der Fluenz unabhängige Ausheilfaktor nach Gl. 5.49 zu $d(T = 5 \text{ min}) = 0.776$. Für kurze Bestrahlungszeiten ist demnach die Annahme konstanter Generationsraten zulässig.

Die durch Gl. 5.56 beschriebene Zeitabhängigkeit mit den in Tab. 5.1 angegebenen Zeitkonstanten und relativen Amplituden wurde für die Korrektur der Meßwerte auf die Ausheilung während der Bestrahlung und bis zum Zeitpunkt der Messung benutzt. Für die Analyse der Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration ist es notwendig die Meßwerte auf die Zeitabhängigkeit zu korrigieren. Erst so werden auch Bestrahlungsexperimente mit unterschiedlichen Flüssen vergleichbar. Für die Messungen der Kapazitäts- und Sperrstromcharakteristiken wurde die Bestrahlung unterbrochen. Die Ausheilung während der Bestrahlungspausen und während der nachfolgenden Bestrahlungen ist ebenfalls zu berücksichtigen.

Bei den grundsätzlichen Überlegungen zur Ausheilung von strahleninduzierten Defekten (Kap. 5.2.1) wurde auch auf die Defektkonzentrationen bei einer sukzessiven Bestrahlung eingegangen. Gl. 5.39, S. 115 beschreibt den Zusammenhang für eine Defektart mit konstanter Generationsrate. In diesem Fall sind die Ausheilfaktoren unabhängig von der Generationsrate, und die Korrektur auf Selbstausheilung kann ohne Kenntnis der Generationsrate erfolgen. Anders ist dies z.B. bei $V - P$ - und $V - B$ -Defekten, die von der Phosphor- bzw. Borkonzentration abhängig sind. Dann ist die Ausheilung, wie

in Gl. 5.38 für eine kontinuierliche Bestrahlung und in Gl. 5.40 für eine sukzessive Bestrahlung beschrieben, von der Generation der Defekte abhängig. Voraussetzung für eine korrekte Berücksichtigung der Ausheilungseffekte ist demnach nicht nur die Kenntnis der defektspezifischen Zeitkonstanten, sondern hierfür muß bereits auch die jeweilige Fluenzabhängigkeit quantitativ bekannt sein.

Beide Voraussetzungen sind bei den durchgeführten Untersuchungen nicht erfüllt, deshalb wurden für die Untersuchung der Fluenzabhängigkeit sukzessive Bestrahlungen mit jeweils konstantem Fluß herangezogen. Dadurch besteht die Möglichkeit bei einer insgesamt langen Bestrahlung die Ausheilung für jedes Bestrahlungsintervall einzeln zu berücksichtigen. Für jede Teilbestrahlung wurde jeweils näherungsweise von einer konstanten Generationsrate ausgegangen und die Korrektur auf Selbstausheilung nach Gl. 5.37 durchgeführt. Für jeden Meßwert konnten so sukzessive die Anteile der einzelnen vorhergehenden Bestrahlungen berücksichtigt werden. Diese Vorgehensweise bedeutet, daß für die Berücksichtigung der Ausheilungseffekte die Fluenzabhängigkeit von ΔN_{eff} entsprechend den einzelnen Bestrahlungsschritten jeweils stückweise linear angesetzt wurde.

Auf diese Weise wurden Bestrahlungen verschiedener Detektoren mit deutlich unterschiedlichen Teilchenflüssen ($8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bis $1.2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) jeweils auf die Ausheilungseffekte korrigiert und ergaben übereinstimmend dieselbe Fluenzabhängigkeit (siehe Kap. 5.1.3, S. 96).

Wie bereits aus der Ausheilkurve Abb. 5.18 ersichtlich ist keine vollständige Ausheilung der strahleninduzierten Veränderung in N_{eff} zu beobachten. Vielmehr ist nach etwa $2 \cdot 10^4 \text{ min}$ ein erneuter Anstieg in ΔN_{eff} festzustellen. Insbesondere führt dies dazu, daß Detektoren nach einer Bestrahlung von etwa $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ nicht wieder rekonvertieren. Dies

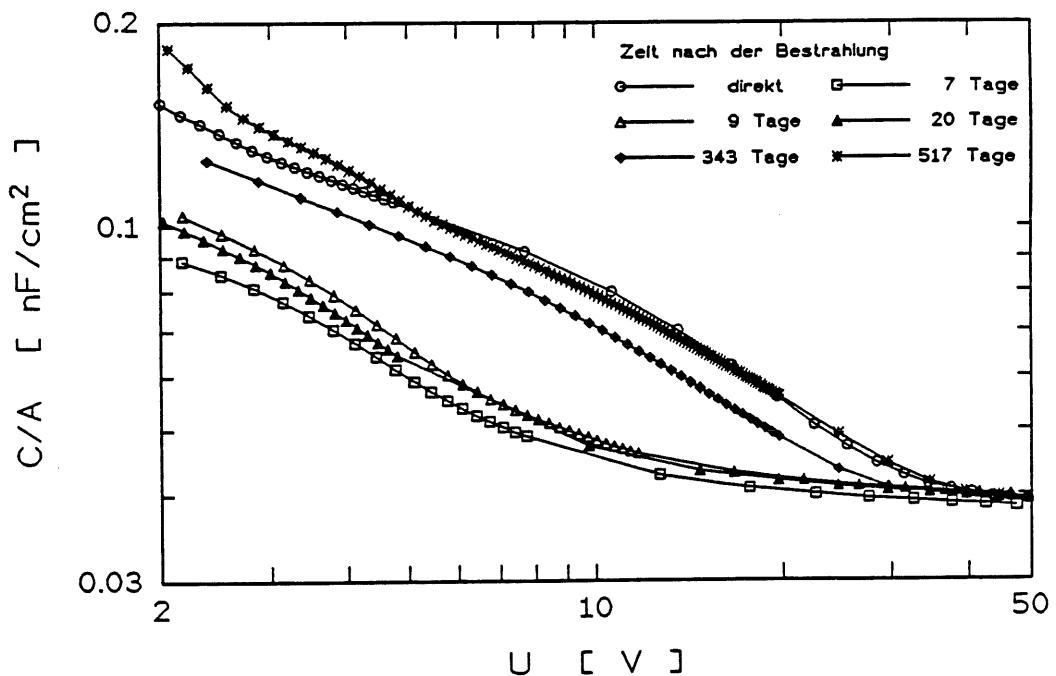


Abb. 5.20: Zeitabhängigkeit der $C - V$ -Charakteristiken eines konvertierten Detektors bis 1.5 Jahre nach der Bestrahlung mit $1.13 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$.

zeigt sich auch in den gemessenen Kapazitätscharakteristiken, die auch lange Zeit nach der Bestrahlung annähernd die gleiche für konvertierte Detektoren typische Form der $C - V$ -Kurve aufweisen. Exemplarisch ist die Zeitabhängigkeit der $C - V$ -Charakteristik nach einer Bestrahlung mit $1.13 \cdot 10^{13} n/cm^2$ in Abb. 5.20 dargestellt. In den ersten 10 Tagen nach der Bestrahlung ist nur eine Verschiebung der Spannung für vollständige Verarmung sichtbar, während sich die Kurvenform nicht verändert.

Der Vergleich der Messungen 1.5 Jahre und direkt nach der Bestrahlung mit jeweils dem gleichen Wert für U_{dep} macht deutlich, daß die $C - V$ -Charakteristik innerhalb eines Jahres nach der Bestrahlung auch eine geringe Änderung der Form aufweist.

Eine Erklärung für die beobachtete zeitliche Veränderung, die auch an $C - V$ -Charakteristiken von Gill et al. [Gil92] ersichtlich ist, gibt es bisher noch nicht; sie ist sicherlich direkt mit dem speziellen Verlauf der $C - V$ -Charakteristik konvertierter Detektoren verknüpft, dessen Ursache aber auch noch offen ist.

Auch wenn die Zeitabhängigkeit der Form der $C - V$ -Charakteristik sehr gering ist, so führt sie doch zu Unsicherheiten bei der Auswertung der Kapazitätsmessungen nach sehr hohen Fluenzen. Die $400\mu m$ dicken Detektoren benötigen bei sehr hohen Dotierungskonzentrationen Spannungen von mehr als $500V$ zur vollständigen Verarmung. Da aber meßtechnisch nur Messungen bis maximal $U = 500V$ möglich waren, konnte in diesen Fällen U_{dep} nicht direkt bestimmt werden. Bei bekannter Spannungsabhängigkeit der Kapazität konnte U_{dep} mit sehr hoher Genauigkeit aus der Kapazitätscharakteristik unterhalb der vollständigen Verarmung bestimmt werden. Dies trifft, wie der Vergleich in Abb. 5.4, S. 85 zeigt, für alle fluenzabhängigen Messungen und kurze Zeit nach der Bestrahlung zu. Bezuglich der Untersuchungen des Langzeitverhaltens sind die Unsicherheiten aufgrund der zeitabhängigen Kurvenform größer.

In Abb. 5.21 ist die gemessene Zeitabhängigkeit der strahleninduzierten Änderung der effektiven Dotierungskonzentration für Fluenzen bis $10^{15} n/cm^2$ dargestellt. Die logarithmische Zeitskala bezieht sich auf den Beginn der Bestrahlung des jeweiligen Detektors. Zu beachten ist, daß der erste Meßpunkt, der gleichzeitig das Ende der Bestrahlung markiert, auch noch Komponenten mit kurzen Zeitkonstanten beinhaltet. Zum Vergleich ist die Ausheilfunktion nach Abb. 5.18 eingezeichnet, die die Zeitabhängigkeit von ΔN_{eff} nach Bestrahlungen im Bereich bis $4 \cdot 10^{12} cm^{-2}$ beschreibt.

Wie bereits in Abb. 5.18 wurde auch hier die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration normiert auf den Wert ohne Selbstausheilung $\Delta N_{eff}(t=0)$ betrachtet. In dieser Darstellung fällt bei großen Zeiten auf, daß $\Delta N_{eff}(t)/\Delta N_{eff}(t=0)$ nicht mehr fluenzunabhängig ist. Dieser Effekt ergibt sich aus dem Zusammenwirken verschiedener Defektarten mit unterschiedlichen Fluenzabhängigkeiten. Zum Beispiel ist für die Änderung der Dotierungskonzentration neben Defekten mit konstanter Generationsrate die Erzeugung von $V - P$ - und $V - B$ -Defekten zu beachten, die eine Verringerung der Donator- bzw. Akzeptorkonzentration bedeuten. Die Bildung dieser Defekte ist jeweils durch die Konzentration der Dotierungsatome Phosphor bzw. Bor begrenzt, d.h. oberhalb einer bestimmten Fluenz werden keine weiteren $V - P$ - bzw. $V - B$ -Defekte mehr gebildet.

Für die Betrachtung der Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration ist auf jeden Fall die Ausheilung der $V - P$ -Defekte zu berücksichtigen. Entsprechend der hohen Ausheiltemperatur dieser Defekte wird für die Ausheilung bei Raumtemperatur eine große Zeitkonstante erwartet.

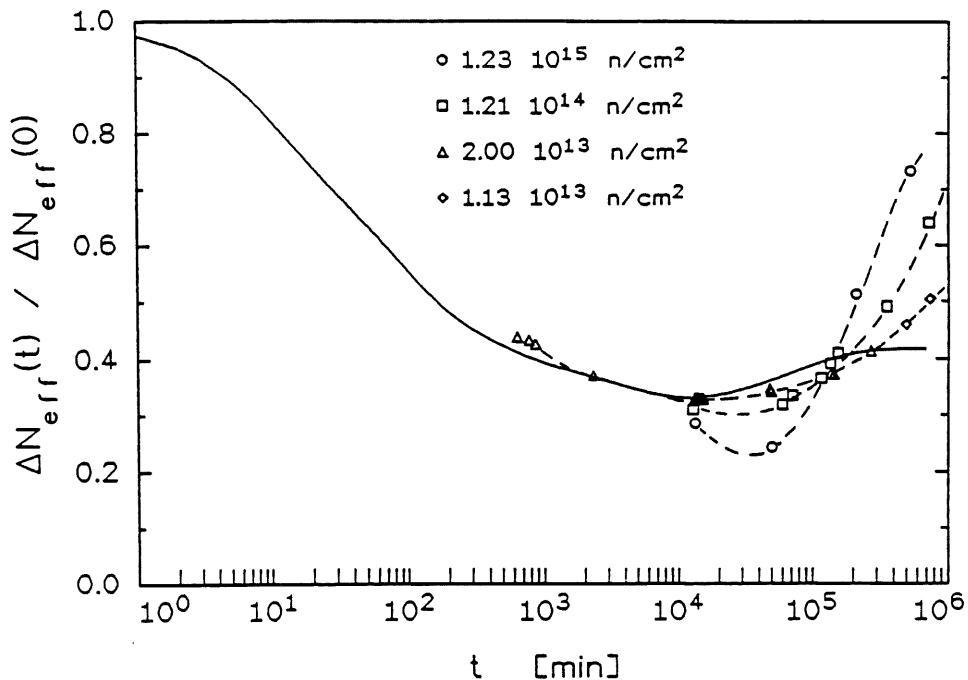


Abb. 5.21: Gemessene Zeitabhängigkeit der strahleninduzierten Änderung der effektiven Dotierungskonzentration für Fluenzen bis 10^{15} n/cm^2 normiert auf den Wert ohne Ausheilung $\Delta N_{\text{eff}}(t = 0)$. Die durchgezogene Linie zeigt zum Vergleich die Ausheilkurve nach Abb. 5.18 für Fluenzen bis $4 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ (siehe Text).

Die Ausheilung der $V - B$ -Defekte liegt gerade im Bereich der Raumtemperatur und demzufolge muß hierfür mit einer kurzen Zeitkonstante gerechnet werden. Wenn $V - B$ -Defekte ausheilen, so bedeutet dies einen Wiederanstieg der Akzeptorkonzentration, und dies würde in der gemessenen Zeitabhängigkeit von ΔN_{eff} als negative Amplitude zu sehen sein. Da aber für den kurzen Zeitbereich, vgl. Abb. 5.18 nur positive Amplituden analysiert wurden, bedeutet dies, daß die Ausheilung nicht sichtbar ist und nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die Analyse der Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration (Kap. 5.1.3, S. 96) zeigte auch, daß die Bildung von $V - B$ -Defekten bei n-leitendem Ausgangsmaterial im Vergleich zur Verringerung der Donatorkonzentration keinen wesentlichen Beitrag liefert.

Als weitere wichtige Komponente zeigte sich die fluenzproportionale Bildung von Zuständen, die insgesamt eine Erhöhung der Akzeptorkonzentration bewirken. Bei den grundsätzlichen Überlegungen zur Ausheilung wurde bereits ausgeführt, daß verschiedene Defekte mit konstanter Generationsrate insgesamt zu einer linearen Fluenzabhängigkeit führen und nur bei der Ausheilung aufgrund unterschiedlicher Zeitkonstanten separiert werden können. In Gl. 5.54, S. 119 ist dies für die Ausheilung der fluenzproportionalen Komponente der effektiven Dotierungskonzentration beschrieben. Für die Analyse der Zeitabhängigkeit ist demnach neben der Ausheilung von akzeptorartigen Defekten auch das Vorhandensein von elektrisch inaktiven oder donatorartigen Defekten in Betracht zu ziehen.

Des weiteren ist auch zu beachten, daß die Ausheilung eines Defektes nicht in jedem

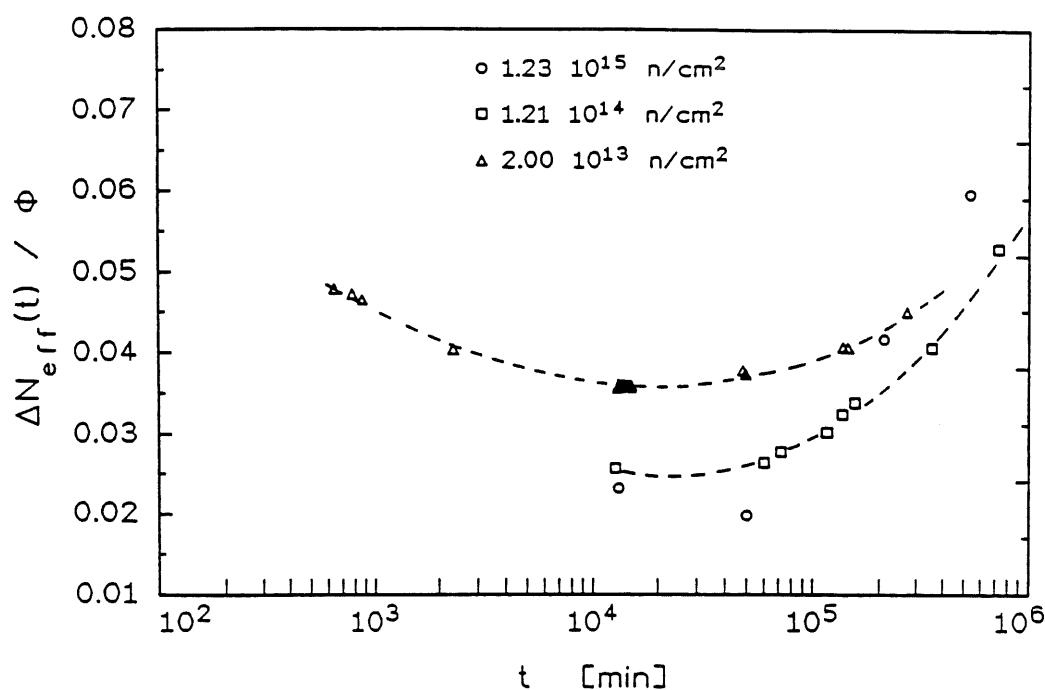


Abb. 5.22: Gemessene Zeitabhängigkeit der strahleninduzierten Änderung der effektiven Dotierungskonzentration für Fluenzen bis 10^{15} n/cm^2 normiert auf die jeweilige Fluenz Φ (siehe Text).

Fall die Wiederherstellung der ursprünglichen Gitterordnung bedeutet. Ausheilung eines Defektes kann auch durch Defektumbildung geschehen, und dies bedeutet eine gleichzeitige Bildung neuer stabilerer Defekte.

Wie wichtig die Beachtung dieser verschiedenen Ausheileffekte ist, zeigt sich insbesondere im späten Zeitbereich, wo ein Wiederanstieg von ΔN_{eff} zu beobachten ist. Um die Fluenzabhängigkeit dieser Komponente festzustellen, ist in Abb. 5.22 $\Delta N_{eff}(t)$ auf die Fluenz Φ normiert gegen die Zeit aufgetragen. Hier zeigt sich, daß der Anstieg in ΔN_{eff} Defekten zuzuordnen ist, die fluenzproportional sind. Da die strahleninduzierte Änderung der effektiven Dotierungskonzentration aufgrund der Bildung von $V - P$ -Defekten nicht linear zur Fluenz ist, führte die Normierung auf $\Delta N_{eff}(t=0)$ in Abb. 5.21 zu einer Fluenzabhängigkeit der Ausheilung im späten Zeitbereich.

Die Normierung von $\Delta N_{eff}(t)$ auf die Fluenz Φ in Abb. 5.22 ergibt gerade den umgekehrten Effekt, daß die für verschiedene Fluenzen gemessenen Ausheilkurven im späten Zeitbereich näher beieinander liegen. Statt dessen werden im unteren Zeitbereich fluenzabhängige Unterschiede deutlich. Insbesondere ist hier bei der niedrigsten Fluenz von $\Phi \sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ $\Delta N_{eff}/\Phi$ am größten. Dies liegt daran, daß die Bildung von $V - P$ -Defekten bei kleineren Fluenzen relativ zur Fluenz eine größere Rolle spielt.

Eine mögliche Deutung für einen Wiederanstieg von ΔN_{eff} ist die Ausheilung eines elektrisch inaktiven Defektes durch Defektumwandlung, wobei gleichzeitig ein neuer akzeptorartiger Zustand entsteht. Wenn die Generationsrate eines solchen Defektes konstant ist, so folgt daraus nicht nur eine fluenzproportionale Konzentration dieses in der Meßgröße ΔN_{eff} nicht sichtbaren Defektes, sondern es folgt auch, daß die Konzentration der aus

einer Defektumbildung resultierenden Akzeptorkonzentration proportional zur Fluenz ist. Sei a die Generationsrate dieses elektrisch inaktiven Defektes, dessen Ausheilung durch die Zeitkonstante τ_a beschrieben wird, dann ergibt sich die Konzentration gemäß Gl. 5.37:

$$N_{el.in.}(\Phi, t) = a\Phi \frac{\tau_a}{T} (1 - e^{-\frac{T}{\tau_a}}) e^{-\frac{t-T}{\tau_a}}. \quad (5.57)$$

Für die Konzentration des akzeptorartigen Defektes N_{A^*} , der bei der Ausheilung entsteht, gilt

$$N_{A^*}(\Phi, t) = N_{el.in.}(\Phi, t=0) - N_{el.in.}(\Phi, t). \quad (5.58)$$

Mit Gl. 5.57 ergibt sich hieraus

$$N_{A^*}(\Phi, t) = a\Phi \left[1 - \frac{\tau_a}{T} (1 - e^{-\frac{T}{\tau_a}}) e^{-\frac{t-T}{\tau_a}} \right]. \quad (5.59)$$

Dies bedeutet, daß ausheilungsbedingt die Konzentration von Akzeptorzuständen anwächst bis alle elektrisch inaktiven Defekte ausgeheilt sind. Für große Zeiten, d.h. $t \gg \tau_a$, wird dann der Sättigungswert von $N_{A^*} = a\Phi$ erreicht. Eine Zunahme der Akzeptorzustände zeigt sich in der Zeitabhängigkeit von ΔN_{eff} als Wiederanstieg. Also einer Komponente mit negativer Amplitude, wie sie für $\tau_5 = 7.2 \cdot 10^4 \text{ min}$ beobachtet wurde (vgl. Tab. 5.1). Solange Ausheilungseffekte zu vernachlässigen sind ($t \ll \tau_a$), ist diese Komponente nicht sichtbar, da der Primärdefekt elektrisch inaktiv ist. Daraus folgt insbesondere, daß dieser Anteil in der Fluenzabhängigkeit von ΔN_{eff} nicht beobachtet werden kann.

Im folgenden soll die Bildung neuer Akzeptorzustände und die hieran sichtbar gewordene Schwierigkeit der Normierung auf $\Delta N_{eff}(\Phi, t=0)$ in Abb. 5.21 anhand eines stark vereinfachten Modells veranschaulicht werden.

Das Problem der Normierung tritt dadurch auf, daß die Meßgröße $\Delta N_{eff}(\Phi)$ sowohl fluenzproportionale Komponenten beinhaltet, als auch Komponenten, deren Generationsrate fluenzabhängig sind. Für die Darstellung des prinzipiellen Sachverhaltes sei eine Meßgröße $\Delta N'_{eff}(\Phi, t)$ betrachtet, die sich aus zwei Komponenten zusammensetzt, einer fluenz- und zeitabhängigen Donatorkonzentration und der Konzentration von Akzeptoren, die bei der Ausheilung eines fluenzproportionalen, aber elektrisch inaktiven Defektes entstehen. Des weiteren sei von einer kurzen Bestrahlung ausgegangen, so daß die Ausheilung während der Bestrahlung vernachlässigbar ist.

Nach Gl. 5.52 für die Donatorkonzentration und Gl. 5.59 für die Akzeptorkonzentration der bei der Ausheilung entstehenden Akzeptoren ergibt sich für die betrachtete Größe

$$\Delta N'_{eff}(\Phi, t) = N_{D,0} \left(1 - e^{-c_D \Phi} \right) e^{-\frac{t}{\tau_D}} + a\Phi \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right). \quad (5.60)$$

Für $t = 0$, d.h. ohne Selbstausheilung, folgt hieraus

$$\Delta N'_{eff}(\Phi, t=0) = N_{D,0} \left(1 - e^{-c_D \Phi} \right). \quad (5.61)$$

Da die für die ausheilungsbedingte Akzeptorbildung verantwortlichen Defekte elektrisch inaktiv sind, wird fluenzabhängig ausschließlich die Komponente der Verringerung der Donatorkonzentration gemessen.

Bei der für einige $10^{12} n/cm^2$ gemessenen Ausheilkurve wurden die einzelnen Komponenten mit ihren Zeitkonstanten und Amplituden bestimmt, die in Tab. 5.1 aufgeführt sind. Danach hat die Bildung von Akzeptoren, hier durch eine negative Amplitude charakterisiert, eine Zeitkonstante von $\tau_a = 7.5 \cdot 10^4 \text{ min}$. Für diese Modellrechnung wird als grobe obere Abschätzung eine Generationsrate von $a = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ für den elektrisch inaktiven Defekt angesetzt.

Um für die Veranschaulichung des Normierungsproblems qualitativ ein ähnliches Bild wie die gemessene Ausheilkurve zu erhalten, sei die nächst kürzere Zeitkonstante der Ausheilung der strahleninduzierten Verringerung der Donatorkonzentration zugeordnet, also $\tau_D = 4.0 \cdot 10^3 \text{ min}$. Für die Parameter der Donatorkomponente wird in Anlehnung an die gemessene Fluenzabhängigkeit (Abb. 5.13) mit $N_{D,0} = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $c_D = 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ gerechnet.

Die mit diesen Parametern nach Gl. 5.60 für verschiedene Fluenzen gerechnete fiktive Meßgröße $\Delta N'_{eff}(\Phi, t)$ ist in Abb. 5.23 mit zwei unterschiedlichen Normierungen dargestellt. Abb. 5.23a zeigt $\Delta N'_{eff}(\Phi, t)$ auf den Wert ohne Ausheilung $\Delta N'_{eff}(\Phi, t=0)$ normiert. Nach Gl. 5.60 und Gl. 5.61 ergibt sich

$$\frac{\Delta N'_{eff}(\Phi, t)}{\Delta N'_{eff}(\Phi, 0)} = e^{-\frac{t}{\tau_D}} + \frac{a\Phi}{N_{D,0}(1 - e^{-c_D\Phi})} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}}\right). \quad (5.62)$$

Eine universelle Ausheilkurve ergibt sich bei dieser Normierung nur unter folgenden Bedingungen: $a\Phi \ll N_{D,0}(1 - e^{-c_D\Phi})$ oder bei kleinen Fluenzen, wenn für den Exponentialterm eine lineare Näherung möglich ist. Insbesondere mit zunehmender Ausheilung der nicht fluenzproportionalen Komponente zeigen sich die Diskrepanzen bei dieser Normierung.

Abb. 5.23b zeigt die andere mögliche Normierung, hier ist die fiktive Meßgröße $\Delta N'_{eff}(\Phi, t)$ auf die Fluenz Φ normiert dargestellt. Dies bedeutet nach Gl. 5.60

$$\frac{\Delta N'_{eff}(\Phi, t)}{\Phi} = N_{D,0} \frac{1 - e^{-c_D\Phi}}{\Phi} e^{-\frac{t}{\tau_D}} + a \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}}\right). \quad (5.63)$$

In diesem Fall, erhält man eine universelle Zeitabhängigkeit nur dann, wenn der erste Term vernachlässigbar ist, z.B. $t \gg \tau_D$, oder für $c_D\Phi \gg 1$. Fluenzabhängige Unterschiede ergeben sich dagegen bei kleineren Zeiten, solange die nicht fluenzproportionale Komponente relevant ist.

Dies einfache Beispiel zeigt die Schwierigkeiten der Normierung für eine Meßgröße, die verschiedene Komponenten mit unterschiedlichen Fluenzabhängigkeiten beinhaltet. Qualitativ die gleichen Effekte wurden auch bei der Untersuchung der Zeitabhängigkeit der strahleninduzierten Änderung der effektiven Dotierungskonzentration deutlich. Bei der Normierung auf $\Delta N_{eff}(t=0)$, Abb. 5.21 treten bei Zeiten oberhalb von $2 \cdot 10^5 \text{ min}$ fluenzabhängige Unterschiede auf, während bei kleineren Zeiten die Meßpunkte der verschiedenen Fluenzen deutlich stärker zusammenfallen.

In Abb. 5.22, bei der Normierung von $\Delta N_{eff}(\Phi, t)$ auf die Fluenz, ist genau der umgekehrte Effekt entsprechend zu Abb. 5.23b zu beobachten. Hier treten die fluenzabhängigen Unterschiede im unteren Zeitbereich auf, die dann zu größeren Zeiten hin geringer werden.

Auch nach der Bestrahlung mit 1.8 MeV Elektronen wurde die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration in Abhängigkeit von der Zeit untersucht. Abb. 5.24 zeigt

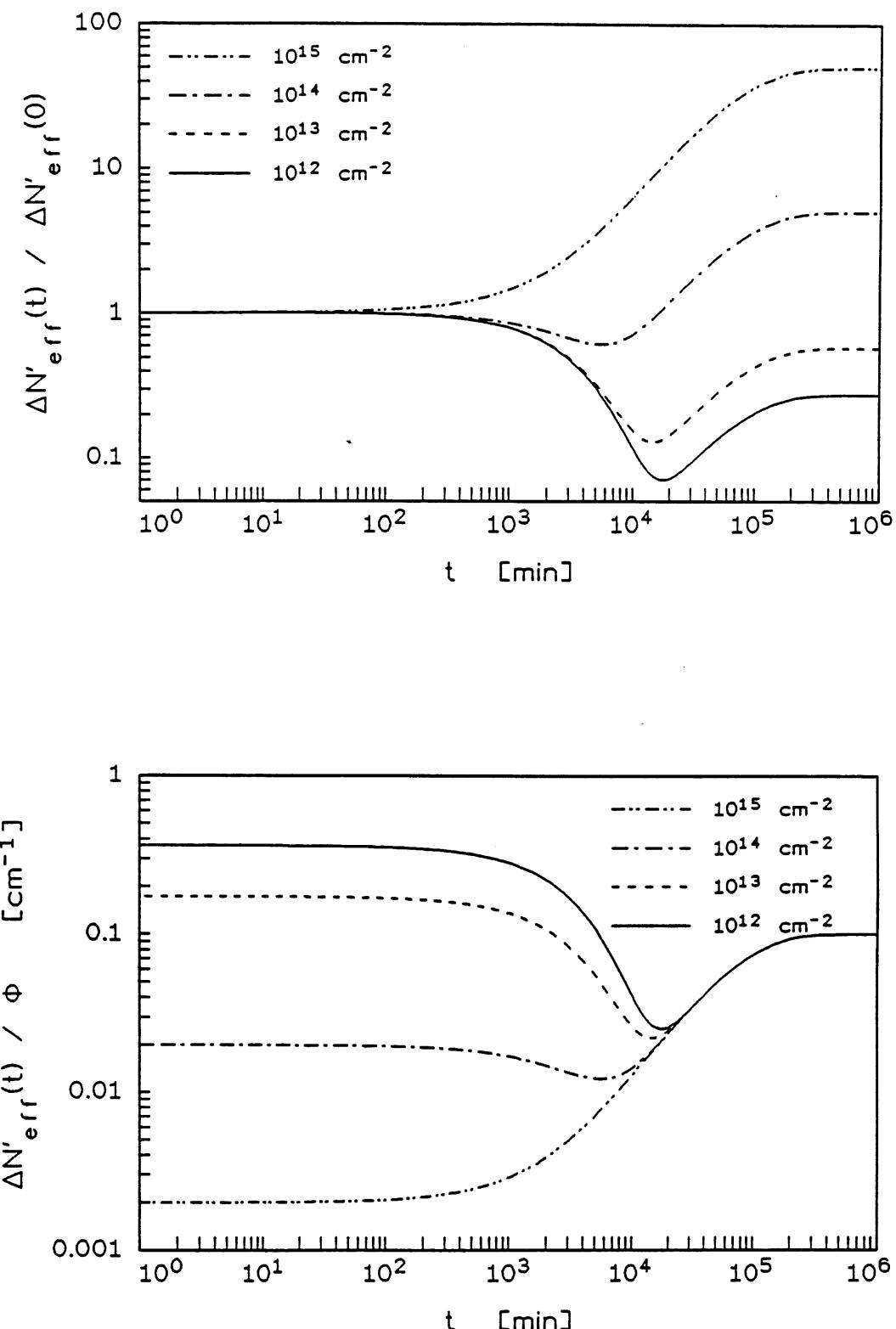


Abb. 5.23: Gerechnete Zeitabhängigkeit der fiktiven Meßgröße $\Delta N'_{\text{eff}}(\Phi, t)$ nach Gl. 5.60 (siehe Text)
 a (oben): in der Normierung auf den Wert ohne Ausheilung $\Delta N'_{\text{eff}}(t=0)$;
 b (unten): in der Normierung auf die jeweils betrachteten Fluenz Φ .

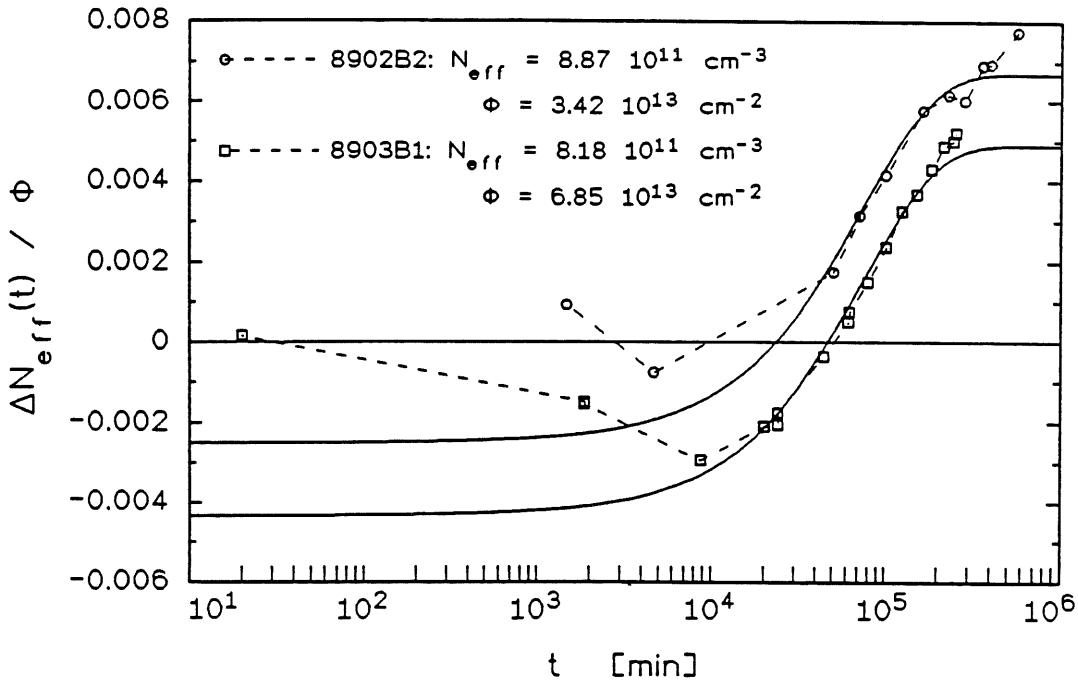


Abb. 5.24: Nach Elektronenbestrahlung gemessene Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration. Die durchgezogenen Linien sind für die beiden betrachteten Detektoren jeweils nach Gl. 5.64 (siehe Text) berechnet.

$\Delta N_{\text{eff}}(t)$ in der Normierung auf die 1 MeV-Neutronen-äquivalente Fluenz. Direkt nach der Bestrahlung ist nur eine sehr geringe strahleninduzierte Änderung zu beobachten. Dies zeigte sich auch in der sehr geringen Fluenzabhängigkeit von $N_{\text{eff}}(\Phi)$, die in Abb. 5.11 (S. 98) dargestellt ist. Die gemessene Zeitabhängigkeit zeigt, daß die strahleninduzierte Defektbildung sehr viel größer ist als die Fluenzabhängigkeit von N_{eff} erkennen läßt. Neben der Bildung von elektrisch inaktiven Defekten ist auch die kompensierende Wirkung von Donator- und Akzeptorzuständen in Rechnung zu stellen. Vergleichbar zur Zeitabhängigkeit von ΔN_{eff} nach der Bestrahlung mit Neutronen ist hier zunächst eine Abnahme in ΔN_{eff} zu beobachten, die aufgrund der sehr geringen sichtbaren Fluenzabhängigkeit dazu führt, daß ΔN_{eff} negativ wird. Zeitlich hieran anschließend zeigt sich auch nach Elektronenschädigung die Zunahme von Akzeptorzuständen. Die Analyse der Zeitabhängigkeit ergibt als Zeitkonstante für die Akzeptorbildung $\tau_a = 7.5 \cdot 10^4 \text{ min}$ und ist somit identisch mit der bei neutroneninduzierter Schädigung gemessenen Zeitkonstante τ_5 (siehe Tab. 5.1). Als Generationsrate für den elektrisch inaktiven Defekt, bei dessen Ausheilung die Akzeptoren gebildet werden, ergab sich $a = 0.93 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$.

Zusätzlich zu dieser Komponente zeigt sich nach der Bestrahlung noch ein weiterer Anstieg in ΔN_{eff} , mit einer deutlich längeren Zeitkonstante. Da bei den durchgeföhrten Untersuchungen der Sättigungswert nicht erreicht wurde, konnte weder die Amplitude noch die Zeitkonstante ermittelt werden.

In Abb. 5.24 ist die zeitliche Entwicklung von ΔN_{eff} für zwei Detektoren mit unterschiedlichen effektiven Dotierungskonzentrationen $N_{\text{eff},0}$ des Ausgangsmaterials gezeigt. Entgegen der in Abb. 5.23b dargestellten gerechneten Zeitabhängigkeit der Konzentration

von Donatoren und neu erzeugten Akzeptoren zeigt Abb. 5.24 einen parallelen Kurvenverlauf für die beiden Detektoren. Die Differenz in der Änderung der effektiven Dotierungskonzentration der beiden Detektoren beruht auf einer unterschiedlichen Phosphorkonzentration. Die verwendeten Siliziumwafer sind aus demselben Kristall geschnitten, und deshalb ist jeweils von der gleichen Borkonzentration auszugehen, denn die Restkonzentration des Bors ist sehr viel homogener verteilt als die Phosphorkonzentration.

Unter Berücksichtigung einer unterschiedlichen Phosphorkonzentration bedeutet der parallele Verlauf in Abb. 5.24 im Vergleich zu Gl. 5.63, daß die Komponente der fluenzabhängigen Donatorkonzentration auch noch im Zeitbereich der Akzeptorbildung relevant ist. Damit zeigt sich, daß die Zeitkonstante für die Ausheilung der $V - P$ -Defekte τ_D deutlich größer als die Zeitkonstante für die Akzeptorbildung τ_a ist. Danach läßt sich $\Delta N_{eff}(\Phi, t)$ im Zeitbereich der Akzeptorbildung ($1 \cdot 10^4 \text{ min} < t < 2 \cdot 10^5 \text{ min}$), wie in Abb. 5.24 eingezeichnet, folgendermaßen beschreiben:

$$\Delta N_{eff}(t) = a\Phi \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right) + N_{D,0} \left(1 - e^{-c_D \Phi} \right) e^{-\frac{t}{\tau_D}} - d\Phi \quad (5.64)$$

mit

$$\begin{aligned} a &= 0.93 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \\ \tau_a &= 7.50 \cdot 10^4 \text{ min} \\ c_D &= 1.12 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \\ \tau_D &= \infty \\ d &= 1.07 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}. \end{aligned}$$

Die Phosphorkonzentration ist detektorspezifisch $N_{D,0} = 8.87 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $N_{D,0} = 8.18 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Als weitere Komponente ist hier eine fluenzproportionale Bildung von Donatorzuständen notwendig, deren Generationsrate $d = 1.07 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ sich aus der Anpassung an die Meßpunkte ergibt, und die in dem betrachteten Zeitraum nicht ausheilt.

Eine Analyse der Zeitabhängigkeit im ersten Zeitbereich ist aufgrund der Dauer der sukzessiven Bestrahlung nicht möglich. Qualitativ läßt sich die Zeitabhängigkeit durch die Bildung von donatorartigen Zuständen beschreiben. Eine Ausheilung von Akzeptorzuständen würde zwar ebenfalls eine Reduktion in $\Delta N_{eff}(t)$ bedeuten, aber nur bis zum unteren Grenzwert von $\Delta N_{eff}(t) = N_{D,0}(1 - e^{-c_D \Phi})$, d.h. bis zur vollständigen Ausheilung der strahleninduzierten Akzeptorzustände.

Denkbar ist demnach, daß die im späteren Zeitbereich sichtbaren stabilen Donatorzustände im ersten Zeitbereich bei der Ausheilung einer anderen elektrisch inaktiven Defektart gebildet werden. Dies würde für die Fluenzabhängigkeit von N_{eff} (vgl. Abb. 5.11, S. 98) bedeuten, daß aufgrund des Teilchenflusses bei der Bestrahlung von Detektor 8903B1 annähernd der Spezialfall einer Kompensation der strahleninduzierten Verringerung der ursprünglichen Donatorkonzentration durch die ausheilungsbedingte Bildung von neuen Donatoren eintrat.

Für die Strahlenhärte der Silizium-Detektoren sind demnach nicht nur die direkt nach einer Bestrahlung sichtbaren Defekte ausschlaggebend, sondern die durch Defektumbildung erst zeitverzögert entstehenden Donator- und Akzeptorzustände spielen hier eine

ganz entscheidende Rolle. Eine genaue Analyse der beteiligten Komponenten anhand der Meßgröße effektive Dotierungskonzentration wird zudem durch die kompensierende Wirkung von Akzeptor- und Donatorzuständen erschwert. Deshalb sind Messungen der zeitabhängigen Konzentration der einzelnen Defektarten notwendig.

Für eine vollständige Beschreibung der Zeitabhängigkeit ist die direkte Zuordnung der einzelnen Ausheilkomponenten zu spezifischen Defektarten notwendig, die im Rahmen dieser Untersuchungen nicht möglich war.

Für die hier behandelte Fragestellung der Strahlenhärte von Silizium-Detektoren in HEP-Experimenten ergeben sich bereits aus der gemessenen Zeitabhängigkeit von ΔN_{eff} wichtige Folgerungen. So zeigen diese Untersuchungen, daß nicht nur die in der Fluenzabhängigkeit sichtbaren Komponenten (vgl. Gl. 5.51, S. 118) von Bedeutung sind. Die Analyse der gemessenen Zeitabhängigkeit ergab, daß zusätzlich auch die bei der Ausheilung eines elektrisch inaktiven Defektes gebildeten akzeptorartigen Zustände zu berücksichtigen sind. Für die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration ergibt sich demnach

$$\begin{aligned}\Delta N_{eff}(\Phi, t) &= \Delta N_D(\Phi, t) - \Delta N_A(\Phi, t) + N_{A^*}(\Phi, t) + N_{A'}(\Phi, t) \quad (5.65) \\ &= N_{D,0} \frac{c_D \Phi}{\frac{T}{\tau_D} + c_D \Phi} \left[1 - e^{-\left(\frac{T}{\tau_D} + c_D \Phi \right)} \right] e^{-\frac{t-T}{\tau_D}} \\ &\quad - N_{A,0} \frac{c_A \Phi}{\frac{T}{\tau_A} + c_A \Phi} \left[1 - e^{-\left(\frac{T}{\tau_A} + c_A \Phi \right)} \right] e^{-\frac{t-T}{\tau_A}} \\ &\quad + a\Phi \left[1 - \frac{\tau_a}{T} \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_a}} \right) e^{-\frac{t-T}{\tau_a}} \right] \\ &\quad + \sum_{k=1}^n a_k g_k \Phi \frac{\tau_k}{T} \left[1 - e^{-\frac{T}{\tau_k}} \right] e^{-\frac{t-T}{\tau_k}}.\end{aligned}$$

Der erste Term beschreibt die Reduktion der Donatoren, dessen Fluenz- und Zeitabhängigkeit sich direkt aus der Konzentration der $V-P$ -Defekte (Gl. 5.52, S. 118) ergibt. Die Zeitkonstante für die Ausheilung der $V-P$ -Defekte τ_D ist nicht bekannt. Die nach Elektronenschädigung gemessene Zeitabhängigkeit von ΔN_{eff} zeigt, daß $\tau_D > 1 \cdot 10^5 \text{ min}$ ist. Für eine obere Abschätzung der Strahlenschädigung ist der ungünstigste Fall zu betrachten, d.h. $\tau_D = \infty$.

Die Reduktion der ursprünglichen Akzeptorkonzentration $N_{A,0}$ geschieht durch die Bildung von $V-B$ -Defekten, dessen Fluenz- und Zeitabhängigkeit mit dem zweiten Term beschrieben wird. Aufgrund der niedrigen Zeitkonstante τ_A für die Ausheilung der $V-B$ -Defekte bei Raumtemperatur, heilen die meisten Defekte sofort wieder aus, so daß diese Komponente auch nicht in der gemessenen Ausheilungskurve sichtbar war. Da strahleninduziert überwiegend Akzeptorzustände induziert werden, ist $\tau_A = 0$, d.h. $\Delta N_A = 0$, gleichzeitig der ungünstigste Fall.

Der dritte Summand in Gl. 5.65 gibt die Konzentration der Akzeptoren an, die bei der Ausheilung eines elektrisch inaktiven Defektes gebildet werden (Gl. 5.59, S. 127). Dieser Prozeß bewirkt einen zeitabhängigen Anstieg von ΔN_{eff} , wie er sowohl nach der Bestrahlung mit Neutronen als auch nach der Bestrahlung mit Elektronen beobachtet wurde. Die

Analyse der Zeitabhängigkeiten ergab übereinstimmend $\tau_a = 7.5 \cdot 10^4 \text{ min}$. Hier ist aber zu beachten, daß bei Detektoren, die mit einer sehr hohen Neutronenfluenz bestrahlt wurden, eine etwas größere Zeitkonstante beobachtet wurde (vgl. Abb. 5.21). Dies bedarf aber noch weiterer Untersuchungen, die auch eine Bestimmung der Generationsrate des elektrisch inaktiven Defektes ermöglichen. Die durchgeführten Untersuchungen lassen nur eine sehr grobe Abschätzung zu, wonach die Generationsrate bei Neutronenschädigung etwa $a = 0.05 \text{ cm}^{-1}$ beträgt. Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit den effektiven Dotierungskonzentrationen, die von Gill et al. [Gil92] etwa 450 Tage nach der Bestrahlung mit $5.0 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ bzw. $7.6 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ gemessen wurden.

Zusätzlich zu diesen drei Komponenten wurden in der Zeitabhängigkeit von ΔN_{eff} vier weitere Zeitkonstanten analysiert (Gl. 5.56), die der gemessenen fluenzproportionalen Defektbildung (siehe S. 99) zugeordnet werden. Die Zeitabhängigkeit dieser Komponente wird allgemein durch Gl. 5.54 (S. 119) beschrieben. Die gemessenen Ausheilzeitkonstanten können nicht einzelnen Defektarten mit spezifischen Generationsraten zugeordnet werden. Demnach ist nur die pauschale Betrachtung aller fluenzproportionaler Anteile möglich. Für die Defektgeneration ergibt sich somit

$$\sum_{k=1}^n a_k g_k \Phi = b \Phi \sum_{l=1}^4 A'_l \quad (5.66)$$

wobei

$$A'_l = \frac{A_l}{\sum_{i=1}^4 A_i} \quad \text{mit} \quad \sum_{l=1}^4 A'_l = 1,$$

die neu normierten relativen Amplituden der vier kürzesten gemessenen Zeitkonstanten sind (siehe Tab. 5.1, S. 120).

Für die Fluenz- und Zeitabhängigkeit der neutroneninduzierten Änderung der effektiven Dotierungskonzentration folgt gemäß dieser Diskussion aus Gl. 5.65

$$\begin{aligned} \Delta N_{eff}(\Phi, t) &= N_{D,0} \left(1 - e^{-c_D \Phi} \right) \\ &\quad + a \Phi \left[1 - \frac{\tau_a}{T} \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_a}} \right) e^{-\frac{t-T}{\tau_a}} \right] \\ &\quad + b \Phi \sum_{l=1}^4 A'_l \frac{\tau_l}{T} \left[1 - e^{-\frac{T}{\tau_l}} \right] e^{-\frac{t-T}{\tau_l}}. \end{aligned} \quad (5.67)$$

Als wichtigste Komponente hinsichtlich des Einsatzes von Silizium-Detektoren in HEP-Experimenten zeigt sich hierbei die ausheilungsbedingte Bildung von Akzeptorzuständen. Diese sekundäre Akzeptorbildung wurde sowohl bei neutronen- als auch bei elektroneninduzierter Schädigung beobachtet.

Aufgrund des geringen Energieübertrages auf ein Siliziumatom können 1.8 MeV Elektronen ausschließlich Punktdefekte erzeugen. Dies bedeutet, daß es sich bei den primär gebildeten elektrisch inaktiven Defekten und auch bei den erst sekundär entstehenden akzeptorartigen Defekten, um Punktdefekte handelt. Die Zuordnung zu bekannten Defekten war bisher noch nicht möglich.

Für die weiteren Studien bietet sich aus mehreren Gründen die Untersuchung von Elektronenschädigung an. Zum einen beschränken sich die auftretenden Defekte auf Punktdefekte mit diskreten Zuständen. Die bei Neutronenschädigung zusätzlich entstehenden Cluster, deren komplexe Struktur und Wirkung noch weitgehend unbekannt ist, würde eine gezielte Untersuchung der relevanten Punktdefekte nur deutlich erschweren. Des Weiteren ist die elektroneninduzierte Änderung der effektiven Dotierungskonzentration insgesamt geringer als die durch Neutronen hervorgerufene Änderung. Dies ist z.B. für DLTS-Messungen günstiger, da die Defektkonzentrationen relativ zur Grunddotierung gemessen werden.

5.2.3 Volumengenerationsstrom

Eine weitere wichtige strahlungsabhängige Meßgröße ist der Volumengenerationsstrom, dessen Zeitabhängigkeit ebenfalls untersucht wurde. Wie bereits in Kap. 5.1.4 angesprochen, ändert sich bei der Konvertierung des Grundmaterials zur p-Leitung nicht nur die Fluenzabhängigkeit des Sperrstroms, sondern auch dessen Zeitabhängigkeit.

In Abb. 5.25 ist die zeitliche Entwicklung des Sperrstroms für einen nichtkonvertierten und einen permanent konvertierten Detektor dargestellt. Um eine vergleichbare Darstellung zu erhalten, wurde der Anstieg der Volumengenerationsstromdichte $\Delta I/V$ auf die Fluenz Φ normiert gegen die Zeit t nach Beginn der Bestrahlung aufgetragen. Die Zeitabhängigkeit des Volumengenerationsstroms wurde in gleicher Weise analysiert wie die

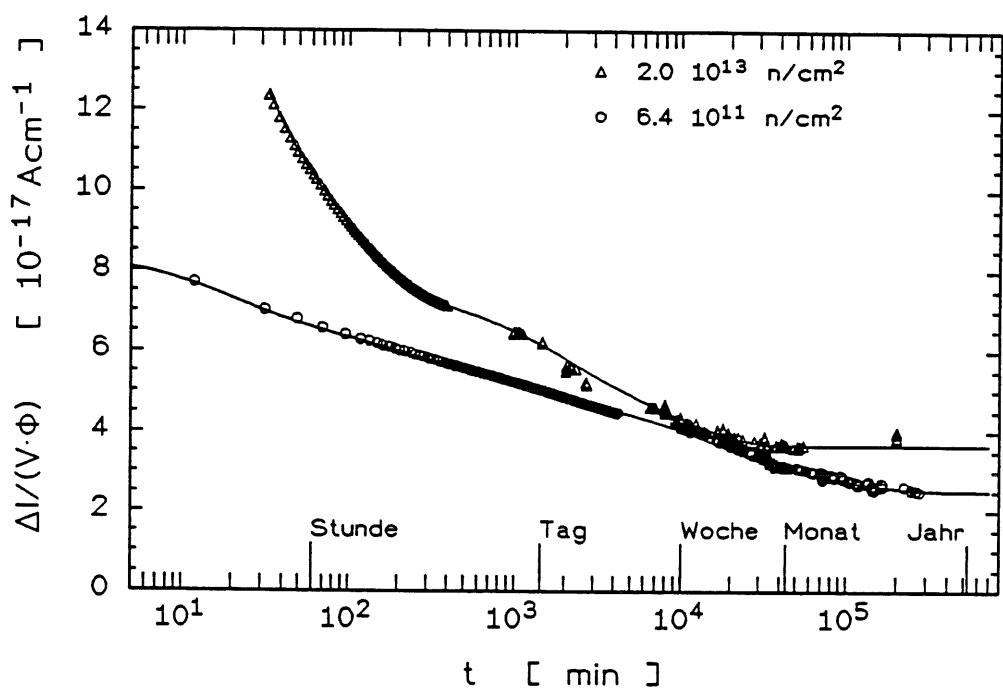


Abb. 5.25: Selbstausheilung des Volumengenerationsstroms eines nicht konvertierten Detektors ($\Phi = 6.4 \cdot 10^{11} n/cm^2$) und eines permanent konvertierten Detektors ($\Phi = 2.0 \cdot 10^{13} n/cm^2$).

effektive Dotierungskonzentration (S. 119). Hieraus ergab sich

$$\frac{\Delta I(t)}{\Delta I(0)} = \sum_{i=1}^n A_i e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad (5.68)$$

mit $n = 6$ für nichtkonvertierte Detektoren und $n = 5$ für den Fall des permanent konvertierten Detektors. Die jeweils ermittelten Zeitkonstanten und relativen Amplituden sind in Tab. 5.2 und Tab. 5.3 aufgeführt. Mit diesen Parametern wurden nach Gl. 5.45 für die Zeiten nach Ende der Bestrahlung ($t > T$) die Ausheilfaktoren bestimmt und mit dem auf Selbstausheilung korrigierten Wert multipliziert. Diese berechneten Zeitabhängigkeiten sind in Abb. 5.25 als durchgezogene Linien mit eingezzeichnet.

Zeitkonstante τ_i [min]	Relative Amplituden A_i
$(1.78 \pm 0.17) \cdot 10^1$	0.156 ± 0.038
$(1.19 \pm 0.03) \cdot 10^2$	0.116 ± 0.003
$(1.09 \pm 0.01) \cdot 10^3$	0.131 ± 0.002
$(1.48 \pm 0.01) \cdot 10^4$	0.201 ± 0.002
$(8.92 \pm 0.59) \cdot 10^4$	0.093 ± 0.007
∞	0.303 ± 0.006

Tab. 5.2: Zeitkonstanten und relative Amplituden für die Ausheilung der strahleninduzierten Änderung des Volumengenerationsstroms nichtkonvertierter Detektoren.

Zeitkonstante τ_i [min]	Relative Amplituden A_i
$(1.35 \pm 0.03) \cdot 10^1$	0.197 ± 0.010
$(8.43 \pm 0.02) \cdot 10^1$	0.300 ± 0.002
$(1.55 \pm 0.40) \cdot 10^3$	0.121 ± 0.002
$(8.74 \pm 0.48) \cdot 10^3$	0.139 ± 0.014
∞	0.243 ± 0.003

Tab. 5.3: Zeitkonstanten und relative Amplituden für die Ausheilung der strahleninduzierten Änderung des Volumengenerationsstroms für einen permanent konvertierten Detektor.

Da der Teilchenfluß experimentell auf $1.8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ begrenzt war, dauerte die Bestrahlung für den permanent konvertierten Detektor $T = 33 \text{ min}$. Daraus ergibt sich, daß von der Komponente mit der kürzesten Zeitkonstante der weitaus größte Teil bereits während der Bestrahlung wieder ausgeheilt ist. Dementsprechend ist für diese Komponente eine größere systematische Unsicherheit zu berücksichtigen. Die relativ große Unsicherheit für die Zeitkonstante $\tau_3 = 1.55 \cdot 10^3 \text{ min}$ ist eine Folge der zu geringen Anzahl an

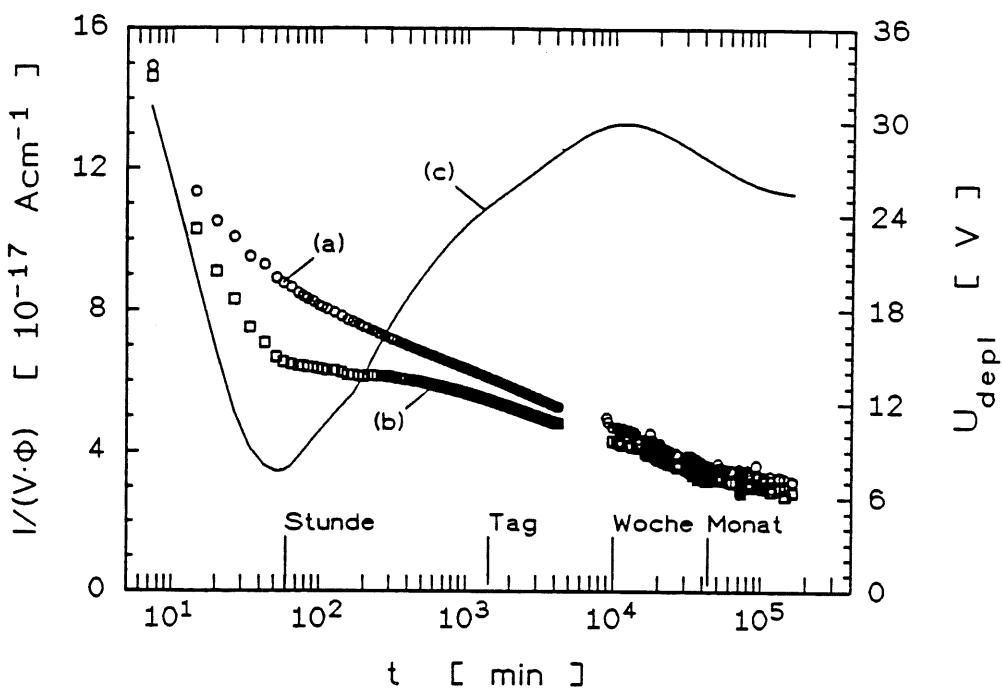


Abb. 5.26: Ausheilung des Sperrstroms nach einer Bestrahlung mit $3.92 \cdot 10^{12} n/cm^2$.
 (a): bei einer festen Spannung $U = 50 V$, (b): jeweils bei U_{depl} , deren Zeitabhängigkeit ebenfalls eingezzeichnet ist (c).

Meßpunkten in dem relevanten Zeitbereich. Die Amplitude dieser Komponente ist trotzdem deutlich weniger fehlerbehaftet, denn die jeweils an diesen Zeitbereich angrenzenden Meßpunkte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der Amplitude A_3 .

Innerhalb etwa einer Woche ist der nur nach der Konvertierung zusätzlich auftretende Sperrstromanteil vollständig ausgeheilt. Nach 20 Tagen zeigt der Sperrstrom des konvertierten Detektors keine weitere Ausheilung und bleibt konstant bei $3.6 \cdot 10^{-17} A cm^{-1}$. Bei dem nur mit $6.4 \cdot 10^{11} n/cm^2$ bestrahlten Detektor ist noch bis ca. 150 Tage nach der Bestrahlung eine Reduktion des Sperrstroms auf $2.4 \cdot 10^{-17} A cm^{-1}$ zu beobachten. Dieser Unterschied im Niveau der längsten Komponente konnte noch nicht geklärt werden. Weitere Untersuchungen zur Zeitabhängigkeit des Sperrstroms, insbesondere auch für höhere Fluenzen, sind hierfür notwendig.

Der Anstieg des Volumengenerationsstroms wurde gemäß Gl. 5.11 jeweils aus den bei $U = U_{depl}$ gemessenen Sperrströmen ermittelt. Hierfür ist die Messung bis zur vollständigen Verarmung des Detektors Voraussetzung. Da aber aus meßtechnischen Gründen die maximale Spannung 500 V betrug, konnten die Sperrstromcharakteristiken der $400 \mu m$ dicken Detektoren mit strahleninduziert hohen effektiven Dotierungskonzentrationen nicht vollständig vermessen werden. Eine Ermittlung des Volumengenerationsstroms aus dem Spannungsbereich unterhalb von U_{depl} ist für konvertierte Detektoren bisher nicht möglich. Die Spannungsabhängigkeiten des Sperrstroms und der Kapazität konvertierter Detektoren Abb. 5.6, S. 88 sind noch nicht verstanden, so daß die Zuordnung der Spannung zur Größe des verarmten Volumens fehlt.

Bei der Untersuchung der Zeitabhängigkeit ist auch zu beachten, daß die effektive Dosiskonzentration und damit auch U_{dep} zeitabhängig sind. Dies ist exemplarisch in Abb. 5.26 anhand eines Detektors verdeutlicht, der mit $3.92 \cdot 10^{12} n/cm^2$ bestrahlt wurde. Da die Bestrahlungsdauer nur 5 min betrug, konvertierte der Detektor während der Bestrahlung, und nach etwa einer Stunde heilte ΔN_{eff} soweit aus, daß der Leitungstyp wieder zur ursprünglichen n-Leitung konvertierte. Im Vergleich sind die Zeitabhängigkeit des Sperrstroms bei einer festen Spannung $U = 50 V$ (Kurve a) und bei der Spannung U_{dep} (Kurve b) dargestellt. Die Zeitabhängigkeit der Spannung für vollständige Verarmung ist ebenfalls eingezeichnet (Kurve c). In dem betrachteten Zeitraum ist immer $U_{dep} < 50 V$, so daß sich der Unterschied in den beiden Stromwerten in diesem Fall aus der geringen Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms für den vollständig verarmten Detektor ergibt. Bei diesem Detektor, der etwa eine Stunde nach der Bestrahlung rekonvertierte, wird auch der Unterschied des Sperrstroms für den konvertierten und den nichtkonvertierten Fall deutlich. Solange der Detektor konvertiert ist, entspricht die Ausheilkurve der des konvertierten Detektors in Abb. 5.25, und danach stimmt der Sperrstrom mit dem nichtkonvertierten Detektor überein.

Auch nach der Schädigung mit $1.8 MeV$ Elektronen wurde die Zeitabhängigkeit des relativ geringen Sperrstromanstiegs gemessen. Die nach einer Bestrahlung mit der $1 MeV$ -Neutronen-äquivalenten Fluenz von $\Phi = 5.37 \cdot 10^{12} cm^{-2}$ gemessenen Sperrstöme sind in Abb. 5.27 dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist die Kurve der Ausheilung nach Gl. 5.45 mit den in Tab. 5.4 aufgeführten Zeitkonstanten und relativen Amplituden. Der Sperrstrom ist in dem Zeitbereich der nach Elektronenbestrahlung deutlich sichtbaren ausheil-

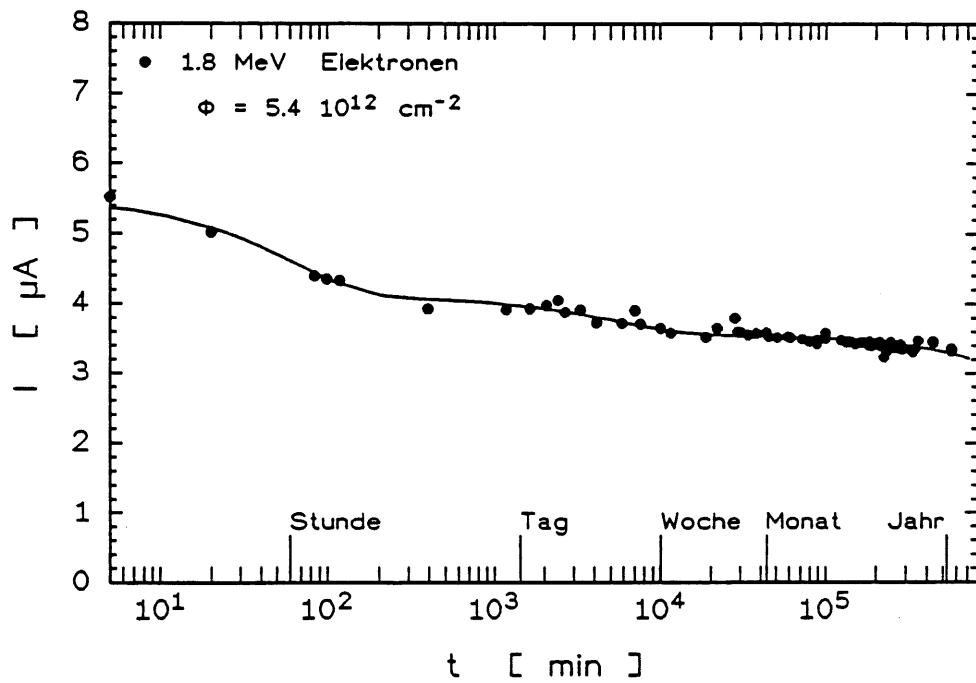


Abb. 5.27: Selbstausheilung des Volumengenerationsstroms eines mit $1.8 MeV$ Elektronen geschädigten Detektors. Die $1 MeV$ -Neutronen äquivalente Fluenz betrug $\Phi = 5.4 \cdot 10^{12} cm^{-2}$.

Zeitkonstante τ_i [min]	Relative Amplituden A_i
$(6.2 \pm 0.6) \cdot 10^1$	0.25 ± 0.03
$(5.5 \pm 0.9) \cdot 10^3$	0.10 ± 0.02
$(7.0 \pm 1.2) \cdot 10^4$	0.65 ± 0.01

Tab. 5.4: Zeitkonstanten und relative Amplituden für die Ausheilung der strahleninduzierten Änderung des Volumengenerationsstroms nach Elektronenschädigung mit der 1 MeV-Neutronen äquivalenten Fluenz $\Phi = 5.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (vgl. Abb. 5.27).

bedingten Akzeptorbildung annähernd konstant (vgl. Abb. 5.24). Daher ist davon auszugehen, daß dieser in $\Delta N_{eff}(t)$ auftretende Prozeß keine Auswirkung auf den Sperrstrom hat.

Obwohl die nach Elektronenbestrahlung gemessenen Ausheilungskomponenten des Sperrstroms keiner Komponente nach Neutronenschädigung zugeordnet werden können, ist nicht auszuschließen, daß die hierfür verantwortlichen Defekte auch bei neutroneninduzierter Schädigung vorkommen. Bei einem Vergleich ist zu berücksichtigen, daß der elektroneninduzierte Sperrstrom sehr viel geringer ist als der neutroneninduzierte (vgl. Abb. 5.14).

5.2.4 Ladungssammlungsdefizit

Die für den Sperrstrom und für die effektive Dotierungskonzentration gemessene Zeitabhängigkeit ist eine Folge der Ausheilung einiger jeweils für die Meßgröße spezifischer Defekte. Daher ist auch für den Ladungssammlungsverlust mit zeitabhängigen Effekten zu rechnen, wenn beteiligte Trappingzentren ausheilen oder eventuell neue gebildet werden.

Die Untersuchung der Zeitabhängigkeit der Ladungssammlung wird dadurch begrenzt, daß die Messung einige Stunden benötigt und bei den auswärtigen Bestrahlungsexperimenten nicht vor Ort erfolgen konnte. Über mögliche kurzzeitige Effekte können deshalb keine Aussagen gemacht werden. Stichpunktartig wurde die Zeitabhängigkeit der strahlungsabhängigen Ladungssammlung für zwei konvertierte und zwei nichtkonvertierte Detektoren gemessen. In Tab. 5.5 sind die für Elektronen und Löcher gemessenen Zeitkonstanten τ^+ und deren Kehrwerte, die proportional zur Konzentration der jeweiligen Trappingzentren N_t sind, aufgelistet.

Die für das Löchertrapping relevante Trapkonzentration zeigt bei niedrigen Fluenzen keine signifikante Zeitabhängigkeit. Bei dem höher bestrahlten Detektor 901G30 wird aber ein mit der Zeit steigendes Löchertrapping beobachtet. 50 Tage nach der Bestrahlung ist die Konzentration der relevanten Trappingzentren 5 % über dem Ausgangswert und nach einem Jahr beträgt die Zunahme etwa 15 %. Für eine genaue Analyse sind aber noch weitere systematische Untersuchungen notwendig.

Für das Elektronentrapping sind auch bezüglich der Ausheilung die zwei Bereiche mit verschiedener Fluenzabhängigkeit (vgl. Abb. 5.16) zu unterscheiden. Bei nichtkonvertierten Detektoren sind deutliche Ausheileffekte des Elektronentrappings zu beobachten. Für

Detektor	Fluenz [cm ⁻²]	Zeit nach Ende der Bestrahlung	τ_e^+ [10 ⁻⁶ s]	τ_h^+ [10 ⁻⁶ s]	$\frac{1}{\tau_e^+}$ [10 ⁶ s ⁻¹]	$\frac{1}{\tau_h^+}$ [10 ⁶ s ⁻¹]
901G30	$1.4 \cdot 10^{13}$	6 Tage	0.12	0.27	8.3	3.7
		55 Tage	0.13	0.26	7.7	3.8
		223 Tage	0.12	0.24	8.3	4.2
		330 Tage	0.13	0.24	7.7	4.2
901G32	$8.5 \cdot 10^{12}$	19 Tage	0.25	0.37	4.0	2.7
		62 Tage	0.23	0.35	4.3	2.9
8813B1	$4.1 \cdot 10^{12}$	~ 5 Tage	0.44	0.58	2.3	1.7
		157 Tage	0.87	0.61	1.1	1.6
		325 Tage	1.11	0.62	0.9	1.6
901G34	$3.8 \cdot 10^{12}$	20 Tage	0.71	0.62	1.4	1.6
		67 Tage	0.84	0.59	1.2	1.7
		220 Tage	1.12	0.68	0.9	1.5

Tab. 5.5: Zeitabhängigkeit der Trappingzeitkonstanten für Elektronen τ_e^+ und Löcher τ_h^+ nach verschiedenen starken Bestrahlungen, und der zur Trapkonzentration proportionale Kehrwert der jeweiligen Zeitkonstanten.

die Reduktion der Trappingzentren für Elektronen liegt die Zeitkonstante ganz grob abgeschätzt im Bereich von einem Jahr.

In Kap. 5.1.5 wurde die Fluenzabhängigkeit des Elektronentrappings oberhalb von $\Phi^* = 9 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ dahingehend interpretiert, daß ab dieser Fluenz zusätzlich zu den Defekten, die auch bei niedrigen Fluenzen generiert werden, eine weitere Defektart hinzukommt. Qualitativ die gleiche Beobachtung läßt sich auch bezüglich der Ausheilung der Elektronentraps nach einer Bestrahlung mit $1.4 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ machen. Es wird in diesem Fall nur eine sehr geringe Ausheilung sichtbar, die sich aus der Überlagerung der Zeitabhängigkeit zweier Defektarten ergeben könnte. Dies würde z.B. bedeuten, daß die erst ab $9 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ gebildeten Trappingzentren nicht ausheilen, während die geringe sichtbare Ausheilung durch den relativ niedrigen Anteil der Defektart bewirkt wird, die bereits bei niedrigen Fluenzen auftreten.

Dieses gegenläufige Verhalten einer Reduktion der Konzentration der Elektronentraps und einer Zunahme der Löchertraps wird auch bei den Temperungsprozeduren beobachtet (vgl. Tab. 5.7, S. 145). Für eine quantitative Beschreibung der Zeitabhängigkeit des Löcher- und Elektronentrappings reichen die bisher durchgeführten Untersuchungen nicht aus.

5.2.5 Temperungsprozeduren

Die vorangegangenen Abschnitte behandelten jeweils die *isothermale* Ausheilung bei Raumtemperatur. Ergänzend hierzu wurde auch die Ausheilung bei einem *isochronalen* Temperungszyklus untersucht, bei dem der bestrahlte Detektor in 20 °C-Schritten bis 220 °C, jeweils eine Stunde bei jeder Temperatur, geheizt wurde. Nach jedem Temperungsschritt sind die Kapazitäts- und Sperrstromcharakteristiken bei Raumtemperatur gemessen worden.

Die Temperaturabhängigkeiten für die strahlungsabhängigen Meßgrößen effektive Dotierungskonzentration ΔN_{eff} und Volumengenerationsstroms $\Delta I/V$ sind in Abb. 5.28 und Abb. 5.29 dargestellt. Betrachtet wird jeweils die auf die Fluenz normierte Differenz des Meßwertes nach dem jeweiligen Temperaturschritt zu dem vor Beginn der Temperungsprozedur gemessenen Wert bei Raumtemperatur (RT). In Abb. 5.28 und Abb. 5.29 sind demgemäß die Größen

$$\frac{\Delta N_{eff}(T) - \Delta N_{eff}(RT)}{\Phi} \quad (5.69)$$

bzw.

$$\frac{\Delta I(T)/V - \Delta I(RT)/V}{\Phi} \quad (5.70)$$

gegen die Temperatur T aufgetragen. Hierbei bedeutet eine Abnahme dieser Größen jeweils einen Rückgang der strahleninduzierten Änderung der betrachteten Meßgrößen N_{eff} bzw. I/V . Wie auch bei den bestrahlungs- und zeitabhängigen Betrachtungen bezeichnen ΔN_{eff} und $\Delta I/V$ jeweils die effektive Dotierungskonzentration bzw. die Volumengenerationsstromdichte in der Differenz zum Meßwert des unbestrahlten Detektors.

Die Bezugnahme auf den Wert bei Raumtemperatur direkt vor der Temperungsprozedur $\Delta N_{eff}(RT)$ bzw. $\Delta I(RT)/V$ stellt für die hier untersuchten Detektoren einen einheitlichen Referenzpunkt dar, weil bei der Ausheilung an Raumtemperatur (RT) jeweils der konstante Endwert erreicht wurde. Außerdem fallen hierbei fluenz- und konzentrationsabhängige Unterschiede heraus, soweit deren Komponenten nicht gerade in dem betrachteten Temperaturbereich ausheilen.

Durch die Normierung auf die 1 MeV-Neutronen-äquivalente Fluenz Φ werden die Messungen nach unterschiedlichen Bestrahlungen vergleichbar. In dieser Darstellung ist für alle fluenzproportionalen Komponenten eine einheitliche Temperaturabhängigkeit zu erwarten.

Bei der gemessenen Temperaturabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration (Abb. 5.28) zeigt sich ein deutlicher Anstieg in ΔN_{eff} , der eine Zunahme an Akzeptoren bedeutet. Die hier sichtbare Temperaturabhängigkeit ist qualitativ vergleichbar mit der in Abb. 5.24, S. 130 dargestellten Zeitabhängigkeit der ausheilungsbedingten Bildung von Akzeptorzuständen. In Abb. 5.24 ist $\Delta N_{eff}/\Phi$ gegen die Zeit aufgetragen, eine der Gl. 5.69 entsprechende Auftragung für die isothermale Ausheilung würde

$$\frac{\Delta N_{eff}(t) - \Delta N_{eff}(t_{ref})}{\Phi} \quad (5.71)$$

lauten, wobei $\Delta N_{eff}(t_{ref})$ der Referenzwert zu einem beliebigen, aber festen Zeitpunkt t_{ref} darstellt. Der Wert $\Delta N_{eff}(t_{ref})$ hat für die Darstellung der Zeitabhängigkeit der isothermen Ausheilung die gleiche Bedeutung wie der Wert bei Raumtemperatur $\Delta N_{eff}(RT)$ direkt vor Beginn der isochronalen Temperungsprozedur. Dies sei anhand der in Abb. 5.24 (S. 130) eingezeichneten Größe (Gl. 5.64)

$$\Delta N_{eff}(t) = a\Phi \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right] + N_{D,0} \left(1 - e^{-c\Phi} \right) e^{-\frac{t}{\tau_D}} - d\Phi \quad (5.72)$$

nochmal verdeutlicht.

Betrachtet man hier z.B. $t_{ref} = 10 \text{ min}$ als Referenzpunkt, so daß $t_{ref} \ll \tau_a$ und $t_{ref} \ll \tau_D$ gilt, dann folgt

$$\Delta N_{eff}(t_{ref}) = N_{D,0} \left(1 - e^{-c\Phi} \right) - d\Phi. \quad (5.73)$$

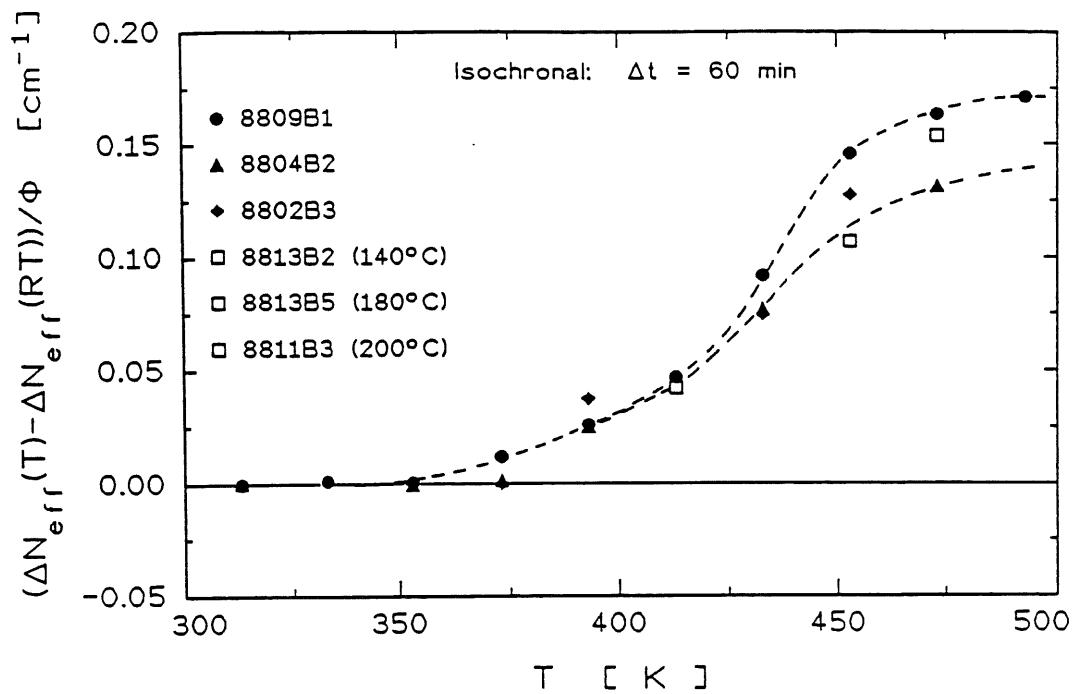


Abb. 5.28: Fluenznormierte Änderung der effektiven Dotierungskonzentration bei der isochronalen Temperungsprozedur mit $\Delta t = 60 \text{ min}$ (siehe Text).

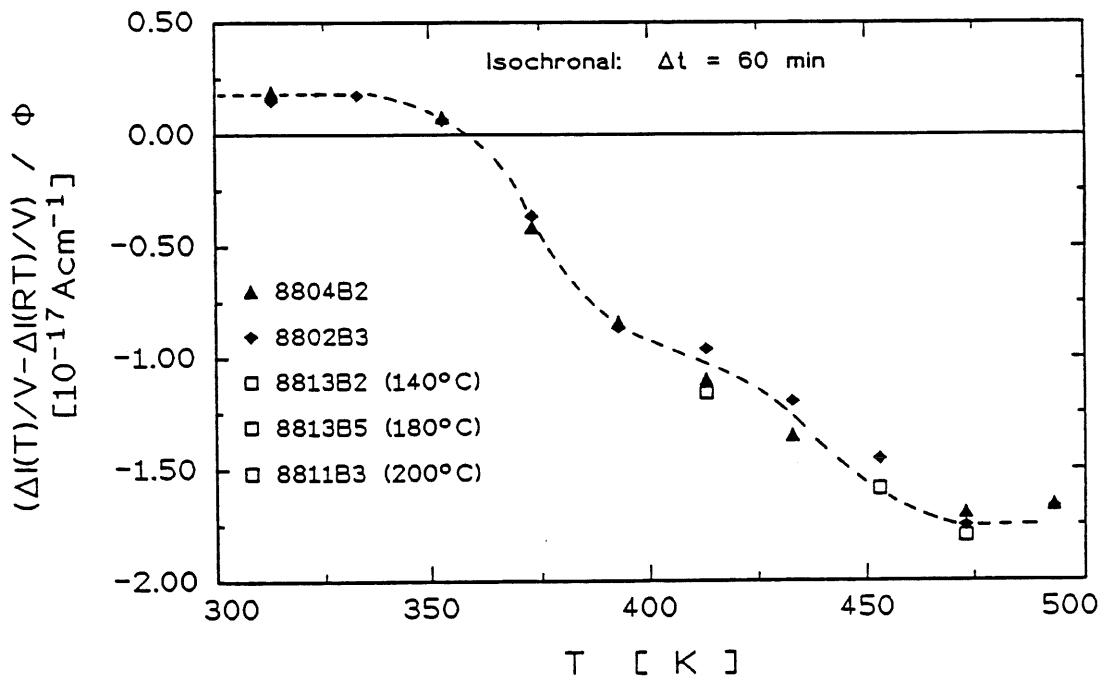


Abb. 5.29: Fluenznormierte Änderung des Volumengenerationsstroms bei der isochronalen Temperungsprozedur mit $\Delta t = 60 \text{ min}$ (siehe Text).

Damit ergibt sich für $t > t_{ref}$

$$\frac{\Delta N_{eff}(t) - \Delta N_{eff}(t_{ref})}{\Phi} = a \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right] - \frac{N_{D,0} (1 - e^{-c\Phi})}{\Phi} \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_D}} \right]. \quad (5.74)$$

Diese Gleichung lässt sich auch auf die isochronale Ausheilung übertragen. Hierfür sind die Exponentialterme $e^{-t/\tau}$, die die Zeitabhängigkeit bei isothermaler Ausheilung beschreiben, gegen entsprechende Exponentialtherme $e^{-T/T_{ann}}$ für die isochronale Ausheilung auszutauschen. Abhängig von der für die isochronale Temperungsprozedur gewählten Zeitspanne pro Temperaturschritt Δt ist die Ausheiltemperatur T_{ann} dann definiert durch

$$\Delta t = \tau(T_{ann}). \quad (5.75)$$

Damit kennzeichnet T_{ann} genau die Temperatur einer bestimmten isochronalen Temperungsprozedur, bei der die Defektkonzentration auf $1/e$ der Ausgangskonzentration zurückgegangen ist. Entsprechend zu Gl. 5.74 ergibt sich damit für eine isochronale Temperungsprozedur mit Temperaturen oberhalb der hier als Referenz gewählten Raumtemperatur

$$\frac{\Delta N_{eff}(T) - \Delta N_{eff}(RT)}{\Phi} = \hat{a} \left[1 - e^{-\frac{T}{T_{ann,\hat{a}}}} \right] - \frac{N_{D,0} (1 - e^{-c\Phi})}{\Phi} \left[1 - e^{-\frac{T}{T_{ann,D}}} \right]. \quad (5.76)$$

Die Temperatur $T_{ann,\hat{a}}$ bezeichnet hierbei die Ausheiltemperatur eines elektrisch inaktiven Defektes, bei dessen Ausheilung ein neuer akzeptorartiger Defekt entsteht und dessen Generationsrate \hat{a} ist.

Die hier zu betrachtenden Defekte können nicht mit denen in der Zeitabhängigkeit bis 10^6 min untersuchten Defektarten übereinstimmen, denn die Temperungsprozeduren wurden erst längere Zeit nach der Bestrahlung durchgeführt, so dass die Akzeptorbildung bei Raumtemperatur mit $\tau_a = 7.5 \cdot 10^4 \text{ min}$ bereits abgeschlossen war. Dies bedeutet auch, dass mit der Temperungsprozedur Ausheilungseffekte sichtbar werden, die bei Raumtemperatur erst für Zeiten $t \gg 10^6 \text{ min}$ auftreten.

Die Ausheiltemperatur für den elektrisch inaktiven Defekt lässt sich aus der Temperaturabhängigkeit der Bildung akzeptorartiger Defekte in Abb. 5.28 ermitteln, damit ergibt sich $T_{ann,\hat{a}} \sim 440 \text{ K}$. Etwa bei der gleichen Temperatur heilt auch der $V - P$ -Defekt aus. Die Ausheilung der $V - P$ -Defekte zeigt sich in Abb. 5.28 darin, dass der Detektor 8804B2 mit der höheren Phosphorkonzentration und der stärkeren Bestrahlung im Vergleich zu Detektor 8809B1 einen geringeren Anstieg in ΔN_{eff} hat. Aufgrund unterschiedlicher Konzentrationen der $V - P$ -Defekte ergibt sich bei der Ausheilung eine Differenz in der Kompensation der Akzeptoren, die bei der Ausheilung eines elektrisch inaktiven Defektes entstehen.

Die Konzentration der $V - P$ -Defekte lässt sich aus der Fluenzabhängigkeit der Änderung der Donatorkonzentration

$$\Delta N_D(\Phi) = N_{D,0} (1 - e^{-c\Phi}), \quad (5.77)$$

mit $c = 3.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ (S. 99) berechnen. Auf die jeweilige 1 MeV-Neutronen-äquivalente Fluenz normiert ergibt sich für Detektor 8804B2 $\Delta N_D/\Phi = 0.23 \text{ cm}^{-1}$ und für Detektor 8809B1 $\Delta N_D/\Phi = 0.20 \text{ cm}^{-1}$.

Die Ausheilung der $V - P$ -Defekte bedeutet eine Zunahme der Donatorkonzentration. Mit etwa der gleichen Ausheiltemperatur werden aber auch Akzeptoren gebildet, und in ΔN_{eff} sieht man die Überlagerung dieser beiden Effekte.

Bei gleichen Ausheiltemperaturen $T_{ann,\hat{a}} = T_{ann,D}$ würde sich Gl. 5.76 folgendermaßen vereinfachen:

$$\frac{\Delta N_{eff}(T) - \Delta N_{eff}(RT)}{\Phi} = \left(\hat{a} - \frac{\Delta N_D}{\Phi} \right) \left[1 - e^{-\frac{T}{T_{ann}}} \right]. \quad (5.78)$$

Für Temperaturen deutlich oberhalb der Ausheiltemperatur $T_{ann} = 440 \text{ K}$, wenn die $V - P$ -Defekte und die elektrisch inaktiven Defekte vollständig ausgeheilt sind, wird gemäß Gl. 5.78 ein von der $V - P$ -Konzentration abhängiger Sättigungswert erreicht.

Für die beiden untersuchten Detektoren wird aufgrund der berechneten Konzentration der $V - P$ -Defekte eine Differenz im Sättigungswert von

$$\frac{\Delta N_D}{\Phi}(8804B2) - \frac{\Delta N_D}{\Phi}(8809B1) = 0.03 \text{ cm}^{-1} \quad (5.79)$$

erwartet. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit der in Abb. 5.28 bei hohen Temperaturen sichtbaren Differenz.

Der Sättigungswert für den Detektor 8809B1 liegt bei 0.17 cm^{-1} , und damit ergibt sich für die Generationsrate des elektrisch inaktiven Defektes $\hat{a} = 0.40 \text{ cm}^{-1}$.

Die Bildung dieser Akzeptorzustände wurde bei der untersuchten Zeitabhängigkeit bis 1.5 Jahre nach Bestrahlungen mit Fluenzen bis zu 10^{15} n/cm^2 nicht beobachtet. Dies bedeutet für die Ausheilung an Raumtemperatur, daß $\tau_{\hat{a}} > 3.2 \cdot 10^7 \text{ min}$ ist. Mit $\tau_{\hat{a}}(440K) = 60 \text{ min}$ ergibt sich hieraus als untere Grenze für die Aktivierungsenergie $E_a = 1.0 \text{ eV}$ und für den Frequenzfaktor $f = 5.0 \cdot 10^9 \text{ min}^{-1}$.

Damit lassen sich für verschiedene Temperaturen untere Grenzen für die Zeitkonstante $\tau_{\hat{a}}$ der Ausheilung der elektrisch inaktiven Defekte berechnen. In Tab. 5.6 sind diese

Temperatur	untere Grenze für $\tau_{\hat{a}}$	obere Grenze für $N_{\hat{a}}(t)/\Phi$	
		1 Jahr	10 Jahre
$20^\circ C$	$3.2 \cdot 10^7 \text{ min}$	0.0065 cm^{-1}	0.0601 cm^{-1}
$10^\circ C$	$1.3 \cdot 10^8 \text{ min}$	0.0016 cm^{-1}	0.0159 cm^{-1}
$0^\circ C$	$5.8 \cdot 10^8 \text{ min}$	0.0004 cm^{-1}	0.0036 cm^{-1}

Tab. 5.6: Nach Gl. 5.80 berechnete obere Grenzwerte für die Konzentration der Akzeptorzustände $N_{\hat{a}}$, die bei der Ausheilung elektrisch inaktiver Defekte mit der Zeitkonstante $\tau_{\hat{a}}$ innerhalb von 1 Jahr bzw. 10 Jahren gebildet werden.

unteren Grenzen von τ_a für drei Temperaturen aufgeführt. Daraus folgen jeweils die oberen Grenzen für die Konzentration der bei der Ausheilung gebildeten Akzptorzustände mit

$$N_a = \hat{a}\Phi(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}}). \quad (5.80)$$

In Tab. 5.6 sind exemplarisch die fluenznormierten Konzentrationen N_a/Φ für 1 Jahr und 10 Jahre nach der Bestrahlung angegeben.

Bei diesen isochronalen Temperungsprozeduren wurde nach jedem einstündigen Temperaturschritt auch der Volumengenerationsstrom gemessen. In Abb. 5.29 (S. 141) ist, wie bereits erläutert, nach Gl. 5.70 die temperaturabhängige Änderung der Volumengenerationsstromdichte auf die Fluenz normiert dargestellt,

$$\frac{\Delta I(T)/V - \Delta I(RT)/V}{\Phi} \quad (5.81)$$

Dies ist die gleiche Auftragungsart, die in Abb. 5.28 auch für die effektive Dotierungskonzentration gewählt wurde.

Wie in Abb. 5.29 ersichtlich, sind hier drei Komponenten zu unterscheiden. Der erste Temperaturschritt von einer Stunde bei $T = 313 K$ resultiert in einem Anstieg von $0.20 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$. Zu höheren Temperaturen hin zeigen sich zwei Ausheilstufen von $-1.20 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$ und $-0.75 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$ mit den Ausheiltemperaturen von etwa $T_{ann} = 370 K$ bzw. $T_{ann} = 440 K$.

Die Ausheilstufe mit $T_{ann} = 440 K$ wurde auch bei der Temperaturabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration (Abb. 5.28) beobachtet. Dort wurden dieser Stufe zwei sich teilweise kompensierende Effekte zugeordnet. Aufgrund der Höhe der Sperrstromreduktion lässt sich diese zweite Ausheilstufe in Abb. 5.29 der Ausheilung von $V-P$ -Defekten zuordnen.

Ausgehend von TSC²-Messungen wurde von Borchi et al. die durch $V - P$ -Defekte generierte Stromdichte für einen mit $5 \cdot 10^{13} n/cm^2$ bestrahlten Silizium-Detektor ermittelt. Für $300 K$ ergab sich $5.96 \cdot 10^{-4} Acm^{-3}$ [Bor91a]. Auf Raumtemperatur umgerechnet beträgt die fluenznormierte Volumengenerationsstromdichte $0.66 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$. Dies stimmt sehr gut mit der Ausheilstufe bei $T_{ann} = 440 K$ überein. Für die vorliegenden temperaturabhängigen Untersuchungen wurden Detektoren verwendet, die nur mit einigen $10^{12} n/cm^2$ bestrahlt wurden, und demzufolge ergibt sich hier der etwas größere Wert von $0.75 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$.

Des weiteren wurden drei Detektoren je eine Stunde bei $140^\circ C$, $180^\circ C$ bzw. $200^\circ C$ getempert. Die Ergebnisse dieser einzelnen Temperaturschritte sind in Tab. 5.7 zusammengefaßt. Neben der effektiven Dotierungskonzentration und dem Sperrstrom wurde jeweils auch das für den Ladungssammlungsverlust verantwortliche Elektronen- und Löchertrapping untersucht. Die in Tab. 5.7 aufgeführten temperaturabhängigen Änderungen bezüglich der effektiven Dotierungskonzentration und des Sperrstroms sind in Abb. 5.28 bzw. Abb. 5.29 ebenfalls eingetragen. Sie sind in guter Übereinstimmung mit den Ausheilkurven der isochronalen Temperungsprozedur mit $\Delta t = 60 min$.

²TSC: Thermally Stimulated Current

Temperatur	140 °C	180 °C	200 °C
Detektor	8813B2	8813B5	8811B3
Fluenz [cm ⁻²]	3.1 · 10 ¹²	2.4 · 10 ¹²	1.8 · 10 ¹²
$\frac{\Delta N_{eff}(T) - \Delta N_{eff}(RT)}{\Phi}$ [cm ⁻¹]	0.04	0.11	0.15
$\frac{\Delta I(T)/V - \Delta I(RT)/V}{\Phi}$ [10 ⁻¹⁷ Acm ⁻¹]	-1.16	-1.59	-1.80
$\frac{\tau_e^+(T)^{-1} - \tau_e^+(RT)^{-1}}{\Phi}$ [10 ⁻⁶ cm ² s ⁻¹]	-0.25	-0.33	-0.21
$\frac{\tau_h^+(T)^{-1} - \tau_h^+(RT)^{-1}}{\Phi}$ [10 ⁻⁶ cm ² s ⁻¹]	0.04	0.34	0.88
$\frac{\Delta Q/Q_0(T) _{mip} - \Delta Q/Q_0(RT) _{mip}}{\Phi}$ [10 ⁻¹⁵ cm ²]	-0.19	0.57	2.50

Tab. 5.7: Fluennormierte Änderung der strahlungsabhängigen Detektoreigenschaften bei jeweils einstündiger Temperung. Die Werte für die effektive Dotierungskonzentration und den Volumengenerationstrom sind auch in Abb. 5.28 bzw. Abb. 5.29 eingetragen. Der Ladungssammlungsverlust für mip's bei $U = 200$ V wurde aus den für Elektronen bzw. Löchern gemessenen Trappingzeitkonstanten errechnet.

Die Temperaturabhängigkeit für das Elektronentrapping zeigt bei diesen drei Temperaturen jeweils eine deutliche Ausheilung der strahleninduzierten Trappingzentren. Zu beachten ist aber, daß die Ausheilung bei 200 °C deutlich geringer ist als bei den niedrigeren Temperaturen. Auch in der Zeitabhängigkeit bei Raumtemperatur war für das Elektronentrapping nach vergleichbaren Bestrahlungen eine Ausheilung zu beobachten. Für Fluenzeen oberhalb von 10^{13} n/cm² zeigte sich allerdings eine zusätzliche Komponente im Elektronentrapping, für die keine Ausheilungseffekte bei Raumtemperatur beobachtet wurden. Aus diesem Grunde ist auch für die Temperaturabhängigkeit stärker bestrahlter Detektoren mit einem veränderten Ausheilverhalten zu rechnen. Dies ist bisher nicht untersucht worden.

Bei dem Löchertrapping wird mit steigender Temperatur eine zunehmende Verschlechterung beobachtet (vgl. Tab. 5.7). Bei 140 °C ist diese Zunahme an Trappingzentren für die Löcher noch gering. Deshalb ergibt sich für den vom Elektronen- und Löchertrapping abhängenden Ladungssammlungsverlust für mip's noch eine Verbesserung. Bei höheren Temperaturen überwiegt dagegen der Anstieg im Löchertrapping und damit ergibt sich eine deutliche Zunahme des für mip's gerechneten Ladungssammlungsverlustes.

Es sind weitere temperaturabhängige Untersuchungen notwendig, aus denen sich die defektspezifischen Aktivierungsenergien bestimmen lassen. Damit können die Zeitkonstanten dieser Prozesse für die interessanten Betriebstemperaturen bestimmt werden, und dann kann abgeschätzt werden, inwieweit diese temperatur- bzw. zeitabhängige Verschlechterung z.B. für eine 10jährige Betriebsdauer relevant ist.

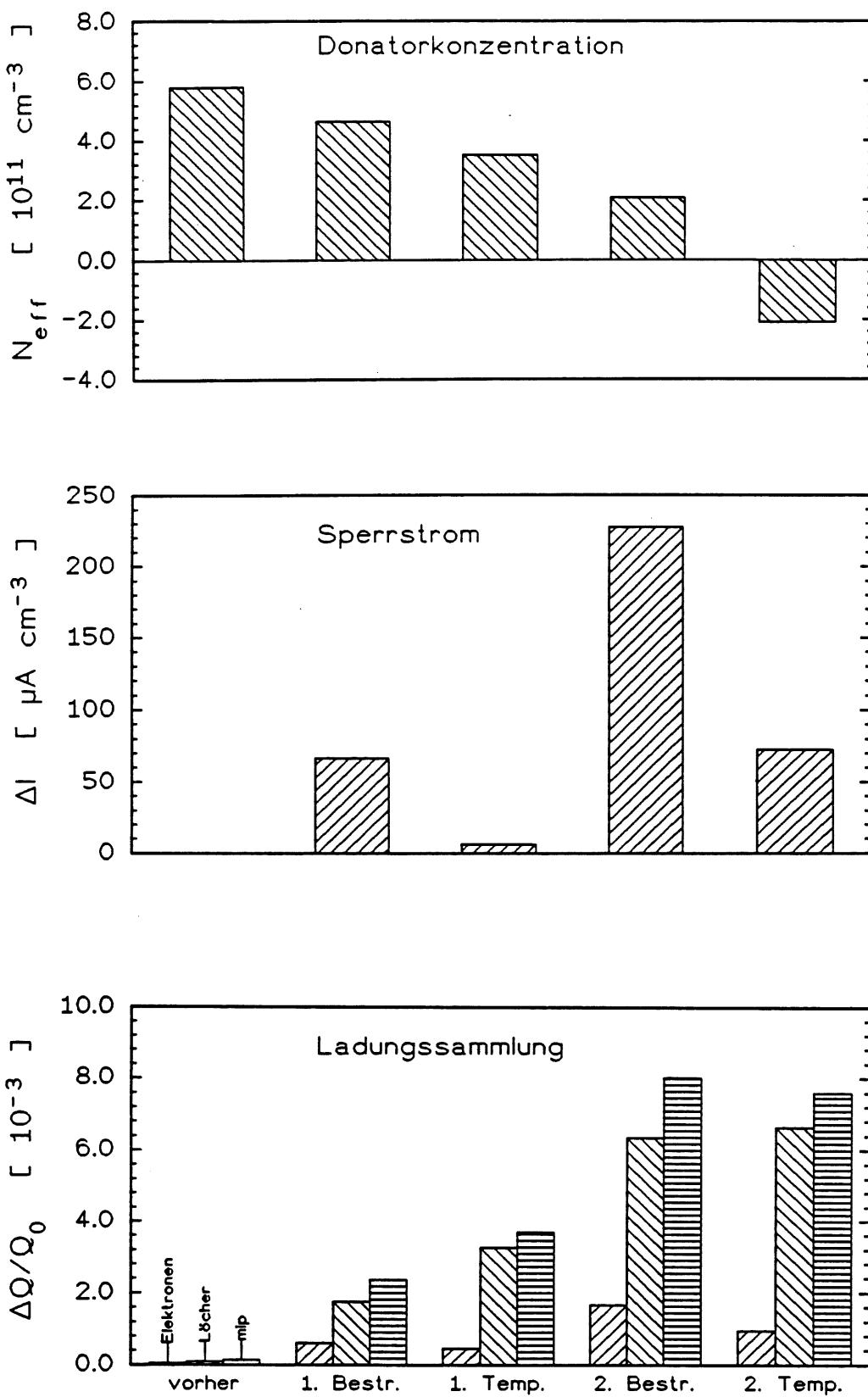


Abb. 5.30: Änderung der Detektoreigenschaften bei aufeinanderfolgender Bestrahlung und jeweils einstündiger Temperung bei 200°C .

1. Bestrahlung: $\Phi = 0.8 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$; 2. Bestrahlung: $\Phi = 3.0 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$.

In Abb. 5.30 sind die Effekte einer sukzessiven Kombination aus Bestrahlung und Temperungsprozedur dargestellt. Exemplarisch zeigen sich hierbei die bereits diskutierten Abhängigkeiten der Detektoreigenschaften von der Schädigung und der Temperung.

Die effektive Dotierungskonzentration verringert sich sowohl bei den beiden Bestrahlungsschritten von $0.8 \cdot 10^{12} n/cm^2$ bzw. $3.0 \cdot 10^{12} n/cm^2$, als auch bei den jeweils nachfolgenden einstündigen Temperungen bei $200^\circ C$. Die Reduktion in N_{eff} bei einstündigen Temperungsprozeduren oberhalb von $100^\circ C$ wurde bereits einer Bildung von akzeptorartigen Zuständen bei der Ausheilung eines bisher unbekannten elektrisch inaktiven Defektes zugeordnet. Bei dem hier untersuchten Detektor 8813B4 war die Bildung von Akzeptoren nach der letzten Temperung insgesamt so groß, daß der Leitungstyp des Detektors zur p-Leitung konvertierte. Die Konvertierung dieses Detektors wurde mit dem Einschuß kurzreichweiter α -Teilchen festgestellt. In Abb. 5.10, S. 93 ist das Verhältnis der bei Front- und Rückeinschuß nachgewiesenen Energie in Abhängigkeit von der Spannung aufgetragen. Der Vergleich mit Detektoren, an denen keine zusätzlichen Temperungsschritte erfolgten, macht nochmals deutlich, daß die Konvertierung des nur mit $\Phi = 3.8 \cdot 10^{12} n/cm^2$ bestrahlten Detektors 8813B4 ausheilungsbedingt ist.

Der Sperrstromanstieg bei beiden Bestrahlungsschritten entspricht der Erwartung. Die jeweils nachfolgende einstündige Temperung bewirkt einen Rückgang des Sperrstroms, wie er auch bei den zuvor diskutierten Temperaturabhängigkeiten beobachtet wurde.

Für die Effekte bezüglich des Ladungssammlungsverlustes ist die unterschiedliche Ausheilung der Trappingzentren für Elektronen und der Trappingzentren für Löcher zu berücksichtigen. Deshalb sind in Abb. 5.30 für den Ladungssammlungsverlust für mip's bei 200 V Sperrspannung auch die jeweiligen Anteile aufgrund des Elektronen- und des Löchertrappings separat aufgeführt. Bei den Bestrahlungen ist, wie bereits bekannt, jeweils ein Anstieg des Elektronen- und Löchertrappings zu verzeichnen. Die zweite Temperungsprozedur zeigt, genauso wie eine Temperung nach einer Bestrahlung, eine Reduktion des Elektronentrappings und eine Zunahme des Löchertrappings. Nach den beiden Bestrahlungen mit insgesamt $3.8 \cdot 10^{12} n/cm^2$ und den beiden Temperungsprozeduren liegt der Ladungssammlungsverlust für mip's noch unter 1 %.

Insgesamt bleibt festzustellen, daß die Temperungsprozedur für eine nachfolgende Bestrahlung keine Änderung des fluenzabhängigen Verhaltens bedeutet. Um das Ausheilverhalten in verkürzter Zeit studieren zu können, bieten sich Untersuchungen bei höheren Temperaturen an, da dann die isothermal gemessenen Prozesse beschleunigt ablaufen. Hierfür sind aber weitere systematische Untersuchungen notwendig. Diese Studien sollten darauf ausgerichtet sein, die Aktivierungsenergien der einzelnen Ausheilungsprozesse genau zu bestimmen, denn damit kann für jede beliebige Temperatur die jeweilige Zeitkonstante der entsprechenden Komponente einer Meßgröße berechnet werden. Hieraus ergibt sich der optimale Temperaturbereich für den langfristigen Betrieb von Silizium-Detektoren.

Die Bestimmung der jeweiligen Aktivierungsenergien würde auch die Zuordnung zu einzelnen Defektarten erleichtern. Dies wiederum ist eine Voraussetzung für die gezielte Entwicklung strahlenhärteren Grundmaterials.

5.3 Untersuchungen von Oberflächendefekten

5.3.1 MOS-Strukturen

In diesem Abschnitt werden die an MOS-Strukturen beobachteten Strahlenschädigungseffekte dargestellt. Die Bestrahlungen von MOS-Strukturen bieten die Möglichkeit, die auch bei Detektoren auftretenden Oberflächeneffekte separat zu untersuchen. Zu beachten ist die Abhängigkeit der Eigenschaften einer MOS-Struktur von den verschiedenen Herstellungsparametern. Dies gilt nicht nur für ungeschädigte Strukturen, sondern insbesondere auch für die strahleninduzierten Veränderungen.

Im Rahmen der vorliegenden Studie zur Strahlenhärtung von Silizium-Detektoren wurde die Strahlungsabhängigkeit der MOS-ähnlichen Randpassivierung der hier verwendeten Detektoren untersucht. Für eine separate Untersuchung des MOS-Überganges wurden MOS-Strukturen mit einer den Detektoren entsprechenden Technologie hergestellt (vgl. Kap. 4.2.3, S. 63) und bestrahlt. Im nächsten Abschnitt 5.3.2 werden die an der MOS-ähnlichen Randstruktur des Detektors beobachteten strahleninduzierten Veränderungen vorgestellt.

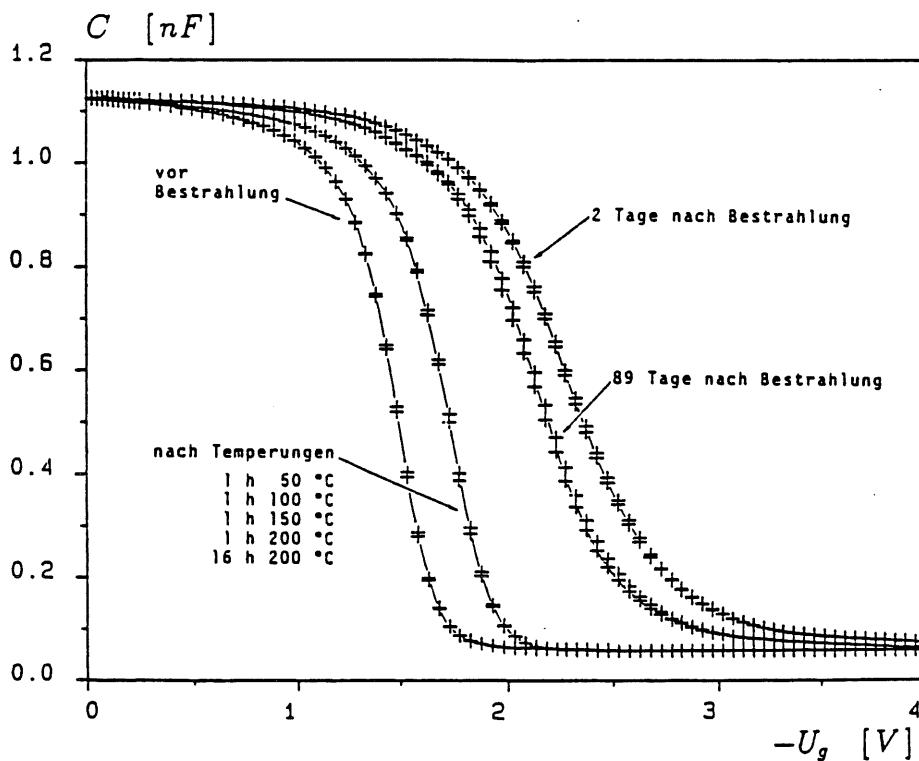


Abb. 5.31: Kapazitätscharakteristiken ($\nu = 10 \text{ kHz}$) einer MOS-Struktur, die 21 Tage direkt am Strahlrohr ($r = 3 \text{ cm}$) innerhalb des UA2-Experimentes am SppS (CERN, Genf) unter Spannung ($-U_g = 10 \text{ V}$) bestrahlt wurde ($D = 20 \text{ kGy}$, $\Phi = 10^9 \text{ n/cm}^2$). Nach 89tägiger Ausheilung bei Raumtemperatur erfolgte die Temperungsprozedur (siehe Abb. 5.32).

Die Schädigungsmechanismen und die Eigenschaften der Oberflächendefekte wurden bereits in Kap. 2.2 vorgestellt. Ionisierende Strahlung hat die größte schädigende Wirkung, da die Ionisation, anders als im Silizium-Kristall, im Oxid kein vollständig reversibler Prozess ist. Die wichtigste Meßgröße zur Charakterisierung eines MOS-Überganges ist die Flachbandspannung, die aus der Spannungsabhängigkeit der Kapazität ermittelt werden kann (siehe Kap. 4.2.3, S. 63).

Abb. 5.31 zeigt exemplarisch die strahleninduzierte Änderung der $C - V$ -Charakteristik eines MOS-Überganges. Diese MOS-Struktur war 21 Tage direkt am Strahlrohr ($r = 3\text{ cm}$) innerhalb des UA2-Experimentes am SppS (CERN, Genf). Die Strahlenbelastung im Strahlungsfeld dieses HEP-Experimentes war sehr gering (10^9 n/cm^2) und die ionisierende Dosis betrug etwa 20 Gy .

Zusätzlich zu der strahlungsbedingten Erhöhung der Flachbandspannung ist auch eine Streckung der $C - V$ -Kurve zu beobachten. Dies bedeutet, daß neben dem Anstieg an Oxidladungen auch eine Zunahme der Grenzflächenzustände erfolgte.

Die Erhöhung der Flachbandspannung betrug $\Delta U_{FB} = 3.0\text{ V}$. Hier ist zu berücksichtigen, daß während der Bestrahlung eine Gatespannung von $U_g = -10\text{ V}$ anlag. Bei einer anderen MOS-Struktur auf dem selben Wafer, bei der während dieser Bestrahlung keine Spannung anlag, war die Verschiebung der Flachbandspannung deutlich niedriger, $\Delta U_{FB} = 2.2\text{ V}$. Diese Abhängigkeit von der während der Bestrahlung anliegenden Gatespannung wurde bei der Bestrahlung mit Protonen und mit Röntgenstrahlung näher untersucht und ist in Abb. 5.34, S. 151 dargestellt.

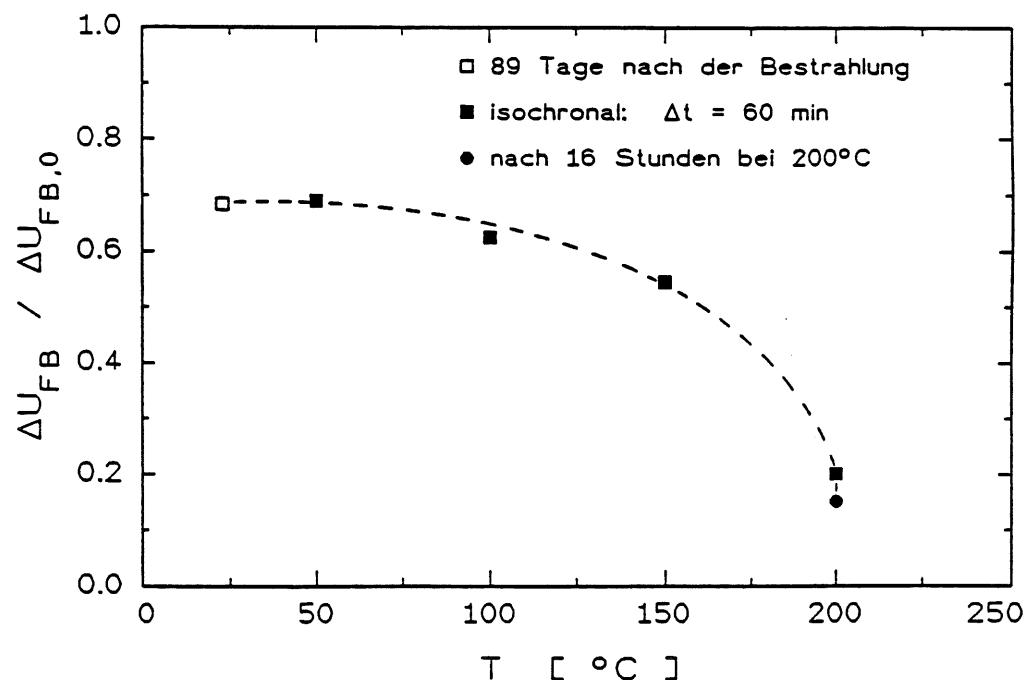


Abb. 5.32: Relative Änderung der Flachbandsspannungsverschiebung ΔU_{FB} zu dem Wert direkt nach der Bestrahlung $\Delta U_{FB,0}$ in Abhängigkeit von der Temperatur. In Abb. 5.31 sind die zugehörigen $C - V$ -Charakteristiken dieser MOS-Struktur dargestellt und die Bestrahlungsparameter angegeben.

Auch bei den strahleninduzierten Veränderungen einer MOS-Struktur sind Ausheilungseffekte zu beobachten. Das Beispiel in Abb. 5.31 zeigt, daß bei der Ausheilung an Raumtemperatur die strahleninduzierte Streckung der $C - V$ -Kurve erhalten bleibt, obwohl in diesen 89 Tagen nach der Bestrahlung die Erhöhung der Flachbandspannung um 32 % zurückgegangen ist. Nach der Temperungsprozedur bis $200^\circ C$ beträgt die Restschädigung nur noch 15 %. Außerdem weist die $C - V$ -Kurve keine strahleninduzierte Streckung mehr auf, was die Ausheilung der Grenzflächenzustände anzeigt.

In Abb. 5.32 ist die Temperaturabhängigkeit der relativen Restschädigung dargestellt. Der erste Meßpunkt, 89 Tage nach Bestrahlungsende, bezieht sich auf die Ausheilung bei Raumtemperatur vor Beginn der Temperungsprozedur. Die MOS-Struktur wurde im Temperaturbereich von $50^\circ C$ bis $200^\circ C$ je eine Stunde getempert und anschließend nochmals über längere Zeit bei $200^\circ C$.

Die zu beobachtende Ausheilung oberhalb von $150^\circ C$ deutet auf die Ausheilung von Grenzflächenzuständen hin [McG89]. Dies stimmt auch mit dem vollständigen Rückgang der strahleninduzierten Streckung der $C - V$ -Kurve nach der Temperung überein.

Die Dosisabhängigkeit der Verschiebung der Flachbandspannung ist in Abb. 5.33 für zwei verschiedene Bestrahlungen, 21 MeV Protonen und Röntgenstrahlung, dargestellt.

Die protoneninduzierte Verschiebung der Flachbandspannung zeigt eine Dosisabhängigkeit von etwa $\Delta U_{FB} \propto D^{0.5}$. Dies ist vergleichbar mit der häufig beobachteten Fluenzabhängigkeit der strahleninduzierten Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte von $\Delta D_{it} \propto D^{2/3}$ [McG89]. Bei der Bestrahlung mit Röntgenstrahlung ist dagegen nur eine

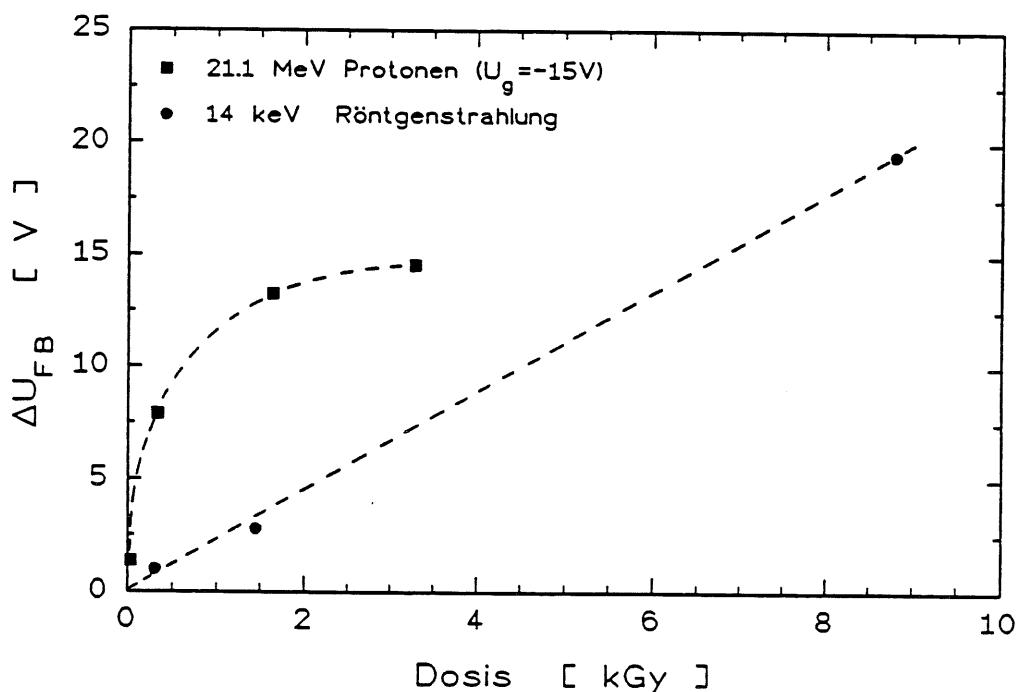


Abb. 5.33: Änderung der Flachbandspannung ΔU_{FB} in Abhängigkeit von der ionisierenden Dosis. Bei der Bestrahlung mit Protonen lag an der MOS-Struktur eine Gatespannung von $U_g = -15 V$, wogegen bei der Bestrahlung mit Röntgenstrahlung keine Spannung anlag.

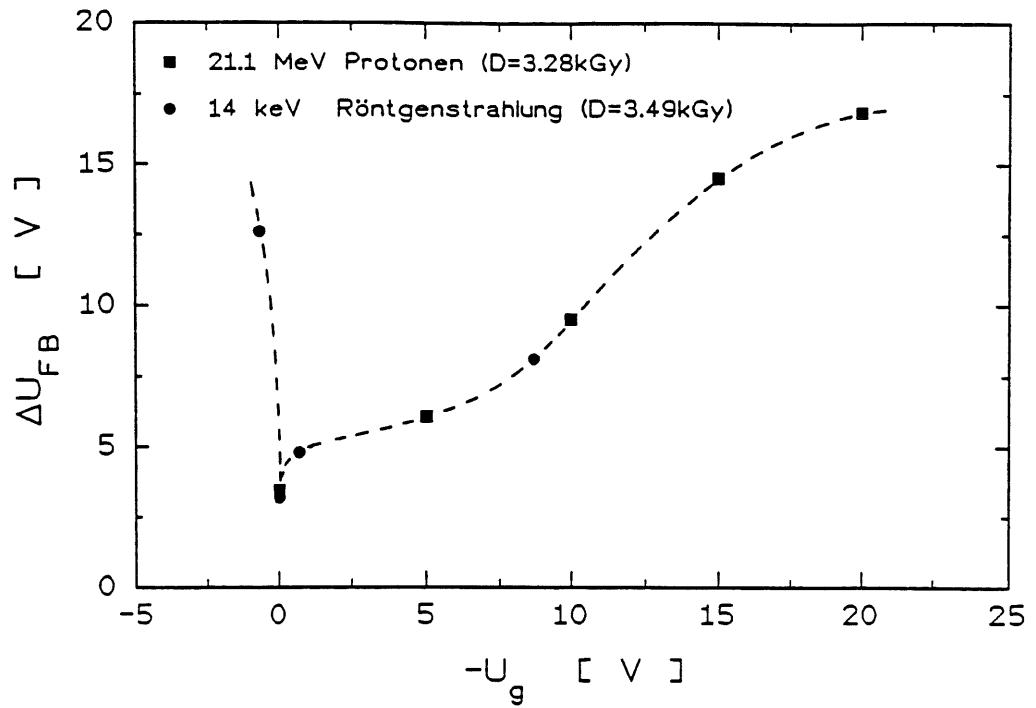


Abb. 5.34: Änderung der Flachbandspannung ΔU_{FB} in Abhängigkeit von der während der Bestrahlung anliegenden Gatespannung U_g .

annähernd lineare Dosisabhängigkeit zu beobachten. Möglicherweise tritt im letzteren Fall eine Sättigung erst nach einer höheren Dosis auf, denn hier lag, im Unterschied zur Protonenbestrahlung, keine Spannung an den MOS-Strukturen.

Die Abhängigkeit der Flachbandspannungsverschiebung von der während der Bestrahlung anliegenden Gatespannung ist in Abb. 5.34 dargestellt. Es wird qualitativ die gleiche Abhängigkeit beobachtet, wie sie auch in [Nic82] und [McG89] gezeigt wird.

Am geringsten ist die Schädigung für $U_g = 0 \text{ V}$, da in diesem Fall –kein elektrisches Feld innerhalb des Oxids– die Wahrscheinlichkeit der sofortigen Rekombination der durch die Ionisation entstandenen Elektron-Loch-Paare am größten ist. Wenn dagegen ein elektrisches Feld vorhanden ist, werden die Elektron-Loch-Paare sofort getrennt. Außerdem ist für die Höhe der Schädigung die Feldrichtung entscheidend. Wie in Kap. 2.2.1 ausgeführt, erreichen bei positiver Gatespannung mehr Löcher die Oxid-Silizium-Grenzfläche, wo sie in tiefen Löchertraps gefangen werden. Dieser Zuwachs an Ladungen in der Nähe der Grenzschicht führt dann zu einer Erhöhung der Flachbandspannung. In diesem Modell, vgl. Abb. 2.14 (S. 24), sind auch die beobachteten Sättigungseffekte verständlich, da die Anzahl der noch nicht besetzten Löchertraps mit zunehmender Schädigung geringer wird.

In Abb. 5.35 sind die frequenzabhängigen Kapazitätsmessungen vor und nach der Bestrahlung mit Neutronen dargestellt, und Abb. 5.36 zeigt die jeweils zugehörigen Messungen des parallelen Leitwertes.

Die geringe Verschiebung der Flachbandspannung ist nicht unbedingt von den Neutronen verursacht, sondern sie ist in diesem Fall größtenteils durch den γ -Untergrund des Strahlungsfeldes des Neutronengenerators für die 14.1 MeV Neutronen bedingt.

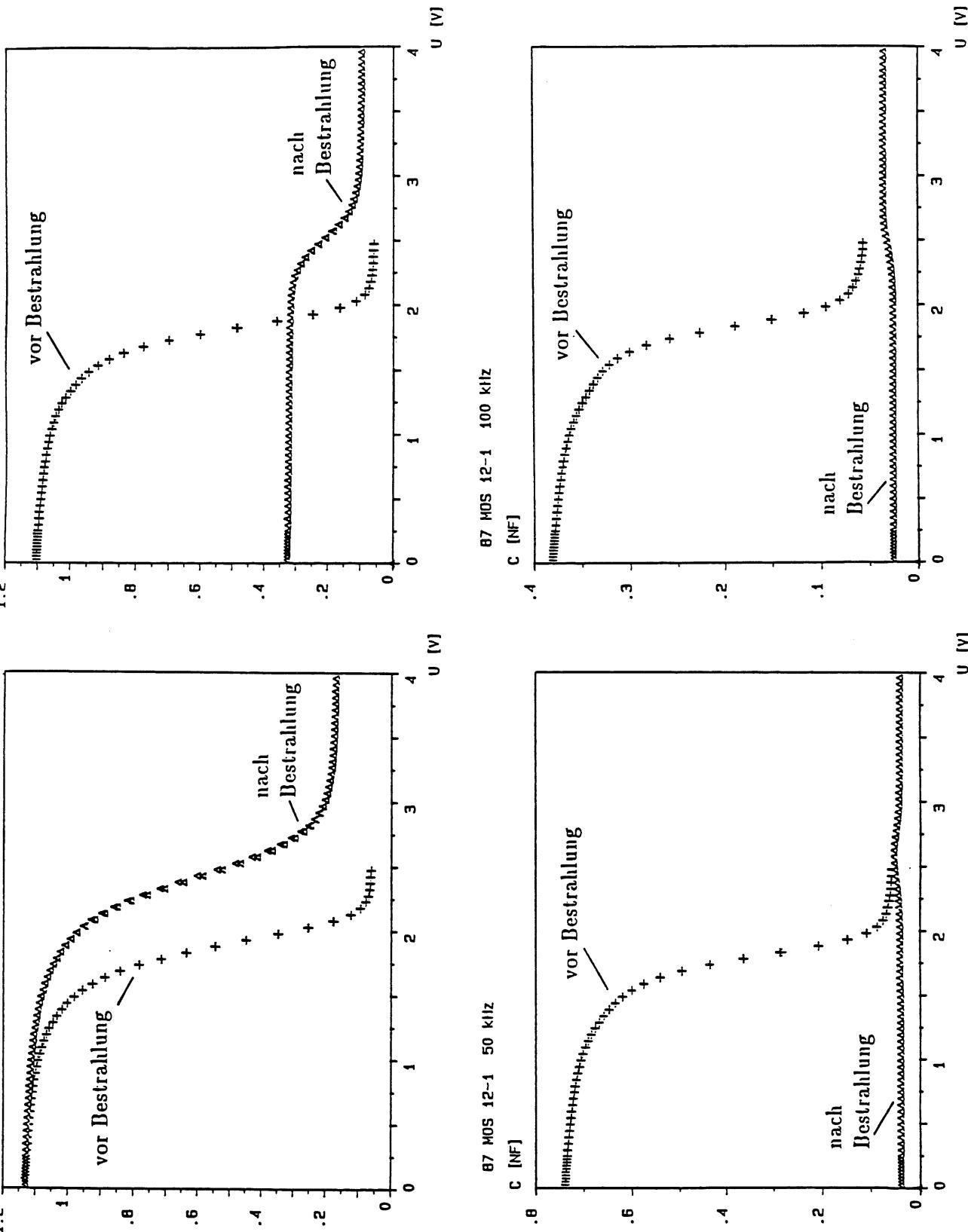


Abb. 5.35: Kapazitätscharakteristiken C vs. U von MOS-Strukturen bei verschiedenen Frequenzen, jeweils vor und nach der Bestrahlung mit Neutronen ($\Phi = 2 \cdot 10^{12} n/cm^2$).

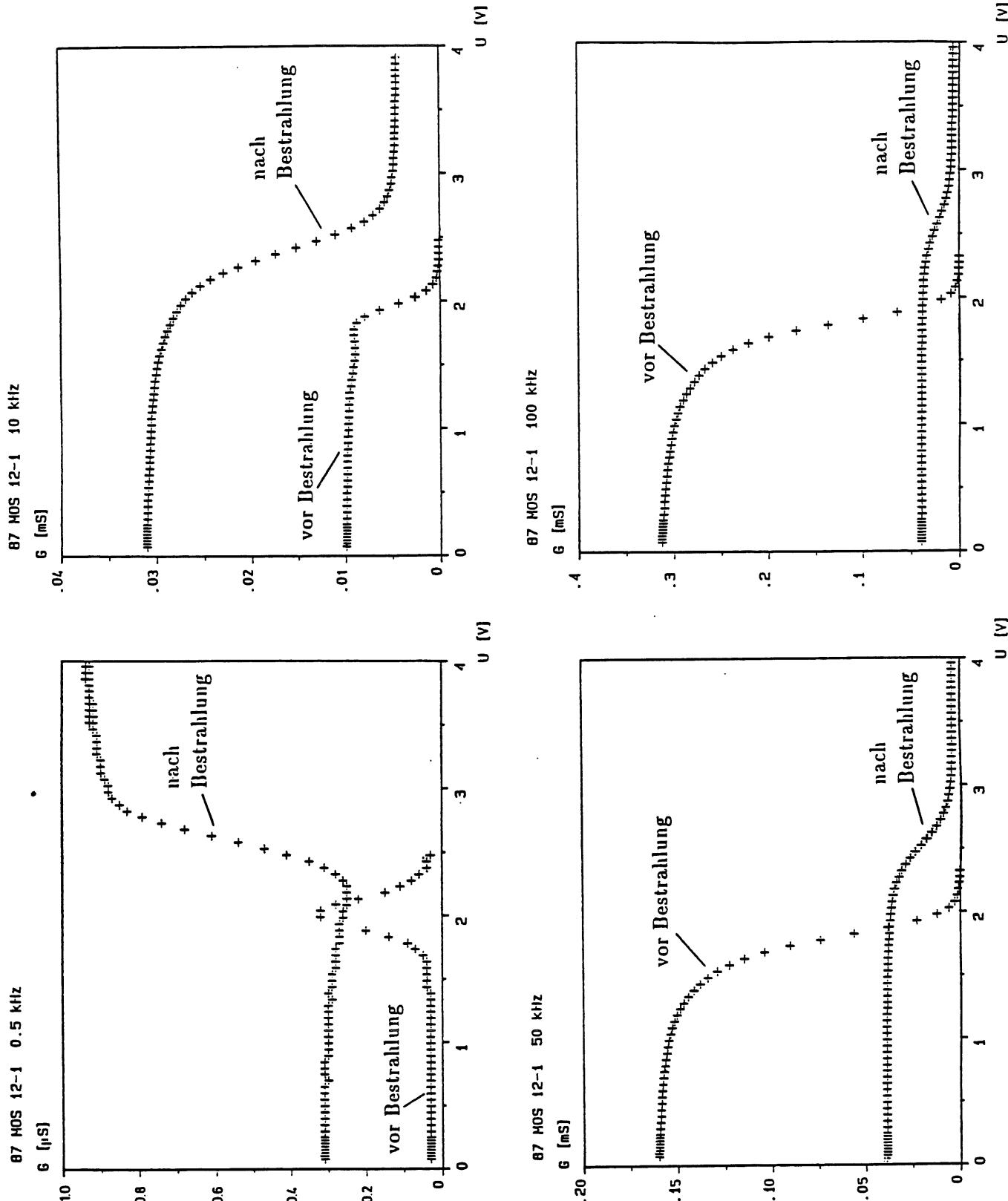


Abb. 5.36: Leitwertcharakteristiken G vs. U von MOS-Strukturen bei verschiedenen Frequenzen, jeweils vor und nach der Bestrahlung mit Neutronen ($\Phi = 2 \cdot 10^{12} n/cm^2$).

Neutronen bewirken hauptsächlich Versetzungsdefekte im Siliziumkristall, die auch einen Einfluß auf die Kapazitäts- Leitwertmessungen einer MOS-Struktur haben. Auffällig ist eine deutliche Frequenzabhängigkeit der gemessenen Kapazität unterhalb der Flachbandspannung. Dieser Effekt beruht auf der neutroneninduzierten Erhöhung des seriellen Bahnwiderstandes des nicht verarmten Volumens (vgl. Kap. 4.2.3). Bei der Messung nach dem Lock-in Verfahren wird nur von einem parallel zur Kapazität vorhandenen Widerstand ausgegangen. Dies führt bei einem großen seriellen Widerstand für hohe Frequenzen zur Messung eines erhöhten Leitwertes und einer entsprechend niedrigeren Kapazität, wie dies in Abb. 5.36 und Abb. 5.35 zu sehen ist.

Auch bei Kapazitätscharakteristiken der Detektoren wird dieser Effekt aufgrund der MOS-ähnlichen Randstruktur bei kleinen Spannungen beobachtet, siehe Abb. 5.2.

Mit der ergänzenden Messung des parallelen Leitwertes ist dann auch eindeutig gezeigt, daß die bei $\nu = 100 \text{ kHz}$ gemessene $C - V$ -Kurve nicht zu einer MOS-Struktur auf p-leitendem Grundmaterial gehört. Eine Konvertierung des Leitungstyps ist bei dieser mit der 1 MeV -Neutronen äquivalenten Fluenz von $\Phi = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2$ bestrahlten Probe auch auszuschließen. Dieses Beispiel verdeutlicht aber die Notwendigkeit der frequenzabhängigen Messungen der Kapazität und auch des parallelen Leitwertes.

Ein weiterer Effekt der Strahlenschädigung im Siliziumkristall ist nur bei niedrigen Frequenzen sichtbar, da bei hohen Frequenzen der parallele Leitwert durch den seriellen Bahnwiderstand zu groß ist.

In der Spannungsabhängigkeit des parallelen Leitwertes bei $\nu = 0.5 \text{ kHz}$ wird vor der Bestrahlung bei der Flachbandspannung das lokale Maximum aufgrund der Umladung der Grenzflächenzustände beobachtet. Nach der Bestrahlung wird dieser Anteil durch den Beitrag der neutroneninduzierten 'Bulktraps' überdeckt. Bulktraps sind Generations- und Rekombinationszentren im Silizium, die zum parallelen Leitwert beitragen sobald der MOS-Übergang bei $U = U_{FB}$ in die Verarmung kommt [Nic82].

Die hier exemplarisch vorgestellten strahleninduzierten Veränderungen eines MOS-Überganges zeigen, welche Effekte an einer Oxid-Silizium-Grenzfläche auftreten und für oxidpassivierte Detektoren zu berücksichtigen sind. Insbesondere gilt dies, wie im nächsten Abschnitt dargestellt, für Detektoren mit einer MOS-ähnlichen Randpassivierung.

5.3.2 Oberflächendefekte bei Detektoren

Für die hier benutzten oxidpassivierten Oberflächensperrsicht-Detektoren (siehe Kap. 4.2.1) wurden zusätzlich zu den Kristalldefekten separat die ionisationsbedingten Oberflächeneffekte untersucht. Hierzu wurden neben der Bestrahlung mit 1.8 MeV Elektronen, die nur eine geringe Kristallschädigung bewirken, auch Bestrahlungen mit niedrigerenergetischen Photonen durchgeführt, die keine Kristallschäden verursachen.

In Abb. 5.37 sind in Abhängigkeit von der Dosis die Sperrstromcharakteristiken nach der Bestrahlung an der Röntgenröhre dargestellt. Bei dieser niedrigen Photonenenergie können keine Kristalldefekte induziert werden. Dies bestätigen auch die Kapazitätsmessungen die bestrahlungsunabhängig immer die gleiche Spannung für vollständige Verarmung ergaben.

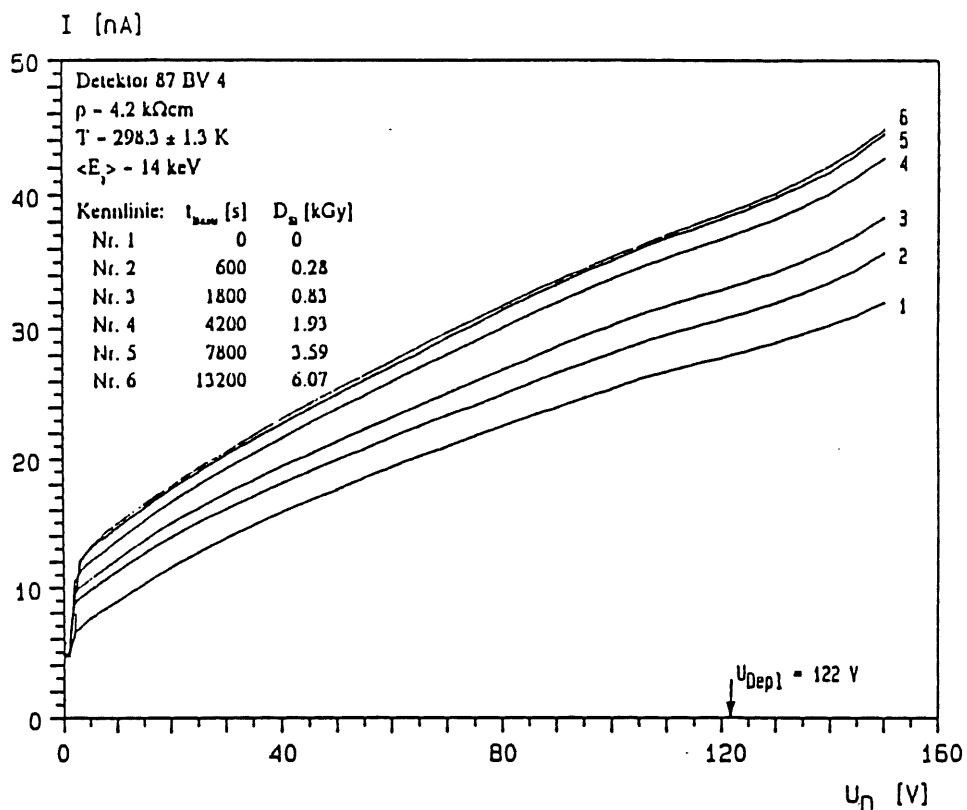


Abb. 5.37: Sperrstromcharakteristiken in Abhängigkeit von der Dosis bei Bestrahlungen an der Röntgenröhre. [Tho90]

Auch die $I - V$ -Charakteristiken zeigen keinen Anstieg des Volumengenerationsstroms. Die einzigen Veränderungen zeigen sich in einem Anstieg des Oxidstroms bei $U = U_{FB}$ aufgrund strahleninduzierter Grenzflächenzustände der MOS-ähnlichen Randstruktur. Der Sperrstrom bei sehr kleinen Spannungen unterhalb der Flachbandspannung wird durch die Barriere des Gold-Silizium-Übergangs bestimmt. In Abb. 5.37 ist zu erkennen, daß dieser Anteil durch die Bestrahlung nicht beeinflußt wird. Dies zeigt, daß die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchungen unabhängig von der speziellen Technologie des Sperrkontakte sind. Die Randpassivierung durch eine MOS-ähnliche Randstruktur ist auch für ionenimplantierte Silizium-Detektoren sehr verbreitet. Es ist aber zu beachten, daß die Oberflächeneffekte, genauso wie strahleninduzierte Änderungen an MOS-Strukturen, technologieabhängig sind. Diese Abhängigkeit, z.B. von der Oxiddicke, ist mehr quantitativ, während qualitativ die gleichen Effekte wie auch an MOS-Strukturen beobachtet werden.

Abb. 5.38 zeigt die Kapazität im Bereich kleiner Spannungen in Abhängigkeit von der ionisierenden Dosis bei der Elektronenbestrahlung. Hier zeigt sich die Erhöhung der Flachbandspannung des MOS-ähnlichen Detektorrandes. In Abb. 5.39 ist die Erhöhung der Flachbandspannung als Funktion der absorbierten Dosis dargestellt. Vergleichbar zu der an MOS-Strukturen gemessenen Dosisabhängigkeit von $\Delta U_{FB} \propto D^{0.5}$ (siehe Abb. 5.33) wird für den Detektorrand $\Delta U_{FB} \propto D^{0.4}$ beobachtet.

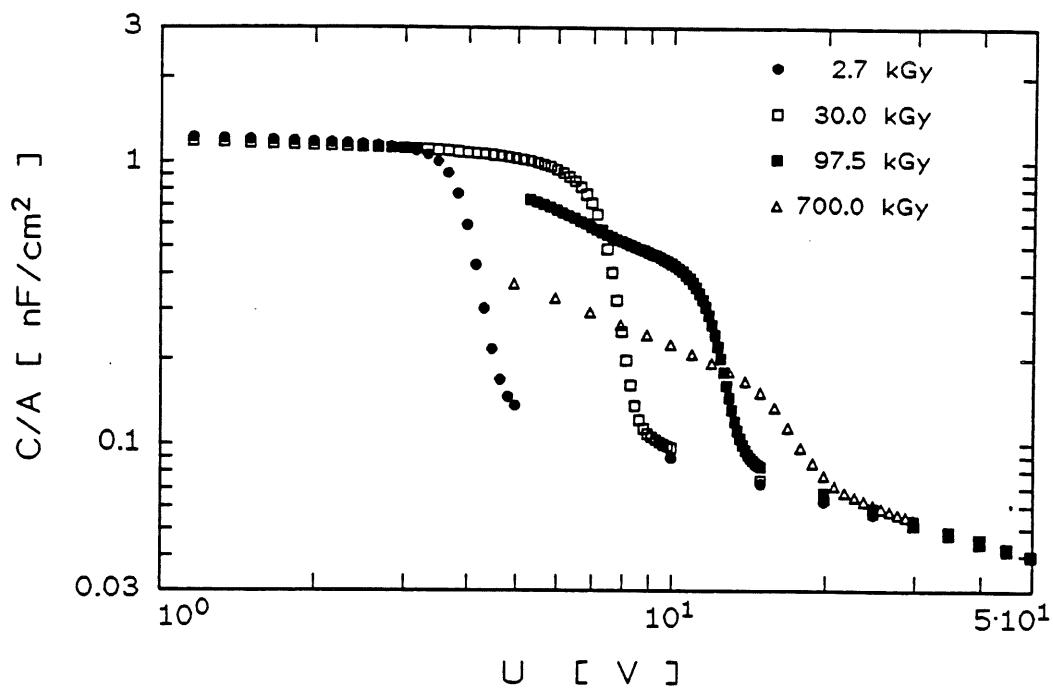


Abb. 5.38: Kapazitätscharakteristik in Abhängigkeit von der Dosis nach Bestrahlungen mit 1.8 MeV Elektronen. Dargestellt ist der Bereich bei kleinen Spannungen, wo die Verschiebung der Flachbandspannung des MOS-ähnlichen Randbereiches zu sehen ist.

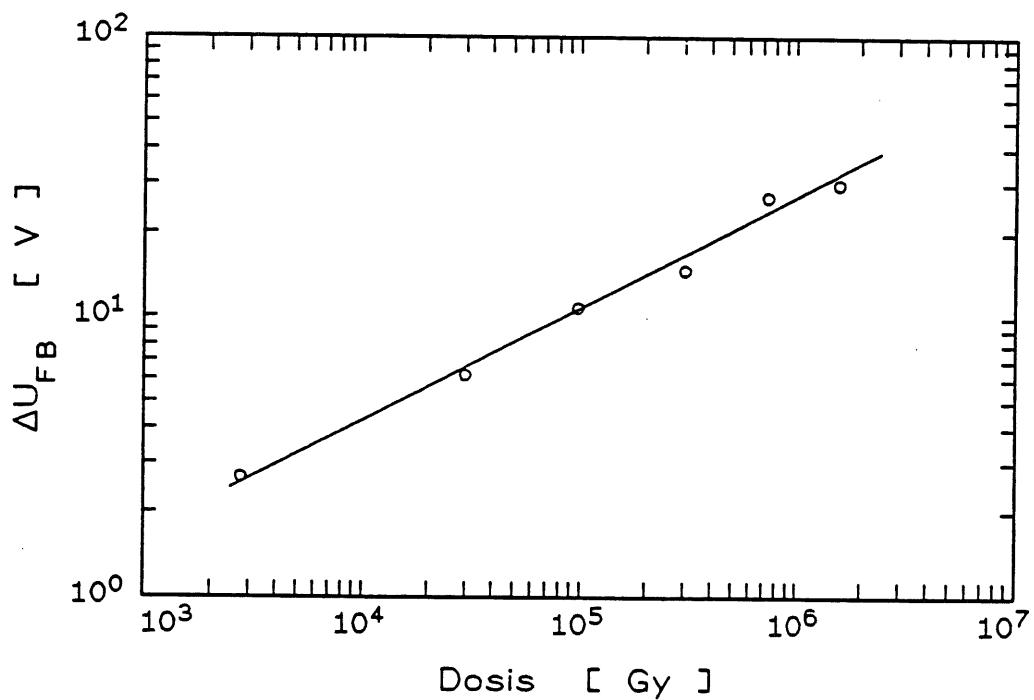


Abb. 5.39: Verschiebung der Flachbandspannung ΔU_{FB} des MOS-ähnlichen Randbereiches in Abhängigkeit von der Dosis bei der Bestrahlung mit 1.8 MeV Elektronen.

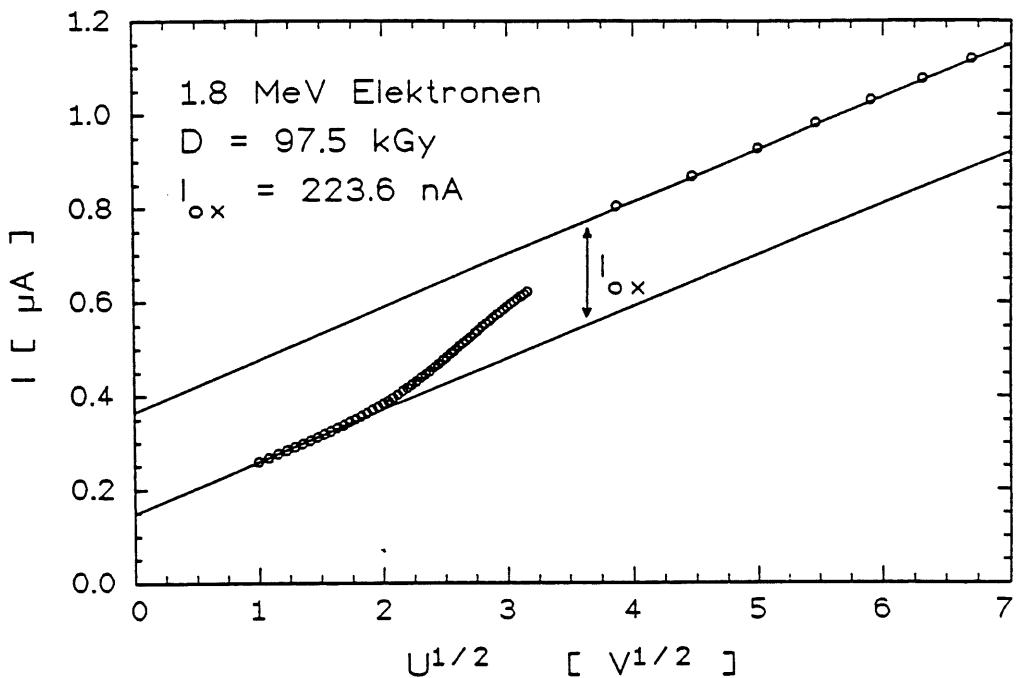


Abb. 5.40: Sperrstrom eines mit 1.8 MeV Elektronen bestrahlten Detektors in der Auftragung gegen $U^{1/2}$. Der Sperrstromanteil I_{ox} der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ -Grenzfläche ist gekennzeichnet.

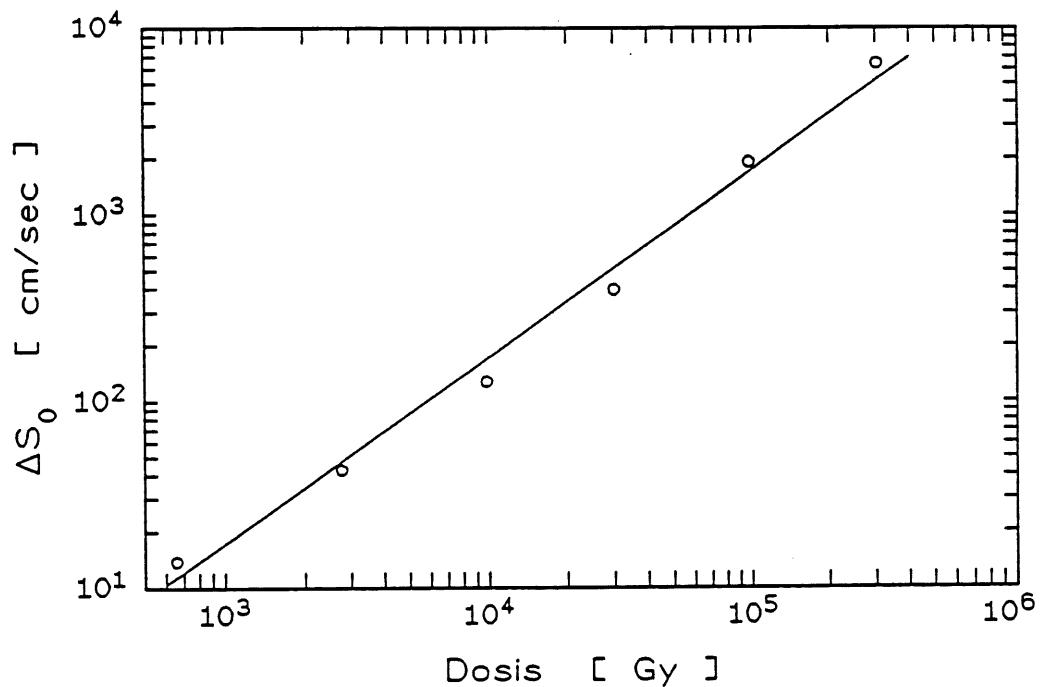


Abb. 5.41: Strahleninduzierter Anstieg der Rekombinationsgeschwindigkeit der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ -Grenzfläche bei der Bestrahlung mit 1.8 MeV Elektronen (siehe Text).

Detektoren mit einer MOS-ähnlichen Randpassivierung bilden einen Spezialfall der Dioden mit Steuerelektrode, bei denen der MOS-Rand mit dem Sperrkontakt kurzgeschlossen ist. Wie in Abb. 5.40 dargestellt, zeigt sich dann bei der Flachbandspannung der Strombeitrag I_{ox} der Grenzflächenzustände an der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ -Grenzfläche. Nach Gl. 4.22, S. 59 läßt sich hieraus die zur Dichte der Grenzflächenzustände proportionale Rekombinationsgeschwindigkeit S_o bestimmen.

Die Dosisabhängigkeit der strahleninduzierten Änderung der Rekombinationsgeschwindigkeit ist in Abb. 5.41 dargestellt. Bis zu einer Dosis von 1 MGy ergibt sich näherungsweise eine lineare Abhängigkeit von

$$\Delta S_o = 1.74 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}}{\text{s Gy}} \cdot D. \quad (5.82)$$

Von Snow et al. [Sno67] wurde bereits ab einer Dosis von 0.1 MGy eine Sättigung beobachtet. Ein Grund dafür, daß dieser Sättigungseffekt hier nicht auftrat, liegt an dem gleichzeitigen Anstieg des Volumengenerationsstroms in der Raumladungszone unter dem Oxidrand, die sich erst oberhalb der Flachbandspannung ausbreitet.

Die Bedeutung der Strahlenschädigung der MOS-ähnlichen Randstruktur hängt von dem Verhältnis der Fläche des MOS-Überganges zum Volumen der Raumladungszone ab.

Exemplarisch sei hier ein kleiner Detektor ($d = 250 \mu\text{m}$) betrachtet, dessen Randbereich $1/4$ der gesamten aktiven Fläche von $A = 0.1 \text{ cm}^2$ ausmacht. Für diesen Vergleich sei bei einer Neutronenfluenz von $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ mit der relativ hohen ionisierenden Dosis von $D = 20 \text{ kGy}$ gerechnet (vgl. Kap. 3.2.2). Dann ergibt sich aus der Dosisabhängigkeit der Rekombinationsgeschwindigkeit Gl. 5.82 der Beitrag der strahleninduzierten Grenzflächenzustände zum Sperrstrom von $0.011 \mu\text{A}$. Bezüglich des Volumengenerationsstroms sei eine Ausheilung von 10 Tagen berücksichtigt, dann ist für konvertierte und nichtkonvertierte Detektoren gleichermaßen mit einem Stromanstieg von $4 \cdot 10^{-17} \text{ A cm}^{-1}$ zu rechnen. Damit ergibt sich der neutroneninduzierte Sperrstrom zu $1.0 \mu\text{A}$. Für diesen Fall eines relativ großen Randbereiches ist damit der Oxidstromanstieg noch zwei Größenordnungen kleiner als der neutroneninduzierte Anstieg des Volumengenerationsstroms.

Für die ionisierende Dosis von 20 kGy beträgt die Verschiebung der Flachbandspannung nach Abb. 5.39 $\Delta U_{FB} = 6 \text{ V}$. Der Anstieg in ΔU_{FB} geht nicht linear mit der Dosis, sondern ist proportional $D^{0.4}$, so beträgt die Verschiebung der Flachbandspannung für eine Dosis von 1 MGy nur etwa 30 V . Diese Werte sind immer deutlich kleiner als die notwendige Betriebsspannung.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß die beobachteten strahleninduzierten Oberflächeneffekte keine Einschränkung für den Einsatz von Silizium-Detektoren innerhalb eines Kalorimeters oder als Preshower-Detektor darstellen.

5.4 Spezielle Aspekte der Strahlenschädigung

5.4.1 Teilchen- und Energieabhängigkeit

In diesem Abschnitt sollen zusammenhängend die Ergebnisse bezüglich der Teilchen- und Energieabhängigkeit der Strahlenschädigung vorgestellt werden.

Wie in Kap. 2.1.2 ausgeführt, ist das Verhältnis der verschiedenen Defektarten immer gleich, wenn die Energie der PKA's größer als 2 keV ist. Daraus folgte, daß die durch unterschiedliche Teilchen induzierte Schädigung mit dem jeweiligen nichtionisierenden Energieverlust NIEL skaliert. Auf dieser Grundlage wurden mit Hilfe der Schädigungsfunktionen $D(E)$ (Abb. 2.7, S. 12) Härtefaktoren zur Normierung von Strahlungsfeldern unterschiedlicher Teilchen mit verschiedenen Energien berechnet. Speziell zur Überprüfung dieses Ansatzes sind Bestrahlungen mit monoenergetischen Teilchen durchgeführt worden. Insbesondere können auf der Grundlage dieser experimentellen Ergebnisse auch verschiedene gerechnete Schädigungsfunktionen miteinander verglichen werden.

Die Energie- und Teilchenabhängigkeit der Strahlenschädigung ist in Abb. 5.42 und Abb. 5.43 dargestellt. Dort sind die effektiven Dotierungskonzentration bzw. der Anstieg des Volumengenerationsstroms jeweils als Funktion der gemessenen und nicht auf 1 MeV Neutronen normierten Teilchenfluenz $\Phi(E_i)$ aufgetragen.

Der Teilchenfluß der monoenergetischen Neutronen war deutlich niedriger als für die Neutronen aus der Be(d,n)B-Reaktion mit dickem Target (vgl. Tab. 4.2). Deshalb beschränken sich die Untersuchungen zur Teilchen- und Energieabhängigkeit auf Fluenzen unterhalb der Konvertierung. Insbesondere bedeutet dies, daß der Parameter b , der in der Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration die fluenzproportionale Bildung von Akzeptorzuständen beschreibt, hier nicht separat untersucht werden kann.

Die Abhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration von der nicht auf 1 MeV normierten Neutronenfluenz $\Phi(E_n)$ lautet entsprechend zu Gl. 5.7, S. 98

$$N_{eff}(\Phi(E_n)) = N_{D,0} e^{-c(E_n)\Phi(E_n)} - N_{A,0} - b(E_n)\Phi(E_n). \quad (5.83)$$

In dem hier betrachteten Fluenzbereich wird die Änderung in N_{eff} durch die Verringerung der Donatorkonzentration dominiert. Die Bildung der $V - P$ -Defekte, die diese Verringerung verursacht, wird durch den Parameter c beschrieben. Die Bildung von Akzeptorzuständen ist aber auch im Bereich kleiner Fluenzen nicht zu vernachlässigen. Deshalb wurde für die neutronenenergieabhängige Generation der akzeptorartigen Zustände

$$b(E_n) = \kappa(E_n)b \quad (5.84)$$

angesetzt, wobei $b = 0.079 \text{ cm}^{-1}$ der für 1 MeV Neutronen ermittelte Wert ist (vgl. Kap. 5.1.3), und $\kappa(E_n)$ den Härtefaktor des jeweiligen Neutronenspektrums bezeichnet. Hiervon ausgehend wurden aus den gemessenen Fluenzabhängigkeiten bei verschiedenen Neutronenenergien die Schädigungsparameter $c(E_n)$ ermittelt (siehe Tab. 5.8, S. 163). Nach Gl. 5.83 wurden mit diesen Werten $c(E_n)$ und $b(E_n)$ die in Abb. 5.42 eingezeichneten Kurven berechnet.

Der Anstieg des Volumengenerationsstroms wurde ebenfalls in Abhängigkeit von der Neutronenenergie untersucht (Abb. 5.43). Die jeweils gemessenen Schädigungskonstanten sind ebenfalls in Tab. 5.8 (S. 163) aufgeführt. Die durch $\alpha(E_n)$ beschriebene lineare

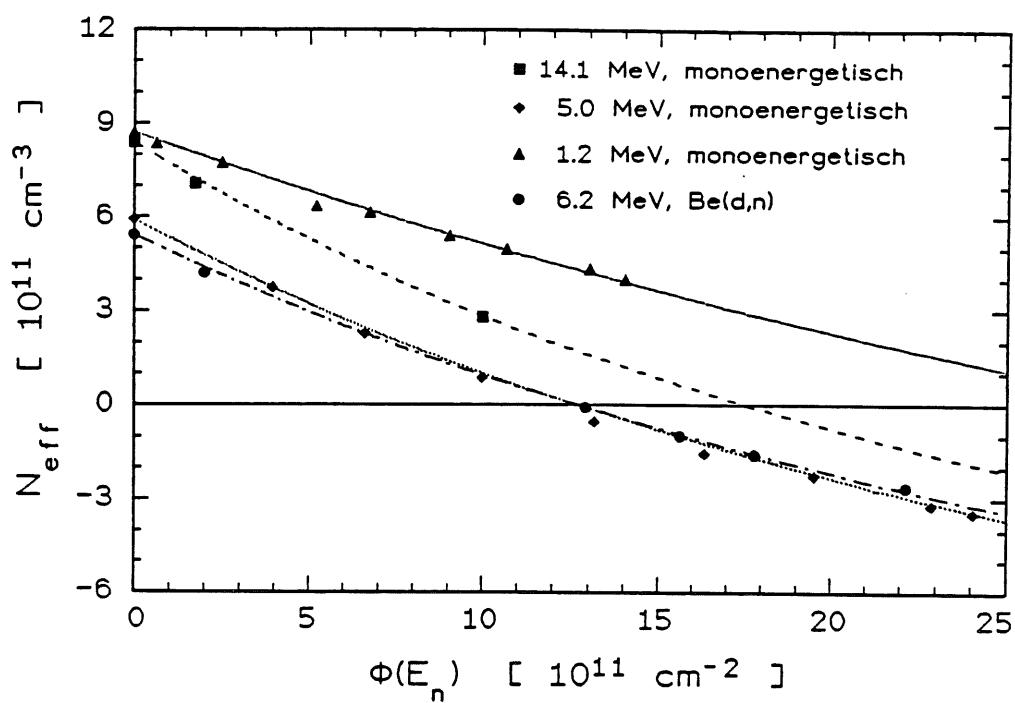


Abb. 5.42: Fluenzabhängigkeit der effektive Dotierungskonzentration für verschiedene Neutronenenergien ($\Phi(E_i)$ bezeichnet die nicht normierte Teilchenfluenz).

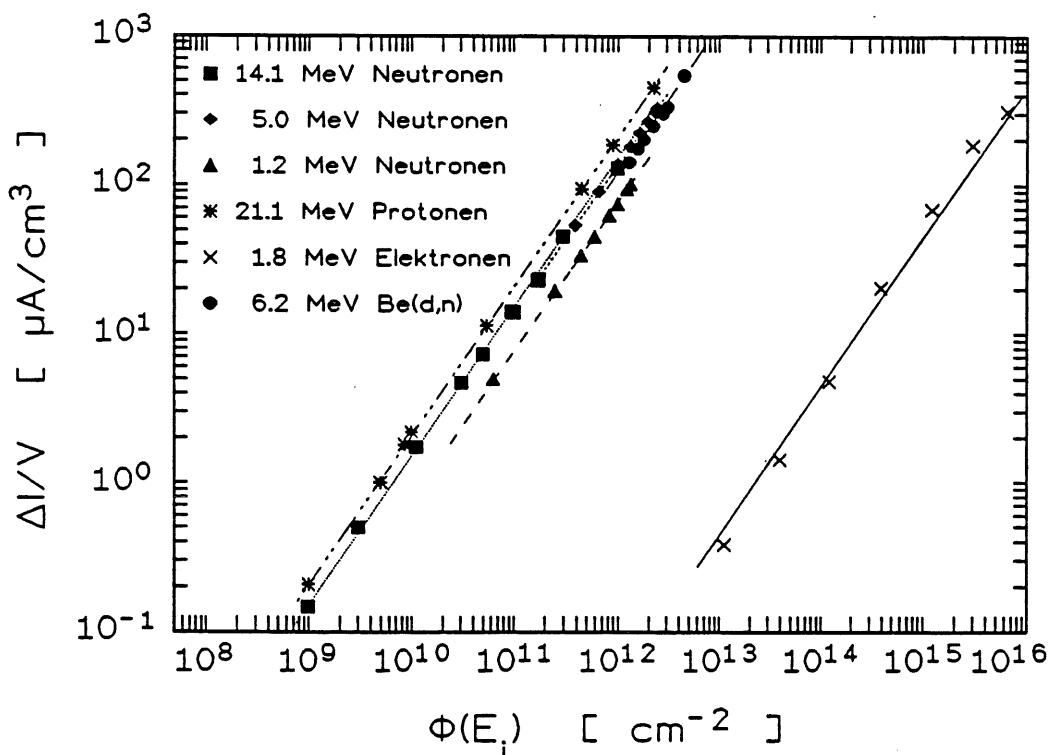


Abb. 5.43: Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstromanstiegs für Neutronen verschiedener Energien, Protonen und Elektronen ($\Phi(E_i)$ bezeichnet die nicht normierte Teilchenfluenz).

Abhängigkeit von der Fluenz zeigen die in Abb. 5.43 eingezeichneten Geraden, die in dieser doppelt logarithmischen Darstellung die Steigung 1 haben.

Für die Abhängigkeit der induzierten Schädigung von der Neutronenenergie gibt es drei verschiedene detaillierte Rechnungen der Schädigungsfunktion $D(E_n)$, die in Abb. 5.44 für den relevanten Energiebereich ab $E_n > 0.1 \text{ MeV}$ dargestellt sind. Zur Definition der Schädigungsfunktion sei auf die Ausführungen in Kap. 2.1.2 verwiesen. Dort wurde bereits angesprochen, daß die Schädigungsfunktion von Lazo et al. [Laz87] mit dem NJOY-code gerechnet wurde und auf den ENDF/B-V Daten [Kin79] für die Wechselwirkungsquerschnitte der Neutronen basieren. Die Rechnungen von Ougouag et al. [Oug90], denen ebenfalls die ENDF/B-V Daten zugrundeliegen, wurden mit einer geringfügig modifizierten Version des NJOY-codes durchgeführt. Die wesentliche Änderung bezieht sich auf die Behandlung der geladenen Teilchen, die bei Neutronenreaktionen emittiert werden. Diese Modifikation ist nur für Neutronenenergien oberhalb von 8 MeV relevant und führt dort zu den höheren Werten im Vergleich zu den SANDIA-Daten [Spa89] (vgl. Abb. 5.44). Deutlichere Abweichungen von den beiden mit dem NJOY-code gerechneten Schädigungsfunktionen zeigen die Standard-Daten von ASTM [AST85], die auf Rechnungen von Rogers et al. [Rog75] basieren.

Mit der Berechnung der Schädigungsfunktionen erhält man noch keine Angaben zu den erzeugten Defektarten und ihres Einflusses auf die Detektoreigenschaften, deshalb ist nur ein relativer Vergleich der gemessenen Schädigung zu dem nichtionisierenden Energieverlust möglich. Als Normierungspunkt für den Vergleich der drei Schädigungsfunktionen mit der gemessenen neutroneninduzierten Schädigung wurde $E_n = 14.1 \text{ MeV}$ gewählt. Der entscheidene Vorteil dieses Normierungspunktes liegt darin, daß die Abhängigkeit der Schädigung von der Neutronenenergie im Bereich $13.0 \text{ MeV} \leq E_n \leq 14.7 \text{ MeV}$ nur 0.5 % beträgt. Insbesondere liegen in diesem Bereich keine einzelnen Resonanzen bzw. Fluktuationen vor. Für die monoenergetischen Neutronen sind die Schädigungsparameter α und c in Abb. 5.44 eingezeichnet, hierbei wurden die Größen auf $D(E_n = 14.1 \text{ MeV})$ der jeweiligen Schädigungsfunktion bezogen.

Für die drei Schädigungsfunktionen sind im zweiten Block von Tab. 5.8 die Werte auf den jeweiligen Wert bei $E_n = 14.1 \text{ MeV}$ normiert aufgeführt, d.h. $D(E_n) / D(14.1 \text{ MeV})$. Entsprechend sind auch die gemessenen Schädigungsparameter jeweils relativ zur Schädigung bei $E_n = 14.1 \text{ MeV}$ angegeben, also $\alpha(E_n) / \alpha(14.1 \text{ MeV})$ und $c(E_n) / c(14.1 \text{ MeV})$.

Besonders auffällig ist der große Unterschied für $E_n = 1.2 \text{ MeV}$ zwischen der ASTM Kurve und der gemessenen Schädigung, der mehr als einen Faktor 2 beträgt. Auch für das Neutronenspektrum der Be(d,n)-Reaktion mit $\langle E_n \rangle = 6.2 \text{ MeV}$ ist die Abweichung der mit ASTM berechneten Schädigung zu der gemessenen Schädigung größer als bei den beiden anderen Schädigungsfunktionen, obwohl sich bei der Faltung der Schädigungsfunktion mit dem Energiespektrum die erheblichen Unterschiede bei einzelnen Energie teilweise kompensieren.

Die Abweichungen der beiden mit dem NJOY-code gerechneten Schädigungsfunktionen sind im Fall des Energiespektrums sehr gering und innerhalb der Unsicherheiten der gemessenen Schädigungsparameter. Bei $E_n = 5.0 \text{ MeV}$ weist die Schädigungsfunktion von Ougouag et al. eine signifikant größere Abweichung von 6 % auf.

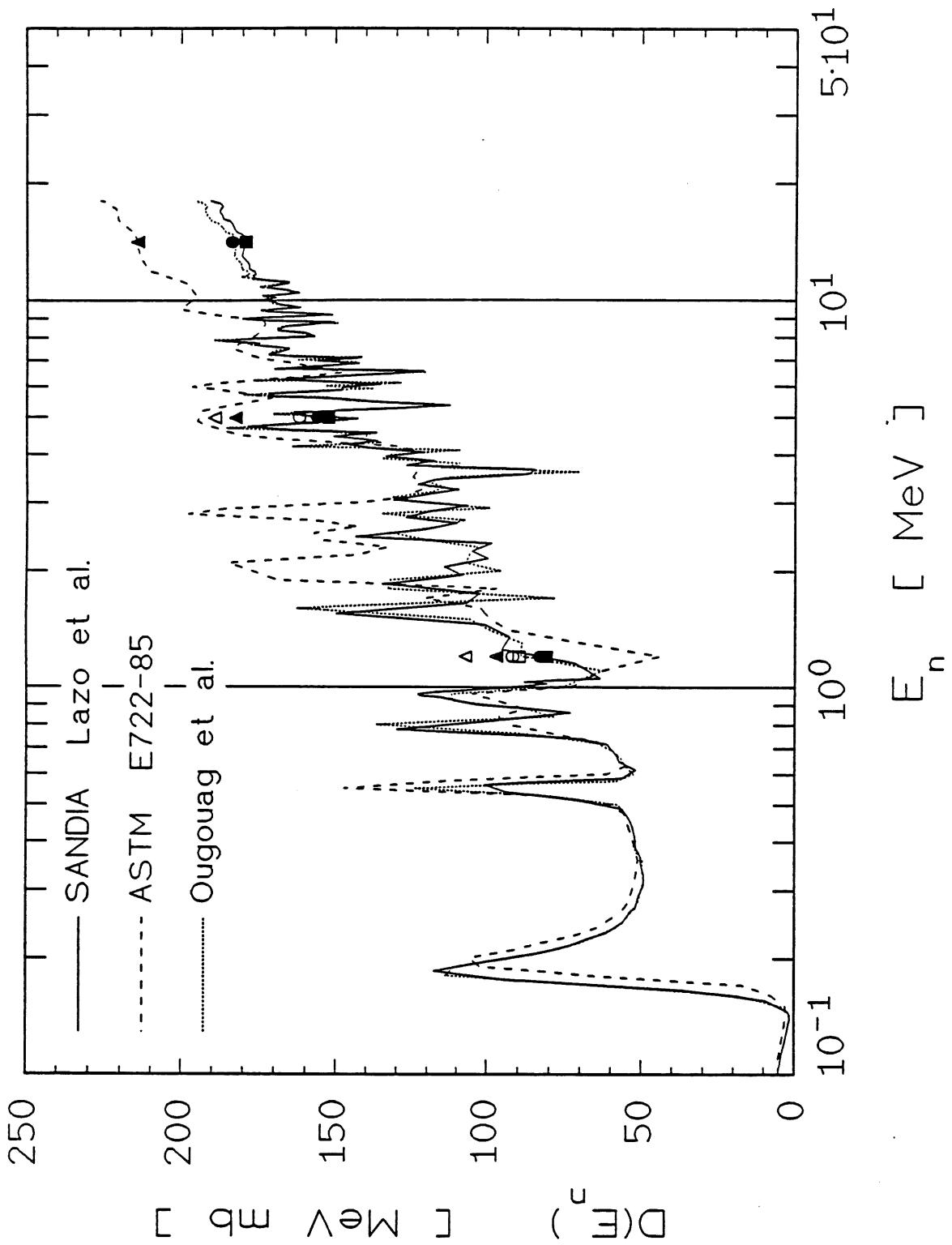


Abb. 5.44: Vergleich gerechneter Schädigungsfunktionen für Neutronen $D(E_n)$ von Lazo et al. [Laz87], ASTM [AST85] und Ougouag et al. [Oug90] mit der durch monoenergetische Neutronen induzierten Verringerung der Donatorkonzentration (geschlossene Symbole) bzw. dem induzierten Sperrstromanstieg (offene Symbole). Die Meßergebnisse sind auf den Wert bei 14.1 MeV der jeweiligen Schädigungsfunktion normiert (\blacksquare , \blacktriangle bzw. \bullet).

	Schädigungsfunktion			Sperrstrom α [$10^{-17} Acm^{-1}$]	Donator- konzentration c [$10^{-13} cm^2$]
	SANDIA [MeV mb]	ASTM [MeV mb]	Ougouag [MeV mb]		
$E_n = 14.1 MeV$	179.0	214.3	183.4	15.4	6.65
$E_n = 5.0 MeV$	151.9	194.5	149.5	13.6	5.66
$E_n = 1.2 MeV$	83.2	44.0	88.8	7.7	3.00
$\langle E_n \rangle = 6.2 MeV$	145.7	165.8	146.4	12.2	5.39
normiert auf den jeweiligen Wert bei $E_n = 14.1 MeV$					
$E_n = 14.1 MeV$	1	1	1	1	1
$E_n = 5.0 MeV$	0.849	0.908	0.815	0.883	0.851
$E_n = 1.2 MeV$	0.465	0.205	0.484	0.499	0.451
$\langle E_n \rangle = 6.2 MeV$	0.814	0.774	0.798	0.792	0.811
normiert auf $E_n = 1 MeV$					
$E_n = 14.1 MeV$	1.88	2.26	1.93	1.93	1.88
$E_n = 5.0 MeV$	1.60	2.05	1.57	1.70	1.60
$E_n = 1.2 MeV$	0.88	0.46	0.93	0.96	0.85
$\langle E_n \rangle = 6.2 MeV$	1.53	1.75	1.54	1.53	1.52

Tab. 5.8: Vergleich der für verschiedene Neutronenenergien ermittelten Schädigungsparameter α und c mit den entsprechenden Werten der gerechneten Schädigungsfunktionen $D(E_n)$ von Lazo et al. (SANDIA) [Laz87], ASTM [AST85] und Ougouag et al. [Oug90] (siehe Text).

Vergleicht man jeweils die gerechnete Schädigung relativ zu $E_n = 14.1 \text{ MeV}$ mit dem Mittelwert der relativ zu 14.1 MeV gemessenen Schädigungsparameter, so ergibt sich im Mittel für die Daten von Ougouag et al. eine Abweichung von 3 %, und für die SANDIA-Daten beträgt die Abweichung 2 %. Die von Lazo et al. gerechnete Schädigungsfunktion zeigt demnach die beste Übereinstimmung mit der energieabhängig gemessenen Schädigung. Deshalb wurden die SANDIA-Daten von Lazo et al. [Laz87] der Normierung auf 1 MeV zugrunde gelegt, wobei gemäß dem allgemeinen Standard $D_n(1 \text{ MeV}) = 95 \text{ MeV mb}$ benutzt wurde (vgl. Gl. 2.12, S. 13).

Wie in den Abschnitten zur Fluenzabhängigkeit, Kap. 5.1.3 bzw. Kap. 5.1.4, bereits ausgeführt, ergibt sich hiermit, für die auf 1 MeV Neutronen normierten Schädigungsparameter

$$c = 3.54 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$$

und

$$\alpha = 8.0 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}.$$

Für die energieabhängige Bestimmung des Parameters c , der die Verringerung der Donatorkonzentration beschreibt, wurde angesetzt, daß die Bildung der Akzeptorzustände mit dem Härtefaktor κ skaliert (siehe Gl. 5.84). Die Untersuchungen zur Energieabhängigkeit zeigten keinen Widerspruch zu diesem Ansatz mit

$$b = 0.079 \text{ cm}^{-1}$$

für 1 MeV Neutronen.

Als nächstes sei der teilchenabhängig gemessene Sperrstromanstieg, der durch die Schädigungskonstante α beschrieben wird, betrachtet (vgl. Abb. 5.43). Die bereits in Kap. 2.1.2 eingeführten Härtefaktoren wurden für Neutronen mit der Schädigungsfunktion von Lazo et al. [Laz87] berechnet. Diese Funktion ist auch in Abb. 2.7, S. 12, miteingezeichnet, die den nichtionisierenden Energieverlust für verschiedene Teilchen in Abhängigkeit von der Energie zeigt. Mit den sich hieraus ergebenen Härtefaktoren κ für 21.1 MeV Protonen und 1.8 MeV Elektronen wurden die gemessenen Schädigungskonstanten jeweils auf 1 MeV Neutronen normiert (siehe Tab. 5.9).

Die normierten Werte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung der durch Protonen induzierten Schädigung mit der neutroneninduzierten Schädigung. Dies bedeutet, daß die verschiedenen Defektarten jeweils im gleichen Verhältnis zueinander erzeugt werden, wie dies für PKA's mit $E_R \gtrsim 2 \text{ keV}$ erwartet wird. Für gleiche Mischungsverhältnisse der Defekte ist dann auch mit dem gleichen Verhalten bezüglich der Ausheilung von Defekten zu rechnen. Dies zeigte sich für protonen- und neutroneninduzierte Schädigung z.B. bei der isochronalen Temperungsprozedur (siehe Abb. 5.28 und Abb. 5.29, S. 141).

Die auf 1 MeV Neutronen normierte Schädigungskonstante für 1.8 MeV Elektronen $\alpha_e = 0.42 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}$ ist deutlich kleiner als die protonen- und neutroneninduzierte Schädigung ($\alpha_e/\alpha \sim 0.05$). Die Ursache hierfür liegt in den unterschiedlichen Defektarten. So haben 1.8 MeV Elektronen nur einen maximalen Energieübertrag von 390 eV und deshalb können ausschließlich Punktdefekte und keine Cluster induziert werden. Zusätzlich ist zu beachten, daß die mittlere Energie der durch 1.8 MeV Elektronen erzeugten PKA's nur etwa 70 eV beträgt. Deshalb ist die Erzeugung von Zwischengitteratom-Leerstelle-Paaren mit einem großen Abstand zueinander unwahrscheinlicher und bei einem kleineren

Strahlung	E [MeV]	Härtefaktor κ	α [10 ⁻¹⁷ Acm ⁻¹] gemessen	normiert
Neutronen				
T(d,n) ⁴ He	14.1	1.88	15.4	8.2
D(d,n) ³ He	5.0	1.60	13.6	8.5
T(p,n) ³ He	1.2	0.88	7.7	8.7
Be(d,n)B	6.2	1.53	12.2	8.0
Protonen				
Zyklotron	21.1	2.72	20.9	7.7
Elektronen				
Dynamitron	1.8	1.07 · 10 ⁻²	4.5 · 10 ⁻³	0.42

Tab. 5.9: Teilchenabhängigkeit der Schädigung. Vergleich anhand der gemessenen Schädigungskonstante α des Sperrstromanstiegs (vgl. Abb. 5.43) und der jeweils mit dem Härtefaktor κ auf 1 MeV-Neutronen normierten Schädigungskonstante.

Abstand steigt die Wahrscheinlichkeit zur sofortigen Rekombination (vgl. Abb. 2.3, S. 6). Hinsichtlich der strahleninduzierten Veränderungen der Detektoreigenschaften ist es von größerer Bedeutung, daß Elektronen keine Cluster induzieren. Punktdefekte und deren Eigenschaften und Auswirkungen können deshalb besonders gut bei elektroneninduzierter Schädigung untersucht werden.

5.4.2 Technologieabhängigkeit

Für die vorliegenden systematischen Untersuchungen zur Strahlenresistenz wurden oxid-passivierte Oberflächensperrsicht-Detektoren mit n-leitendem Silizium als Grundmaterial bestrahlt. Die an diesen Detektoren gemessenen strahleninduzierten Veränderungen sind in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen, die an anderen Bestrahlungsquellen mit ionenimplantierten Silizium-Detektoren verschiedener Hersteller gemessen wurden. Die durchgeführten Vergleiche (siehe [Wun91, Hal90, RD292, Ang92]) zeigen aber auch die zum Teil erheblichen Unsicherheiten bei einigen Bestrahlungsexperimenten.

Für einen Vergleich der Ergebnisse unterschiedlicher Bestrahlungsexperimente sind folgende Punkte zu berücksichtigen:

- Teilchen- und Energieabhängigkeit
- Zeitabhängigkeit
- Temperaturabhängigkeit

Die für die jeweilige Normierung notwendigen Informationen sind nicht immer ausreichend gut bekannt.

In diesem Zusammenhang sei nochmals angemerkt, daß es notwendig ist, die Detektoreigenschaften sowohl vor wie auch nach der Bestrahlung genau zu kennen, wozu auch die vollständigen Kapazitäts- und Sperrstromcharakteristiken zählen. Beispielsweise kann es einen erheblichen Unterschied machen, ob der Strom bei einer festen Spannung betrachtet

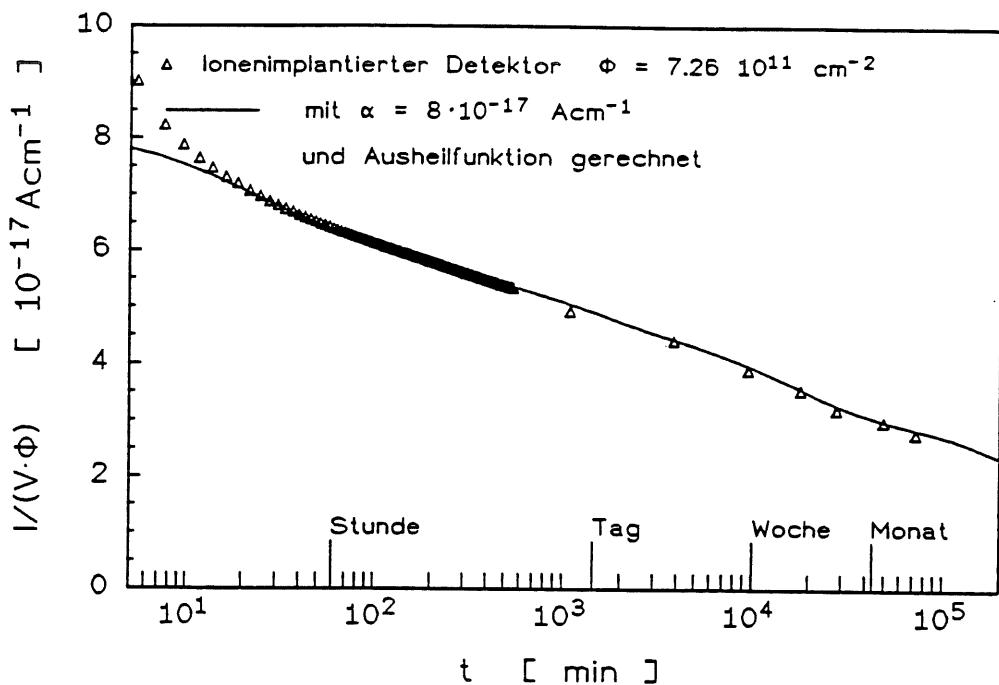


Abb. 5.45: Vergleich des zeitabhängig gemessenen Volumengenerationsstroms eines ionenimplantierten Detektors ($\Phi = 7.26 \cdot 10^{11} n/cm^2$) mit der an Oberflächensperrsicht-Detektoren ermittelten Schädigung (durchgezogene Linie), mit $\alpha = 8.0 \cdot 10^{-17} A cm^{-1}$ und der Ausheilung gemäß Tab. 5.2 berechnet (siehe Text).

wird oder ob jeweils der Sperrstrom bei der Spannung für vollständige Verarmung ausgewertet wird (siehe Abb. 5.26). Um den Vergleich verschiedener Technologien nicht durch unterschiedliche experimentelle Bedingungen und verschiedene Analysen zu erschweren, seien hier Experimente ausgewählt, die genauso analysiert werden konnten wie die bereits dargestellten Ergebnisse.

Für den Vergleich mit ionenimplantierten Detektoren sei hier exemplarisch eine Bestrahlung mit Neutronen der $Be(d,n)$ -Reaktion vorgestellt, die im Rahmen der RD2-Kollaboration gemeinsam mit der Arbeitsgruppe von C. Gößling³ durchgeführt wurde [Ang92, Pag92]. Hierfür wurden ionenimplantierte Detektoren, aus n-leitendem Grundmaterial benutzt, wie sie auch im UA2-Experiment für das Innere Silizium zum Einsatz kamen [Ans89].

In Abb. 5.45 ist die gemessene Zeitabhängigkeit des Volumengenerationsstroms dargestellt. Nach der Bestrahlung wurden jeweils die Sperrstromcharakteristiken gemessen. Da die effektive Dotierungskonzentration ebenfalls zeitabhängig ist, wurde für jeden Meßzeitpunkt U_{dep} gemäß der Ausheilung von N_{eff} berechnet (Tab. 5.1). Nach Gl. 5.11 (S. 102) ergibt sich dann aus $I(U_{dep})$ der strahleninduzierte Anstieg des Volumengenerationsstroms. Die Temperatur betrug während der Messungen $19^\circ C$. Entsprechend wurden die Werte auf die hier übliche Temperatur von $20^\circ C$ normiert (Gl. 4.18, S. 57).

Für die eingezeichnete Kurve wurde von der an Oberflächensperrsicht-Detektoren

³Institut für Physik, Universität Dortmund

gemessenen Schädigungsrate $\alpha = 8.0 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}$ (siehe S. 105) ausgegangen. Die Ausheilung wurde unter Berücksichtigung der Bestrahlungsdauer ($T = 5.2 \text{ min}$) für die Zeit nach der Bestrahlung mit den Zeitkonstanten und relativen Amplituden (Tab. 5.2) berechnet. Abgesehen von der Abweichung, die sich auf die ersten 5 min nach der Bestrahlung beschränkt, stimmen die berechneten Sperrströme über den gesamten Zeitbereich sehr gut mit der Messung überein. Für Oberflächensperrsicht-Detektoren und ionimplantierten Detektoren zeigte sich kein Unterschied der neutroneninduzierten Veränderungen der Detektoreigenschaften.

Eine weitere Frage bezüglich der Technologie ist die Abhängigkeit der Strahlenschädigung vom Leitungstyp des Ausgangsmaterials. Ebenfalls im Rahmen der RD2-Kollaboration wurden am PSAIF (CERN, Genf) gleichzeitig Detektoren aus n-Material und aus p-Material bestrahlt [Lem92]. Das Energiespektrum des Neutronenfeldes ist nicht genau genug bekannt um den Härtefaktor zu berechnen. Deshalb konnte die Normierung auf die 1 MeV Neutronen äquivalente Fluenz nicht erfolgen. Da n- und p-leitende Detektoren gleichzeitig im selben Strahlungsfeld bestrahlt wurden, wird der Vergleich bezüglich des Leitungstyps nicht eingeschränkt, wenn hier die nicht normierten Neutronenfluenzen $\Phi(E_n)$ benutzt werden.

In Abb. 5.46 sind die bei der durchgeführten sukzessiven Bestrahlung fluenzabhängig gemessenen effektiven Dotierungskonzentrationen [Lem92] aufgetragen. Für n-leitendes Ausgangsmaterial wird wie bereits bekannt eine stetige Verringerung der effektiven Dotierungskonzentration beobachtet (vgl. Kap. 5.1.3).

Bei p-leitendem Silizium zeigt sich für kleine Fluenzen zunächst eine geringe Zunahme in N_{eff} . Da in der hier verwendeten Nomenklatur für p-Leitung $N_{eff} < 0$ ist, bedeutet dies eine Abnahme der Akzeptorkonzentration. In Kap. 5.1.3 wurde dieses Verhalten durch die Bildung von $V - B$ -Defekten erklärt (vgl. Abb. 5.13, S. 100). Zu höheren Fluenzen hin wird für p-Material ebenfalls eine Abnahme der effektiven Dotierungskonzentration beobachtet, die parallel zu der des ursprünglich n-leitenden Detektors verläuft.

Die gemessenen effektiven Dotierungskonzentrationen dieser sukzessiven Bestrahlung sind auf die zeitabhängigen Effekte der Ausheilung korrigiert worden. Ausgehend von der gemessenen Zeitabhängigkeit wurden sukzessiv die Anteile der einzelnen Bestrahlungsschritte berücksichtigt (vgl. Kap. 5.2.2). Die auf Ausheilung korrigierten Werte sind ebenfalls in Abb. 5.46 eingetragen. Für n- und p-leitendes Ausgangsmaterial zeigt sich bei hohen Fluenzen die gleiche lineare Abnahme der effektiven Dotierungskonzentration. Dies entspricht einer fluenzproportionalen Bildung von akzeptorartigen Zuständen mit der Generationsrate

$$b(E_n) = 0.037 \text{ cm}^{-1} \pm 2\%.$$

Ohne die Korrektur auf Ausheilung zeigen die Messungen an p- und n-leitendem Ausgangsmaterial zwar auch die gleiche Steigung bezüglich der Bildung von Akzeptorzuständen. Zu beachten ist aber die konstante Differenz der effektiven Dotierungskonzentrationen (siehe Abb. 5.46), die dem Unterschied in der Akzeptorkonzentration zuzuordnen ist.

Die Dotierungskonzentration des verwendeten p-leitenden Siliziums ist aufgrund des Ziehprozesses im wesentlichen durch die Borkonzentration gegeben. Strahleninduziert werden $V - B$ -Defekte gebildet, die zu einer Abnahme der ursprünglichen Akzeptorkonzentration führen, wie dies bei kleinen Fluenzen sichtbar ist (siehe Abb. 5.46 und Abb. 5.13,

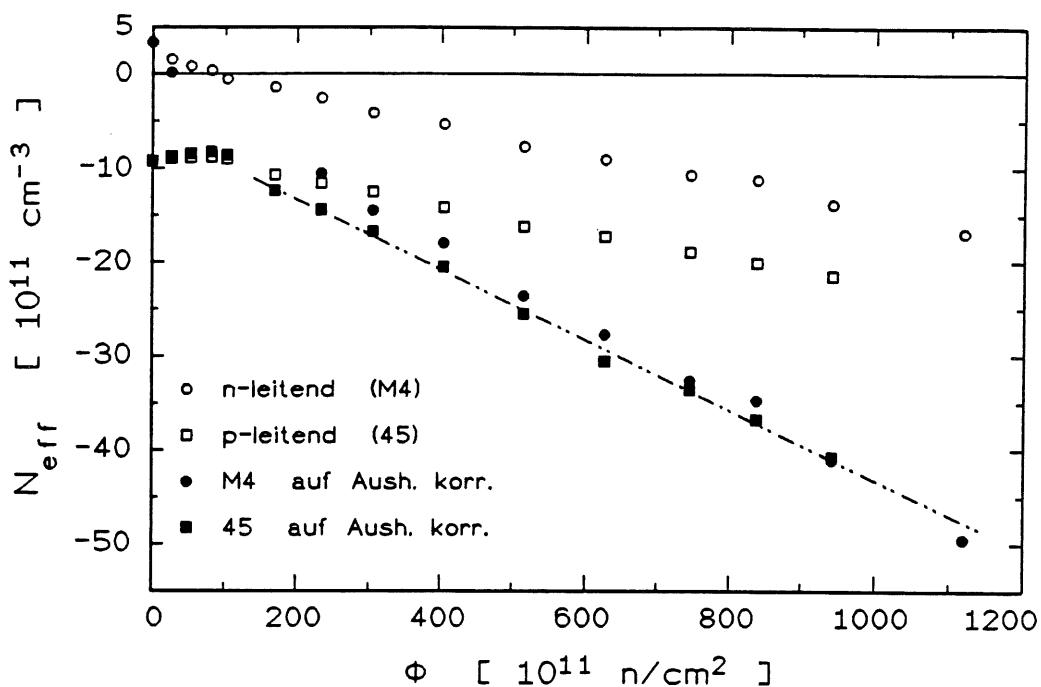


Abb. 5.46: Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration von Detektoren aus n -leitendem bzw. p -leitendem Silizium. Die nach jedem Bestrahlungsschritt von Lemeilleur et. al. [Lem92] gemessenen Werte (offene Symbole) wurden jeweils auf die Ausheileffekte korrigiert (geschlossene Symbole).

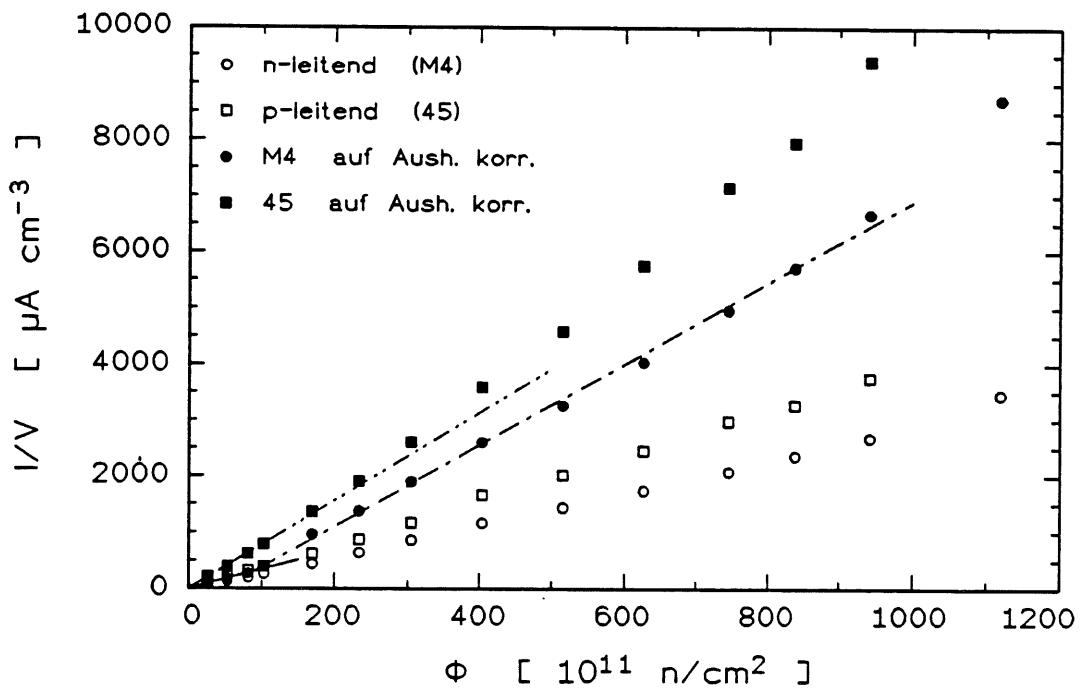


Abb. 5.47: Anstieg der Volumengenerationsstromdichte bei Detektoren aus n -leitendem bzw. p -leitendem Silizium. Die nach jedem Bestrahlungsschritt von Lemeilleur et. al. [Lem92] gemessenen Werte (offene Symbole) wurden jeweils auf die Ausheileffekte korrigiert (geschlossene Symbole).

S. 100). Die Ausheiltemperatur der $V - B$ -Defekte ist mit $T_{ann} \sim 300\text{ K}$ [Smi83] so niedrig, daß die Zeitkonstante der Ausheilung bei Raumtemperatur relativ klein ist. Dies führt dazu, daß die meisten $V - B$ -Defekte bereits während der Bestrahlung wieder ausheilen. Die gleichzeitige Bildung und Ausheilung von $V - B$ -Defekten ergibt bei konstantem Teilchenfluß eine konstante Defektkonzentration. Damit ist dann auch die Anzahl der nicht in Defekten gebundenen und darum noch als Akzeptor wirkenden Boratome während der Bestrahlung konstant. Dies führt bei der durchgeführten Bestrahlung zu dem konstanten zusätzlichen Akzeptoranteil von $8.6 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-3}$ (93 % der Borkonzentration).

Aufgrund dieses Sättigungseffektes ist die Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration für n-leitendes Ausgangsmaterial sehr gut mit der Annahme einer fluenzunabhängigen konstanten Akzeptorkonzentration $N_{A,0}$ zu beschreiben (vgl. Abb. 5.12, S. 99).

Der bei dieser Bestrahlung gemessene Anstieg der Volumengenerationsstromdichte [Lem92] ist in Abb. 5.47 dargestellt. Für die Korrektur auf Selbstausheilung ist der strahlungsabhängige Leitungstyp des Detektors zu berücksichtigen (vgl. Kap. 5.2.3, S. 134). Bei dem Detektor mit n-leitendem Ausgangsmaterial erfolgte die Rückrechnung für Fluenzen unterhalb der Konvertierung gemäß der an nichtkonvertierten Detektoren gemessenen Ausheilung (Tab. 5.2). Nach der Konvertierung zur n-Leitung und für den p-leitenden Detektor wurden die entsprechenden Parameter für konvertierte Detektoren (Tab. 5.3, S. 135) benutzt.

Für den Detektor mit n-leitendem Ausgangsmaterial zeigt sich die gleiche Fluenzabhängigkeit wie in Abb. 5.15, S. 106. Entsprechend zu Gl. 5.18 läßt sich hier die Abhängigkeit von der nicht auf 1 MeV normierten Neutronenfluenz schreiben als

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha(E_n)\Phi(E_n) + \alpha^*(E_n)[\Phi(E_n) - \Phi_{kon}(E_n)] \quad (5.85)$$

mit

$$\begin{aligned} \alpha(E_n) &= 3.4 \cdot 10^{-17}\text{ Acm}^{-1} \pm 6\% \\ \alpha^*(E_n) &= 3.8 \cdot 10^{-17}\text{ Acm}^{-1} \pm 7\% \end{aligned}$$

und

$$\Phi_{kon}(E_n) = 9.1 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}.$$

In dieser Analyse wurde der Meßpunkt oberhalb von $1 \cdot 10^{14}\text{ n/cm}^2$ nicht berücksichtigt, da er deutlich von der linearen Abhängigkeit abweicht und einen weiteren zusätzlichen Sperrstromanteil andeutet.

Bei dem Detektor mit p-leitendem Ausgangsmaterial zeigt sich nur für $\Phi(E_n) < 1.5 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ eine proportionale Fluenzabhängigkeit mit der Steigung

$$\alpha'(E_n) = 7.6 \cdot 10^{-17}\text{ Acm}^{-1} \pm 2\%.$$

In Kap. 5.1.4 wurde diskutiert, daß die Konstante α^* die Generationsrate eines Defektes sein könnte, der nur nach der Konvertierung, also bei p-Leitung entsteht. Bei

p-leitendem Ausgangsmaterial wäre dann in Gl. 5.85 $\Phi_{kon} = 0$ zu setzen, und für die Fluenzabhängigkeit wäre

$$\frac{\Delta I}{V} = [\alpha(E_n) + \alpha^*(E_n)] \Phi(E_n) \quad (5.86)$$

zu erwarten. Aus der für n-leitendes Ausgangsmaterial nach der Konvertierung gemessenen Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstroms ergibt sich

$$[\alpha(E_n) + \alpha^*(E_n)] = 7.2 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1} \pm 2\%.$$

Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit der an p-leitendem Ausgangsmaterial gemessenen Proportionalitätskonstante α' . Dieser Vergleich bestätigt die in Kap. 5.1.4 diskutierte Vermutung, daß die Konstante α^* Generations- und Rekombinationszentren zuzuordnen ist, die nur bei p-Leitung generiert werden.

Es fällt auf, daß die bei diesem Neutronenspektrum gemessenen Schädigungsparameter im Vergleich zu den für 1 MeV Neutronen ermittelten Werten jeweils den gleichen Unterschied von einem Faktor $0.44 \pm 5\%$ aufweisen. Da dieser Faktor sich übereinstimmend bei allen Parametern ergibt, wird vermutet, daß die Ursache hierfür in der angegebenen Fluenz $\Phi(E_n)$ liegt. Hierbei spielt z.B. die sonst durch den Härtefaktor berücksichtigte Energieabhängigkeit der Schädigung eine erhebliche Rolle. Dieser Unterschied ist kein Effekt der verschiedenen Technologien Ionenimplantation und Oberflächensperrsicht, denn andere Vergleiche, z.B. bei gleicher Bestrahlung (s.o.), hatten immer eine sehr gute Übereinstimmung ergeben.

Dieser spezielle Vergleich zwischen n- und p-leitendem Ausgangsmaterial zeigt, daß die Strahlenschädigungseffekte qualitativ gleich sind. So stimmt die bei p-leitendem Ausgangsmaterial gemessene Strahlenschädigung mit dem überein, was aufgrund der systematischen Studien an n-Silizium für p-Material erwartet wurde.

Für die Frage der Anwendung in HEP-Experimenten bleibt festzustellen, daß Detektoren aus p-Material keinen Vorteil gegenüber Detektoren aus n-leitenden Silizium zeigen. Sowohl bezüglich der effektiven Dotierungskonzentration als auch bezüglich des Sperrstroms erweisen sich die Detektoren aus n-leitendem Ausgangsmaterial sogar als etwas strahlenhärter.

Für systematische Studien der Strahlenschädigung ist es aber trotzdem sinnvoll p-leitendes Material zu untersuchen, da der Vergleich von Detektoren mit deutlich unterschiedlichem Ausgangsmaterial, wie oben gezeigt, einige zusätzliche Informationen liefert. Da bei p-Material die nicht fluenzproportionale Bildung von $V - P$ -Defekten weitgehend entfällt, könnte an p-Silizium z.B. besonders gut die Ausheilung der fluenzproportionalen Komponenten studiert werden.

5.4.3 Strahlenschädigung in realen Strahlungsfeldern

Exemplarisch für die Strahlenschädigung in einem gemischten Strahlungsfeld eines HEP-Experimentes, wurden drei Silizium-Detektoren innerhalb eines hadronischen Schauers bestrahlt. Diese in Verbindung mit dem RÖSTI-Experiment mit 24 GeV Protonen durchgeführte Bestrahlung wurde bereits in Kap. 4.3.6 vorgestellt. Im Rahmen der hier vorliegenden systematischen Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren

dient diese Bestrahlung dem Vergleich der teilchen- und energieabhängig gewonnenen Ergebnisse mit der Schädigung in einem realen gemischten Strahlungsfeld.

In Tab. 5.10 sind die gemessenen strahleninduzierten Änderungen des Volumengenerationsstroms und der effektiven Dotierungskonzentration aufgeführt. Die für die Strahlenschädigung wichtigste Komponente eines hadronischen Schauers ist der Neutronenanteil (vgl. Tab. 3.5, S. 41). Für die ermittelten Neutronenfluenzen wurde jeweils die zu erwartende Änderung der Detektoreigenschaften berechnet. Die in Tab. 5.10 aufgeführten Werte ohne Ausheilung folgen jeweils aus der Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration (Gl. 5.7, S. 98) und des Volumengenerationsstroms (Gl. 5.18, S. 106). Die zu erwartende Ausheilung wurde für den jeweiligen Meßzeitpunkt unter Berücksichtigung der Bestrahlungsdauer berechnet.

Kapazitätsmessungen zur Ermittlung der effektiven Dotierungskonzentration konnten erst 170 h nach der Bestrahlung erfolgen. Der Ausheilfaktor, der mit den Zeitkonstanten und Amplituden in Tab. 5.1 berechnet wurde, beträgt 0.33.

Für die beiden etwa mit $1.6 \cdot 10^{13} n/cm^2$ bestrahlten Detektoren ergibt sich damit ein Wert für ΔN_{eff} der annähernd der effektiven Dotierungskonzentration $N_{eff,0}$ vor der Bestrahlung entspricht. Dies bedeutet, daß die Spannung für vollständige Verarmung unter 5 V betragen würde. Wie im Zusammenhang mit Abb. 5.19, S. 121 diskutiert, werden so niedrige Werte nicht gemessen, da U_{depl} aufgrund der dünnen oberflächennahen n-leitenden Schicht durch eine minimale Spannung begrenzt wird. Ohne diesen zusätzlichen Effekt würde zum Zeitpunkt der Messung für diese beiden Detektoren $\Delta N_{eff}(t) \sim 7.5 \cdot 10^{11} cm^{-3}$ erwartet. Demnach wäre der Leitungstyp gerade wieder rekonvertiert, also n-leitend. Im Vergleich hierzu ergibt die $C - V$ -Messung mit der Annahme von vorliegender n-Leitung, $\Delta N_{eff}(t) \sim 6.2 \cdot 10^{11} cm^{-3}$.

Für den Detektor 8814B5 wird für die ermittelte Neutronenfluenz von $5.6 \cdot 10^{13} cm^{-2}$ einschließlich der Ausheilung bis zum Zeitpunkt der Messung eine Änderung der effektiven Dotierungskonzentration von $17.9 \cdot 10^{11} cm^{-3}$ erwartet. Im Vergleich hierzu ergab die Messung $\Delta N_{eff}(t) = 15.6 \cdot 10^{11} cm^{-3}$ (siehe Tab. 5.10). Unter Berücksichtigung der Unsicherheiten, die bei dieser Bestrahlung bereits in der Bestimmung der Fluenz liegen (vgl. Kap. 4.3.6), stimmen die berechneten effektiven Dotierungskonzentrationen sehr gut mit der Messung überein.

Die Messung der Sperrstromcharakteristik erfolgte 210 min nach der Bestrahlung. Der Ausheilfaktor für ΔN_{eff} für diesen Zeitpunkt beträgt 0.46, demzufolge waren alle Detektoren noch konvertiert. Aus der Fluenzabhängigkeit des Volumengenerationsstroms oberhalb der Konvertierung (vgl. Abb. 5.15) ergibt sich $\Delta I/V$ ohne Berücksichtigung der Ausheilung. Mit dem Ausheilfaktor von 0.46 für den Sperrstrom aus der an konvertierten Detektoren gemessenen Zeitabhängigkeit (siehe Tab. 5.3) wurde der für den Zeitpunkt der Messung erwartete Anstieg des Volumengenerationsstroms berechnet. Die für diese Bestrahlung ermittelten Werte stimmen mit den Meßergebnissen der drei Detektoren, wie Tab. 5.10 zu entnehmen ist, sehr gut überein.

Der mit den Aktivierungsdetektoren gemessene Unterschied in der Fluenz der linken und rechten Position von 5% zeigt sich ebenfalls im Sperrstromanstieg der jeweiligen Detektoren. Zu beachten ist ferner, daß der Detektor 8814B3 während der Bestrahlung an Spannung lag. Die gemessenen strahleninduzierten Veränderungen stimmten auch

Detektor	8814B5	8814B2	8814B3
$N_{eff,0}$ [$10^{11} cm^{-3}$]	7.58	7.71	7.73
Position	$r = 0 cm$ (zentral)	$r = 6.4 cm$ (links)	$r = 6.4 cm$ (rechts)
Spannung während der Bestrahlung	—	—	90 V
Fluenz [cm^{-2}]	$5.6 \cdot 10^{13}$	$1.55 \cdot 10^{13}$	$1.63 \cdot 10^{13}$
ΔN_{eff} [$10^{11} cm^{-3}$]			
berechnet:			
keine Ausheilung berücksichtigt	54.2	22.3	23.0
Ausheilung mit berücksichtigt	17.9	7.4	7.6
gemessen:	15.6	(6.1)	(6.3)
$\Delta I/V$ [$10^{-3} A cm^{-3}$]			
berechnet:			
keine Ausheilung berücksichtigt	9.32	2.31	2.45
Ausheilung mit berücksichtigt	4.57	1.13	1.20
gemessen:	5.05	1.05	1.12

Tab. 5.10: Änderung der Detektoreigenschaften bei der Bestrahlung im RÖSTI-Experiment (vgl. Kap. 4.3.6) im Vergleich mit berechneten Werten, die sich aus der gemessenen neutroneninduzierten Schädigung ergeben (siehe Text).

in diesem Fall sehr gut mit den berechneten Werten überein. Auch im Vergleich zu dem Detektor 8814B2, der auf gleichem Radius aber ohne anliegende Spannung bestrahlt wurde, zeigt sich kein Unterschied in der Schädigung.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß die gemessene Änderung der Detektoreigenschaften sehr gut mit den Werten übereinstimmt, die nach den hier vorliegenden Untersuchungen für neutroneninduzierte Schädigung erwartet wurde. Hierin bestätigt sich auch, daß für die Schädigung von Silizium-Detektoren innerhalb eines hadronischen Schauers nur die Neutronenkomponente von Bedeutung ist (vgl. Tab. 3.5, S. 41). Außerdem zeigen diese Bestrahlungen exemplarisch, daß sich die in einem von hadronischen Schauern erzeugten Strahlungsfeld, z.B. innerhalb eines HEP-Experimentes, zu erwartende strahleninduzierte Änderung der Detektoreigenschaften mit den Ergebnissen dieser systematischen Untersuchungen berechnen lassen.

Kapitel 6

Diskussion zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren

6.1 Zu erwartende Strahlenschädigung in HEP-Experimenten

Die Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren ist hinsichtlich der anstehenden Entscheidungen zur Instrumentierung der zukünftigen HEP-Experimente von weitreichender Bedeutung. Für die in Planung befindlichen Speicherringe SSC und LHC ist aufgrund der hohen Energien und den hohen Luminositäten eine ortsabhängig zum Teil sehr hohe Strahlenbelastung für einzelne Detektorkomponenten zu berücksichtigen (vgl. Kap. 3). Die hierfür wesentlichen Ergebnisse der vorliegenden systematischen Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren, insbesondere der strahlungsabhängigen Detektoreigenschaften, werden im folgenden anhand einiger Hochrechnungen für eine Betriebsdauer von insgesamt 10 Jahren diskutiert. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die vorgesehene Betriebszeit von 100 Tagen pro Jahr zusammenhängend am Beginn eines jeden Betriebsjahres liegt. Die Strahlenbelastung in diesen Betriebsperioden entspricht dabei der jeweils angesetzten Jahresfluenz, wobei mit einem konstanten Fluß gerechnet wird. Entsprechend dieser Zeitstruktur ist der kombinierte Effekt aus Schädigung und Ausheilung zu betrachten.

Das Strahlungsfeld innerhalb eines HEP-Experimentes wird größtenteils durch hadronische Schauer verursacht. In diesen Bereichen wird die Strahlenschädigung der Silizium-Detektoren durch neutroneninduzierte Kristalldefekte dominiert. Für den Bereich der Vertex-Detektoren sind zusätzlich ionisationsbedingte Oberflächeneffekte zu berücksichtigen, da hier Detektoren mit extrem feiner Granularität (z.B. Mikro-Streifendetektoren) benötigt werden, und der Anteil an ionisierender Strahlung höher ist. Für den weiter außen liegenden Trackingbereich, wo *Pad-Detektoren* eingesetzt werden und der hier betrachtet werden soll, ist die ionisationsbedingte Schädigung gegenüber den neutroneninduzierten Kristalldefekten zu vernachlässigen (siehe Kap. 5.3.2, S. 154).

Zunächst wird die Änderung der effektive Dotierungskonzentration, die für die Betriebsspannung der Silizium-Detektoren entscheidend ist, in Abhängigkeit von einigen Parametern diskutiert. Daran anschließend werden der Anstieg des Sperrstroms und der Ladungssammlungsverlust betrachtet.

Die Fluenz- und Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration ergibt sich aus

$$N_{eff}(\Phi, t) = N_{eff,0} - \Delta N_{eff}(\Phi, t). \quad (6.1)$$

Mit Gl. 5.67, S. 133 und $N_{eff,0} = N_{D,0} - N_{A,0}$ folgt dann

$$\begin{aligned} N_{eff}(\Phi, t) &= N_{D,0} e^{-c_D \Phi} + N_{A,0} \\ &\quad - a\Phi \left[1 - \frac{\tau_a}{T} (1 - e^{-\frac{T}{\tau_a}}) e^{-\frac{t-T}{\tau_a}} \right] \\ &\quad - b\Phi \sum_{l=1}^4 A'_l \frac{\tau_l}{T} \left[1 - e^{-\frac{T}{\tau_l}} \right] e^{-\frac{t-T}{\tau_l}}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Nach den auf S. 132ff diskutierten Zusammenhängen wurden den hier dargestellten Rechnungen folgende Werte für die Parameter zugrundegelegt:

$$\begin{aligned} c_D &= 3.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \\ a &= 0.05 \text{ cm}^{-1} \quad \text{mit } \tau_a = 7.5 \cdot 10^4 \text{ min} \\ b &= 0.079 \text{ cm}^{-1} \quad \text{mit } \begin{cases} \tau_1 = 9.40 \cdot 10^0 & A'_1 = 0.310 \\ \tau_2 = 6.87 \cdot 10^1 & A'_2 = 0.379 \\ \tau_3 = 3.43 \cdot 10^2 & A'_3 = 0.171 \\ \tau_4 = 4.00 \cdot 10^3 & A'_4 = 0.140 \end{cases} \end{aligned}$$

Für verschiedene Fluenzen pro Betriebsjahr und unterschiedliche Materialparameter sind in Abb. 6.1 einige Beispiele für die zu erwartende zeitliche Entwicklung der effektiven Dotierungskonzentration für einen 10jährigen Einsatz von Silizium-Detektoren dargestellt. Die rechte Skala gibt jeweils den Betrag der effektiven Dotierungskonzentration an. Hieraus ergibt sich dann abhängig von der Detektordicke d die Spannung für vollständige Verarmung (vgl. Gl. 4.6, S. 53):

$$U_{depl} = \frac{q_0 d^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} |N_{eff}| = 7.7 \cdot 10^{-8} \text{ V cm} d^2 |N_{eff}|. \quad (6.3)$$

Auf der linken Skala lässt sich für einen Detektor der Dicke $d = 250 \mu\text{m}$ direkt der Wert für U_{depl} ablesen.

Abb. 6.1a und b zeigen jeweils die Entwicklung von U_{depl} bei einer Jahresfluenz von $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ für verschiedene Ausgangsmaterialien. In Abb. 6.1a wurde von unterschiedlichen effektiven Dotierungskonzentrationen ausgegangen, wobei die Akzeptorkonzentration konstant mit $N_{A,0} = 1.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ angenommen wurde. Dies bedeutet eine Variation der Phosphorkonzentration des Grundmaterials. Entsprechend dieser Donatorkonzentration des Ausgangsmaterials $N_{D,0}$ wird mit verschiedenen Spannungen für U_{depl} gestartet. In der Darstellung der zeitlichen Entwicklung von U_{depl} bzw. $|N_{eff}|$ zeigt sich die Konvertierung des Leitungstyps von ursprünglich n-leitend zur p-Leitung darin, daß diese Größen gegen Null gehen und dann wieder ansteigen. Abhängig von der Donatorkonzentration des Ausgangsmaterials ergeben sich verschiedene Zeitpunkte für die Konvertierung. Bereits nach drei Jahren sind auch die Detektoren mit einer hohen Phosphorkonzentration konvertiert. Bei der Hälfte der Betriebszeit sind die Unterschiede in der effektiven Dotierungskonzentration nur noch gering und U_{depl} liegt etwa bei 50 V.

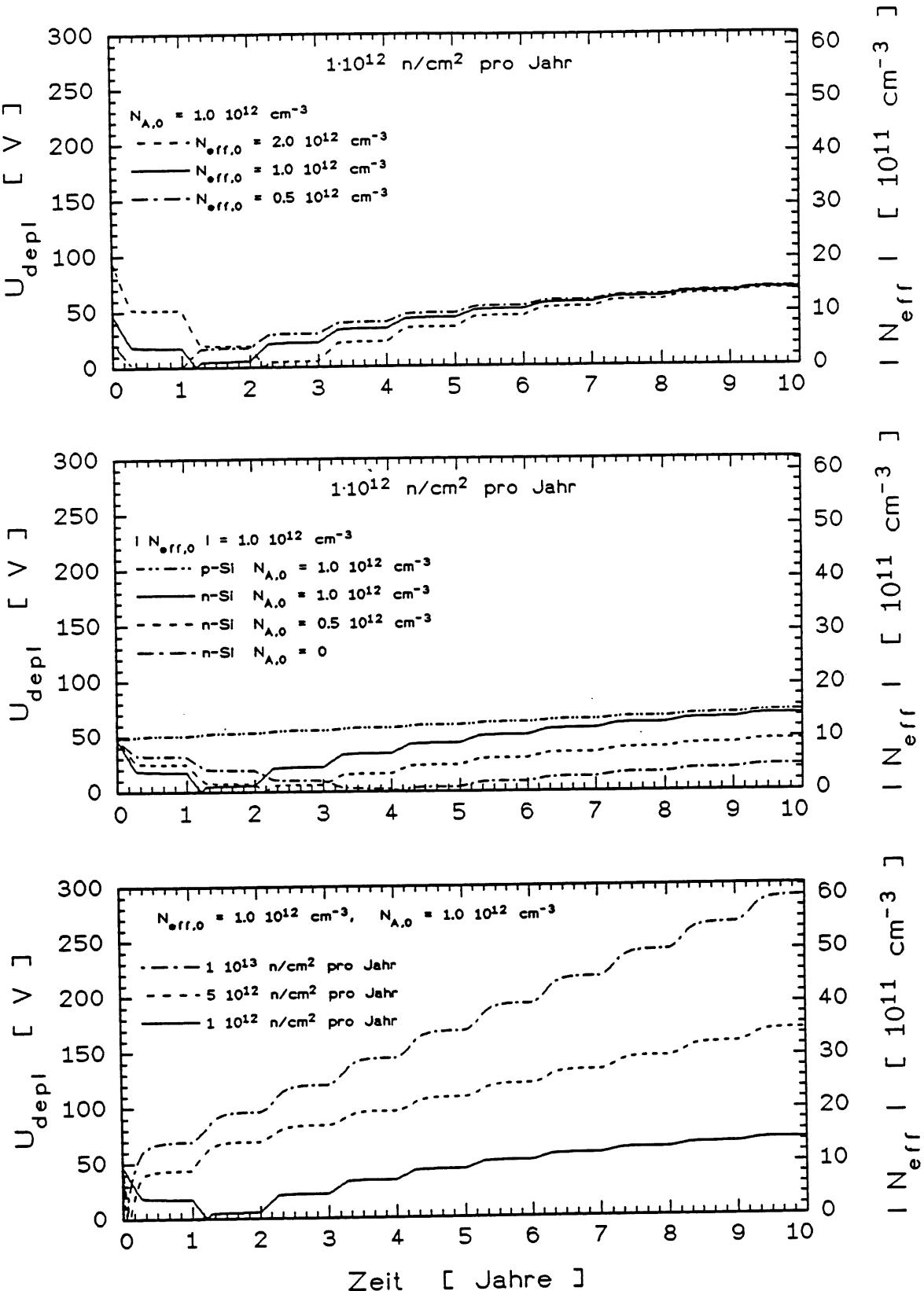


Abb. 6.1: Zu erwartende Entwicklung der Spannung für vollständige Verarmung, U_{depl} , von Silizium-Detektoren ($d = 250\mu\text{m}$) während eines 10jährigen Einsatzes.
 a (oben): Materialabhängigkeit mit $N_{A,0} = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ für $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$
 b (mitte): Materialabhängigkeit mit $N_{eff,0} = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ für $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$
 c (unten): Fluenzabhängigkeit ($N_{eff,0} = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $N_{A,0} = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$).

Nach 10 Jahren wird unabhängig von der Phosphorkonzentration des Grundmaterials $U_{depl} = 70\text{ V}$ erwartet. Dieses Verhalten folgt direkt aus der Bildung von $V - P$ -Defekten, die zu der exponentiellen Verringerung der Donatorkonzentration führt (vgl. Gl. 6.2). Für hohe Fluenzen geht die Anzahl der nicht in $V - P$ -Defekten gebundenen Phosphoratome und damit die Donatorkonzentration gegen Null, so daß $N_{eff}(\Phi, t)$ unabhängig von der Phosphorkonzentration ist. Da die Konvertierung selbst keinerlei Auswirkungen auf den Betrieb der Detektoren hat, folgt hieraus insgesamt, daß die Phosphorkonzentration des Grundmaterials keine entscheidene Rolle für die Strahlenhärté von Silizium-Detektoren spielt.

Als nächstes sei die Abhängigkeit von der Borkonzentration betrachtet, die die Akzeptorkonzentration des Ausgangsmaterials ist. Für den in Abb. 6.1b dargestellten Vergleich wurde jeweils bei gleicher Spannung für vollständige Verarmung, also gleichem $|N_{eff,0}|$, von verschiedenen Borkonzentrationen des Grundmaterials $N_{A,0}$ ausgegangen. Zur Verdeutlichung seien zunächst die folgenden zwei Grenzfälle betrachtet:

- $|N_{eff,0}| = N_{D,0}$ für n-Silizium mit $N_{A,0} = 0$
- $|N_{eff,0}| = N_{A,0}$ für p-Silizium mit $N_{D,0} = 0$

Wie bereits diskutiert zeigt sich im ersten Fall die Konvertierung des n-leitenden Ausgangsmaterials zur p-Leitung. Zum Ende der hier betrachteten 10jährigen Betriebszeit hin sind wiederum alle Phosphoratome in $V - P$ -Defekten gebunden. Damit verbleiben nur noch die fluenzproportionalen Komponenten mit den Proportionalitätskonstanten a und b (vgl. Gl. 6.2). Der gemessenen Zunahme an Akzeptorzuständen mit $b = 0.079\text{ cm}^{-1}$ wurden vier Komponenten der Ausheilung zugeordnet, deren größte Zeitkonstante $\tau_4 = 4 \cdot 10^3\text{ min}$ beträgt. Damit ergibt sich, daß diese Defekte innerhalb der jeweils 100tägigen Betriebszeit pro Jahr wieder ausheilen. Somit bewirkt diese Komponente keine bleibende Schädigung.

Die andere fluenzproportionale Komponente mit der Generationsrate a für einen elektrisch inaktiven Defekt wird erst aufgrund der Ausheilung relevant, wenn bei der Defektumbildung akzeptorartige Zustände entstehen. Für diese Komponente wurde in der dargestellten Rechnung von der aus den vorliegenden Messungen abgeschätzten Generationsrate von $a = 0.05\text{ cm}^{-1}$ mit der Zeitkonstante $\tau_a = 7.5 \cdot 10^4\text{ cm}^{-1}$ ausgegangen. Für hohe Fluenzen wird bei dem betrachteten Grenzfall die effektive Dotierungskonzentration und damit auch U_{depl} ausschließlich durch die ausheilungsbedingt gebildeten Akzeptorzustände bestimmt. Am Ende der 10jährigen Betriebszeit, d.h. in diesem Fall bei $\Phi = 1 \cdot 10^{13}\text{ n/cm}^2$, ergibt sich $|N_{eff}| = a\Phi = 5 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-3}$.

Bei dem zweiten zu betrachtenden Grenzfall, p-Silizium mit $N_{D,0} = 0$, entfällt die Komponente der fluenzabhängigen Donatorkonzentration und damit ergibt sich der monotonen Anstieg in U_{depl} . Für $\Phi = 1 \cdot 10^{13}\text{ n/cm}^2$ nach 10jährigem Betrieb ergibt sich dann $|N_{eff}| = N_{A,0} + a\Phi = 1.5 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-3}$. Der gleiche Wert wird auch bei n-leitendem Ausgangsmaterial erreicht, wenn das Grundmaterial die gleiche Borkonzentration besitzt, denn das zur Überkompensation notwendige Phosphor ist fast vollständig in $V - P$ -Defekten gebunden und liefert somit keinen Beitrag zu N_{eff} .

Insgesamt zeigen diese Beispiele, daß bei sehr langen Bestrahlungszeiten und Fluenzen von $\Phi \gtrsim 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ für die effektive Dotierungskonzentration

$$|N_{eff}| = N_{A,0} + a\Phi \quad (6.4)$$

zu erwarten ist. Dies gilt unabhängig von der Phosphorkonzentration des Grundmaterials, aber die Abhängigkeit von der Borkonzentration $N_{A,0}$ ist zu berücksichtigen.

Die bereits in den meisten Rechnungen angesetzte Borkonzentration von $N_{A,0} = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ entspricht etwa der Konzentration, die bei hochohmigen Silizium sowohl für n-leitendes als auch für p-leitendes Material typisch ist (vgl. Abb. 4.1, S. 49 und Abb. 5.46, S. 168). Deshalb wurde auch für die Betrachtung der Abhängigkeit von verschiedenen Fluenzen pro Jahr für n-Silizium als Ausgangsmaterial mit $N_{eff,0} = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ von $N_{A,0} = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ausgegangen (siehe Abb. 6.1c).

Bei einer Fluenz von $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ bzw. $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ ist für die erste 100tägige Betriebsperiode die gleiche Veränderung zu erwarten, die bei $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ in 5 bzw. 10 Jahren auftritt. So konvertiert der Detektor bereits innerhalb der ersten 50 Tage. Jeweils fluenzproportional zeigt sich dann der Anstieg in $|N_{eff}|$ aufgrund der ausheilungsbedingten Bildung von akzeptorartigen Zuständen. Mit dem abgeschätzten Wert der Generationsrate $a = 0.05 \text{ cm}^{-1}$ und für $N_{A,0} = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich bei einer angenommenen Strahlenbelastung von $1 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ pro Jahr nach einer 10jährigen Betriebszeit $U_{dep} = 290 \text{ V}$. Wenn eine Ausheilung der $V - P$ -Defekte bereits innerhalb der Betriebszeit stattfindet, würden die frei werdenen Phosphoratome bei den hohen Jahresfluenzen spätestens bei der nächsten 100tägigen Betriebsperiode wieder in $V - P$ -Defekten gebunden werden. Demnach ergeben sich keine niedrigeren Werte für U_{dep} gegenüber den hier mit $\tau_D = \infty$ berechneten Werten.

Für den strahleninduzierten Anstieg des Volumengenerationstroms ist der Leitungstyp des Grundmaterials relevant. Bei den hier gezeigten Rechnungen wurde deshalb gemäß der in Abb. 6.1c dargestellten Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration der Zeitpunkt der Konvertierung berücksichtigt. Die Abhängigkeit vom Leitungstyp ist allerdings für die Bestrahlungsperioden von jeweils 100 Tagen sehr gering, da die bei p-Leitung zusätzlich erzeugten Defekte mit relativ kleinen Zeitkonstanten wieder ausheilen und sich nur der geringe Unterschied der längsten Komponente auswirkt (vgl. Abb. 5.25, S. 134). Insgesamt ergibt sich annähernd ein fluenzproportionaler Anstieg knapp unter $4 \cdot 10^{-17} \text{ A cm}^{-1}$.

Die linke Skala in Abb. 6.2 gibt exemplarisch den Volumengenerationsstrom für einen $250 \mu\text{m}$ dicken Detektor mit einer aktiven Fläche von 10 mm^2 an. Diese Größen entsprechen etwa dem diskutierten Detektordesign der RD2-Kollaboration, die einen *Tracking- und Preshower-Detektor* mit Silizium-Detektoren für ein Experiment am LHC planen, bei dem die aktive Fläche der einzelnen Struktur 9 mm^2 beträgt [RD292].

Bezüglich der hier dargestellten Rechnungen ist zu beachten, daß die durchgeführten Messungen der Zeitabhängigkeit nur einen Zeitraum erfassen, der den ersten beiden Betriebsperioden entspricht.

Eine deutliche Verringerung des Sperrstroms bei dem Einsatz im Experiment ist durch eine niedrigere Betriebstemperatur zu erreichen. Dabei ist aber zu beachten, daß die Temperatur bei der Schädigung und damit auch für die gleichzeitig stattfindene Ausheilung geringer ist und nicht wie bei den hier vorliegenden Studien 20°C beträgt. Erste Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Schädigung und Ausheilung wurden bereits durchgeführt (siehe [Ang92, Pap92]). Hier zeigte sich, daß die Ausheilung bei niedrigeren Temperaturen erheblich geringer ist (vgl. Gl. 5.26, S. 112), so daß effektiv eine höhere Schädigung gemessen wird. Dies hat insbesondere Konsequenzen bezüglich der effektiven

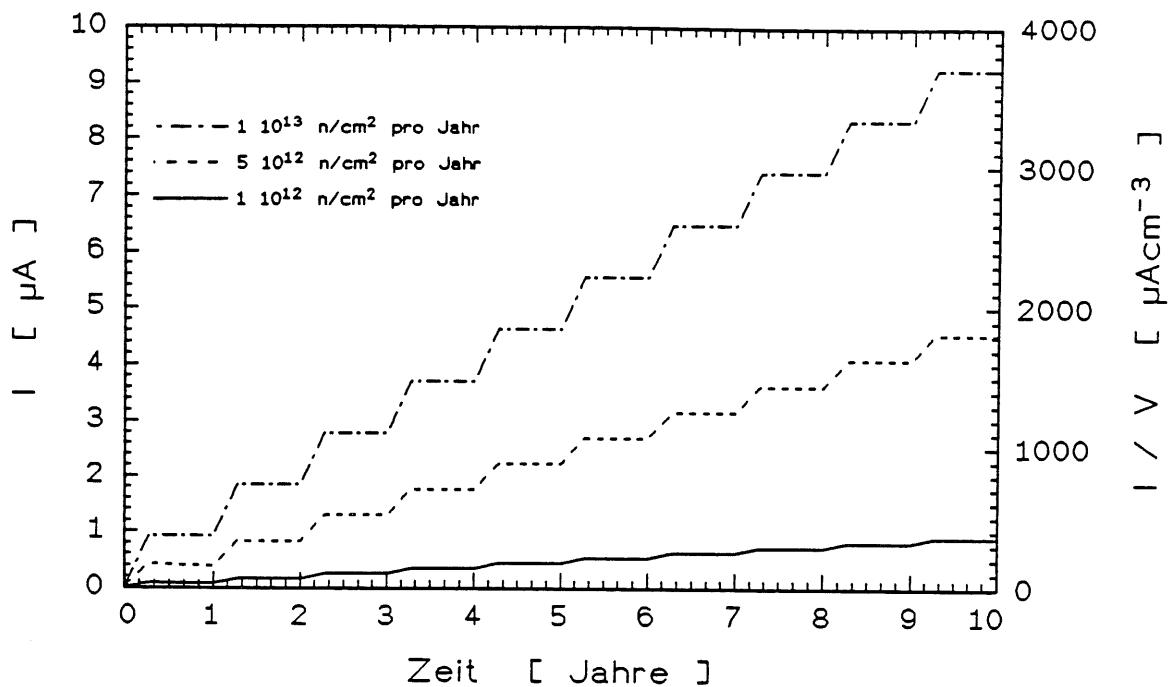


Abb. 6.2: Zu erwartende Entwicklung des Volumengenerationsstroms von Silizium-Detektoren ($d = 250 \mu\text{m}$, $A = 10 \text{ mm}^2$) während eines 10jährigen Einsatzes mit unterschiedlich hoher jährlicher Strahlenbelastung.

Dotierungskonzentration und damit für U_{dep} . Die bei niedrigeren Temperaturen zusätzlich sichtbare Schädigung heilt bei Raumtemperatur innerhalb einiger Stunden wieder aus, deshalb ist es für den Einsatz bei niedrigen Temperaturen günstig zwischenzeitliche Ausheilperioden bei Raumtemperatur vorzusehen.

Der für minimalionisierende Teilchen (mip's) zu erwartende Ladungssammlungsverlust lässt sich mit den Trappingzeitkonstanten der Elektronen und Löcher berechnen (vgl. Gl. 5.22, S. 110). Die gemessene Fluenzabhängigkeit der Trappingzeitkonstanten wird durch Gl. 5.20 bzw. Gl. 5.21 (S. 108) beschrieben. Für die in diesem Abschnitt betrachteten Fluenzen einer 10jährigen Betriebszeit sind in Tab. 6.1 jeweils die ermittelten Werte für $1/\tau_e^+$ und $1/\tau_h^+$ aufgeführt. Die für das Elektronentrapping relevante Fluenz Φ^* , ab der zusätzlich andere Trappingzentren erzeugt werden, wurde als obere Abschätzung mit $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ angesetzt.

Für den Ladungssammlungsverlust ist die Fluenzabhängigkeit der Spannung für vollständige Verarmung, die die notwendige Betriebsspannung bestimmt, in Rechnung zu stellen. Deshalb wurden exemplarisch jeweils zwei verschiedene Betriebsspannungen angenommen, die bei 10jährigem Einsatz oberhalb von U_{dep} liegen. Wie für die Fluenzabhängigkeit von U_{dep} angesetzt (Abb. 6.1c), wird auch hier für die Berechnung des Ladungssammlungsverlustes von der Detektordicke $d = 250 \mu\text{m}$ ausgegangen. Für den ermittelten relativen Ladungssammlungsverlust $\Delta Q/Q_0$ eines mip's ist in Tab. 6.1 zusätzlich jeweils auch der Anteil der Elektronen bzw. Löcher extra aufgeführt.

Auffällig ist die sehr geringe Zunahme des Ladungssammlungsverlustes bei höheren Fluenzen, so daß bei $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ $\Delta Q/Q_0$ nur 10 % beträgt. Dies ergibt sich aus

Fluenz [n/cm^2]	$\frac{1}{\tau_e^+}$	$\frac{1}{\tau_h^+}$	Spannung [V]	Ladungssammlungsverlust für mip's [%]		
	[$10^6 s^{-1}$]	[$10^6 s^{-1}$]		Anteil der Elektronen	Anteil der Löcher	gesamt
$1 \cdot 10^{13}$	8.0	2.9	70	1.0	1.0	2.0
			100	0.8	0.7	1.5
$5 \cdot 10^{13}$	58.0	12.5	170	4.2	2.1	6.3
			200	3.9	1.9	5.8
$1 \cdot 10^{14}$	120.5	24.5	300	6.7	3.0	9.7
			330	6.6	2.8	9.4

Tab. 6.1: Relativer Ladungssammlungsverlust für minimalionisierende Teilchen (mip's), der sich aus der Fluenzabhängigkeit den Trappingzeitkonstanten für Elektronen bzw. Löcher nach Gl. 5.22 (S. 110) ergibt. Hierbei wurden jeweils exemplarisch zwei verschiedene Spannungen angenommen, die bei 10jährigem Einsatz in einem HEP-Experiment oberhalb von U_{dep} liegen (vgl. Abb. 6.1c).

der hohen Feldstärke aufgrund der hohen Betriebsspannung, wodurch der erhebliche Anstieg in $1/\tau_e^+$ bzw. $1/\tau_h^+$, der proportional zur Zunahme der Trappingzentren ist, teilweise kompensiert wird.

Für diese Berechnungen wurde die Fluenzabhängigkeit der Trappingzeitkonstanten (Kap. 5.1.5) zugrundegelegt, die jeweils etwa eine Woche nach der Bestrahlung gemessen worden war. Für einen langfristigen Einsatz sind ferner die Ausheilungseffekte zu berücksichtigen. Bei Raumtemperatur war nur eine sehr geringe Zeitabhängigkeit zu beobachten, die nicht quantitativ analysiert werden konnte (vgl. Kap. 5.2.4). Für den Einsatz der Detektoren ist insbesondere die Zunahme der Löchertraps, d.h. der Anstieg in $1/\tau_h^+$ zu beachten. Dieser Anstieg ist bei Raumtemperatur nur sehr gering. Eine Einschätzung dieses Effektes für den langfristigen Einsatz der Detektoren ist mit den Ergebnissen der Temperungsprozeduren möglich, da bei höheren Temperaturen die gleichen Prozesse wie auch bei Raumtemperatur, nur beschleunigt ablaufen.

Für eine obere Abschätzung wird von dem bei der einstündigen Temperung bei $200^\circ C$ gemessenen fluenznormierten Anstieg des Löchertrappings um $0.88 \cdot 10^6 cm^2 s^{-1}$ ausgegangen (siehe Tab. 5.7, S. 145). Hier sei exemplarisch die höchste Fluenz von $\Phi = 1 \cdot 10^{14} n/cm^2$ betrachtet, für die sich damit $1/\tau_h^+ = 112.5 \cdot 10^6 s^{-1}$ ergibt. Für diese obere Abschätzung sei $1/\tau_e^+ = 120.5 \cdot 10^6 s^{-1}$ beibehalten, denn in der bei Raumtemperatur gemessenen Zeitabhängigkeit deutete sich keine Zunahme an Elektronentraps an und durch die Temperung bei $200^\circ C$ erfolgte sogar eine Abnahme. Bei der Betriebsspannung von 300 V bzw. 330 V ergibt sich damit ein Ladungssammlungsverlust von 20.4 % bzw. 19.5 %. Für einen 10jährigen Einsatz der Silizium-Detektoren mit einer Strahlenbelastung von insgesamt $1 \cdot 10^{14} n/cm^2$ ist demnach zu erwarten, daß der Ladungssammlungsverlust unter 20 % liegt.

Insgesamt ist festzustellen, daß Silizium-Detektoren auch bei hohen Strahlenbelastungen funktionsfähig bleiben. Bei den vorliegenden Untersuchungen sind bis $10^{14} n/cm^2$ keine wesentlichen Einschränkungen für den Einsatz sichtbar geworden. Insbesondere ergeben sich aus der Konvertierung des Leitungstyps bei n-leitendem Ausgangsmaterial keine Einschränkungen für den Einsatz der Silizium-Detektoren.

Für den Betrieb der Detektoren sind allerdings die notwendige Sperrspannung zur vollständigen Verarmung und der Sperrstrom entscheidend. Die Grenzen hierfür hängen z.B. von dem Aufbau der Ausleseelektronik ab, so daß hierfür keine absoluten Grenzwerte angegeben werden können. Außerdem sind die Dicke und die Fläche des vorgesehenden Detektortyps für die Größen U_{depl} und Sperrstrom mitbestimmend. Es kommt also darauf an die Strahlungsabhängigkeit dieser Parameter bei der Planung und Konstruktion einer Komponente mit Silizium-Detektoren für ein HEP-Experiment zu berücksichtigen. Die Ergebnisse der hier vorliegenden systematischen Untersuchungen liefern für die Abschätzung der zu erwartenden strahleninduzierten Veränderung der Detektoreigenschaften die notwendigen Grundlagen. Hierbei ist aber zu beachten, daß insbesondere das Langzeitverhalten noch weiter zu studieren ist, woraus sich dann auch Ansätze zur Entwicklung strahlenhärteren Materials ergeben könnten.

6.2 Überlegungen für weiterführende Untersuchungen

Bei den hier vorliegenden Untersuchungen wurden auch manche neue interessante Fragestellungen deutlich. Da einige Problemkreise im Rahmen dieser Arbeit nur aufgeworfen werden konnten, ist eine Weiterführung dieser systematischen Studien zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren notwendig. In diesem Abschnitt werden die interessantesten Ansätze für ein weiteres Vorgehen zusammengefaßt, die aufgrund der gewonnenen Resultate zur Lösung der noch offengebliebenen Fragen am aussichtsreichsten erscheinen.

Angesichts der anstehenden Entscheidungen bei der Planung der zukünftigen HEP-Experimente ist die Untersuchung der langfristigen Entwicklung der strahlungsabhängigen Detektoreigenschaften die vordringlichste Aufgabe. Die Analyse der gemessenen Zeitabhängigkeit zeigte, daß die Bildung von akzeptorartigen Zuständen bei der Ausheilung eines elektrisch inaktiven Defektes den limitierenden Prozeß für den Betrieb der Silizium-Detektoren darstellt. Eine quantitative Bestimmung der Zeitkonstanten und Amplituden der zeitabhängigen Prozesse sind Voraussetzung für eine zuverlässige Abschätzung der bei einem 10jährigen Einsatz zu erwartenden Strahlenschädigung.

Die detaillierte Beobachtung der zeitlichen Entwicklung der Detektoreigenschaften nach verschiedenen Bestrahlungen ist zur Klärung dieser Fragen notwendig. Bei der Analyse sind die unterschiedlichen Fluenzabhängigkeiten der Defekte zu berücksichtigen. Für eine Separation der verschiedenen Komponenten ist die Betrachtung bezüglich einer Referenzzeit sehr hilfreich (siehe Gl. 5.71, S. 140).

Um die erforderlichen Abschätzungen für den langfristigen Einsatz in kürzerer Zeit zu erhalten, ist es sinnvoll, die Ausheilungseffekte bei höheren Temperaturen als Raumtemperatur zu studieren. Da die gleichen Prozesse dann beschleunigt ablaufen, sind hiermit die innerhalb von 10 Jahren zu erwartenden Effekte in einer verkürzten Zeit zu studieren. Um zu ermitteln, welche Temperungsprozedur beispielsweise einer einjährigen Ausheilung bei Raumtemperatur entspricht, sind systematische Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit der Detektoreigenschaften durchzuführen. Diese Untersuchungen sollten darauf ausgerichtet sein, die Aktivierungsenergien E_a und die zugehörigen Frequenzfaktoren f der einzelnen Komponenten zu bestimmen. Der für die isothermalen Untersuchungen sinnvolle Temperaturbereich ergibt sich am Besten aus einer ersten Abschätzung von E_a und f . Für diese Abschätzung werden mindestens zwei Zeitkonstanten des selben Prozesses bei verschiedenen Temperaturen benötigt. Hierfür bieten sich zwei isochronale Temperungsprozeduren mit unterschiedlichen Zeitintervallen Δt an (vgl. Gl. 5.75, S. 142). Mit den ermittelten Aktivierungsenergien und Frequenzfaktoren lassen sich dann nicht nur für Raumtemperatur, sondern auch für andere Temperaturen die Ausheilzeitkonstanten berechnen. Dabei würde sich dann auch der bezüglich zeitabhängiger Effekte günstigste Temperaturbereich für den Betrieb der Detektoren ergeben.

Ein weiterer Aspekt für diese temperaturabhängigen Untersuchungen ist die Frage der Identifikation der relevanten Defektarten, denn E_a und f sind defektspezifische Größen. Daher ist es sicherlich erforderlich bei diesen Untersuchungen parallel zu den Messungen der Detektoreigenschaften auch DLTS-Messungen durchzuführen sowie weitere defektspezifische Meßmethoden einzusetzen, um so eine direkte Zuordnung der Defekte und der Detektoreigenschaften zu erhalten. Die Identifikation der einzelnen Defekte ist Voraus-

setzung für eine zielgerichtete Entwicklung strahlenhärteren Materials, dem sogenannten *Defectengineering*.

In diesem Zusammenhang ist ferner die Untersuchung von elektroneninduzierter Schädigung interessant, da Elektronen ausschließlich Punktdefekte erzeugen. Der Vergleich der Schädigung, die von Elektronen erzeugt wird mit neutroneninduzierter Schädigung ermöglicht eine Zuordnung der unterschiedlichen strahleninduzierten Veränderungen zu Punktdefekten bzw. Clustern. Entsprechend ist die Schädigung mit Elektronen auch für die separate Untersuchung der Punktdefekte und der von ihnen verursachten Änderung der Detektoreigenschaften sinnvoll.

Ein weiterer Fragenkomplex betrifft die Konvertierung des Leitungstyps bei n-leitendem Ausgangsmaterial. Auffällig ist die geänderte Kurvenform der Kapazitäts- und Sperrstromcharakteristiken nach der Konvertierung des Materials (vgl. Abb. 5.6 S. 88). Hierfür konnte bisher keine Erklärung gefunden werden. Möglicherweise hängt dieses Verhalten auch mit der nach der Konvertierung beobachtbaren oberflächennahen n-leitenden Schicht zusammen. Die Ursache dieser auch bei p-Leitung im übrigen Kristall weiterhin n-leitenden Schicht ist ferner im Hinblick auf die Entwicklung strahlenhärteren Ausgangsmaterials interessant. Da diese Schicht mit dem bei der Oxidation eindiffundierten Sauerstoffs verknüpft ist, bietet sich zum Beispiel die Untersuchung der strahleninduzierten Effekte in sauerstoffreicherem Silizium an, besonders aussichtsreich erscheint das sog. *Magnetic-Czochralski*-Material.

Des weiteren stellt sich die Frage nach den nur oberhalb der Konvertierung gebildeten Defekten, die bezüglich des Sperrstroms und des Elektronentrappings zu beobachten waren. Wie bereits gezeigt, ist hier der Vergleich mit p-leitendem Ausgangsmaterial sehr hilfreich. Am Anfang dieses Vergleiches sollten Untersuchungen der Ausheilungseffekte geschädigten p-Materials stehen. Bei der Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration ist dann voraussichtlich die Ausheilung des $V - B$ -Defektes messbar. Bezuglich des Sperrstromanstiegs ist insbesondere der Vergleich der Ausheilung eines konvertierten Detektors mit einem Detektor aus p-leitendem Silizium interessant. Um hier auch die kurzen Zeitkonstanten zu erfassen, sollte der ursprünglich n-leitende Detektor bereits bei einer mindestens einige Wochen zurückliegenden ersten Bestrahlung permanent konvertiert sein. Hierdurch werden quasi gleiche Ausgangsbedingungen für den zur p-Leitung konvertierten und den ursprünglich p-leitendem Detektor erreicht.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Bei den für das Ende der 90er Jahre geplanten Experimenten der Hochenergiephysik werden hohe Anforderungen hinsichtlich der Orts-, Zeit- und Energieauflösung gestellt. Hieraus ergibt sich das große Interesse für die Verwendung von Silizium-Detektoren. Aufgrund der hohen Energien und Luminositäten wird an den in der Planung befindlichen Beschleunigern SSC und LHC ein intensives Strahlungsfeld auftreten, dem die Detektoren bei ihrem Einsatz ausgesetzt sein werden. Deshalb sind detaillierte Kenntnisse zur Strahlenhärté der Silizium-Detektoren notwendig, um die zu erwartenden strahleninduzierten Veränderungen der Detektoreigenschaften einschätzen zu können. In der vorliegenden Arbeit wurden systematisch die für die Verwendung der Silizium-Detektoren in Hochenergiephysik-Experimenten relevanten Fragen der Strahlenresistenz studiert.

Das Strahlungsfeld innerhalb eines Hochenergiephysik-Experimentes beinhaltet verschiedene Komponenten, deren Zusammensetzung in den meisten Bereichen durch hadronische Schauer bestimmt wird. Ausgehend von der Defektbildung in Silizium wurde die Schädigungseffizienz der einzelnen Komponenten miteinander verglichen. Die Grundlage dieses Vergleichs bildeten teilchenspezifische Schädigungsfunktionen, die den nichtionisierenden Energieverlust in Abhängigkeit von der Energie angeben. Der Ansatz hierbei ist, daß das Mischungsverhältnis der verschiedenen Defektarten für verschiedene Teilchenarten und unabhängig von ihrer Energie immer gleich ist. Nach Simulationsrechnungen von Wood et al. [Woo81] wurde gezeigt, daß diese Voraussetzung insbesondere für das Verhältnis von Punktdefekten zu Clustern erfüllt ist, wenn die Energie des ersten herausgeschlagenen Gitteratoms (PKA) größer als 2 keV ist. Speziell zur Überprüfung dieses Ansatzes wurden Bestrahlungen mit monoenergetischen Teilchen durchgeführt. Diese Zusammenhänge bildeten die Grundlage für die Abschätzung der Strahlenbelastung von Silizium-Detektoren innerhalb von Hochenergiephysik-Experimenten. Sie ergaben, daß in einem durch hadronische Schauer ausgelösten Strahlungsfeld die Strahlenschädigung durch neutroneninduzierte Versetzungsdefekte im Siliziumkristall dominiert wird. Diese Störstellen im Kristall bewirken eine Änderung der effektiven Dotierungskonzentration, einen Anstieg des Sperrstroms und führen zu einer Beeinträchtigung der Ladungssammlung. Deshalb war die strahleninduzierte Veränderung dieser für den Einsatz der Detektoren entscheidenden Eigenschaften zu untersuchen.

Von der durch Versetzungen hervorgerufenen Kristallschädigung sind die ionisationsbedingten Oberflächeneffekte zu unterscheiden. Aufgrund der Ionisation kommt es zu Ladungsansammlungen an den Siliziumoxid-Silizium-Grenzflächen. Hierdurch werden beispielsweise die Eigenschaften des MOS-ähnlichen Randbereiches der Detektoren

beeinflußt. Aus diesem Grunde wurden ergänzend auch die Strahlenschädigungseffekte an MOS-Strukturen untersucht, die entsprechend dem Randbereich der für diese Untersuchungen verwendeten oxidpassivierten Oberflächensperrsicht-Detektoren hergestellt wurden. Um die durch Ionisation hervorgerufenen Oberflächeneffekte separat zu untersuchen, wurden zusätzlich zur Bestrahlung mit Elektronen und Protonen auch Bestrahlungsexperimente mit Synchrotron- und Röntgenstrahlung durchgeführt, die keine Kristalldefekte erzeugen.

Den Schwerpunkt der vorliegenden Untersuchungen bildeten, entsprechend der Strahlenbelastung in Hochenergiephysik-Experimenten, die neutroneninduzierten Änderungen der Detektoreigenschaften. Hierzu wurden die effektive Dotierungskonzentration, der Sperrstrom und der Ladungssammlungsverlust untersucht. Die Bestrahlungen sind mit monoenergetischen Neutronen (1.2 MeV , 5.0 MeV und 14.1 MeV) und mit Neutronen aus der Be(d,n)-Reaktion ($\langle E \rangle = 6.2 \text{ MeV}$) durchgeführt worden. Mit diesen bisher einmaligen Untersuchungen zur Energieabhängigkeit der neutroneninduzierten Schädigung konnten die verschiedenen Berechnungen der Schädigungsfunktion [Laz87, AST85, Oug90] mit experimentellen Daten verglichen werden. Insbesondere bestätigen diese Untersuchungen, daß die neutroneninduzierte Schädigung mit dem nichtionisierenden Energieverlust skaliert. Die von Lazo et al. berechnete Schädigungsfunktion [Laz87] zeigte die beste Übereinstimmung. Sie wurde daher auch der Normierung verschiedener Neutronenfelder auf 1 MeV -äquivalente Neutronen zugrunde gelegt. Die gleiche Schädigungseffizienz wie 1 MeV Neutronen hat auch das in den Hochenergiephysik-Experimenten erwartete Neutronenspektrum. Bei den Bestrahlungen wurde der Fluenzbereich $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ bis $1.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ erfaßt, wobei der maximale Fluß $1.8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ betrug.

Mit dem hohen Teilchenfluß war es möglich, die zeitabhängigen Effekte aufgrund der Ausheilung von Defekten weitgehend separat von der Defektgeneration zu untersuchen. Ergänzend zu der detailliert studierten Ausheilung bei Raumtemperatur (bis zu 1.5 Jahren), sind isochronale Temperungsprozeduren bis 220°C durchgeführt worden. Mit den für die Zeitabhängigkeit bei Raumtemperatur analysierten Ausheilfunktionen war es möglich die Meßwerte auf die bereits während und nach der Bestrahlung stattgefundenen Ausheilung zu korrigieren. Hiermit wurde eine zeitunabhängige Analyse der Fluenzabhängigkeit möglich, obwohl die verschiedenen Bestrahlungsexperimente mit deutlich unterschiedlichen Teilchenflüssen durchgeführt worden waren.

Für die Änderung der Detektoreigenschaften während des langfristigen Einsatzes in einem Hochenergiephysik-Experiment sind sowohl die Abhängigkeit von der Fluenz als auch die zugehörigen zeitabhängigen Effekte entscheidend. Auf der Grundlage der beobachteten strahleninduzierten Effekte und der dargestellten Zusammenhänge wurde die Entwicklung der Detektoreigenschaften für eine 10jährige Betriebszeit berechnet (Kap. 6.1). Für den dort betrachteten Einsatz der Silizium-Detektoren im außen liegenden Trackingbereich wird die Strahlenschädigung durch neutroneninduzierte Kristalldefekte dominiert. Dies ergibt der Vergleich der separat gemessenen Oberflächeneffekte mit den neutroneninduzierten Veränderungen der Detektoreigenschaften (Kap. 5.3).

Im folgenden seien die für den langfristigen Einsatz von Silizium-Detektoren bei hohen Strahlenbelastungen relevanten Ergebnisse jeweils für die Detektoreigenschaft effektive Dotierungskonzentration, Sperrstrom und Ladungssammlungsverlust zusammengefaßt:

Effektive Dotierungskonzentration:

Zusätzlich zu der Verringerung der Donator- und Akzeptorkonzentration des Ausgangsmaterials durch die Bildung von $V - P$ - bzw. $V - B$ -Defekten, die exponentiell zur Fluenz ist, war eine fluenzproportionale Bildung von Defekten zu beobachten. Aufgrund der Ausheilung der $V - B$ -Defekte bei Raumtemperatur und dem damit verbundenen Sättigungseffekt, konnte die Fluenzabhängigkeit sehr gut mit dem Ansatz einer konstanten Konzentration flacher Akzeptorniveaus beschrieben werden. Für die exponentiell zur Fluenz verlaufenden Verringerung der Donatorkonzentration ergab sich bei diesem Ansatz als Schädigungsparameter $c = 3.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$. Die strahleninduzierten Komplexdefekte bilden zumeist tiefe Defektniveaus in der Bandlücke des Siliziums. Fluenzabhängig wurde eine Zunahme von akzeptorartigen Zuständen mit einer Generationsrate von $b = 0.079 \text{ cm}^{-1}$ beobachtete. Für Fluenzen oberhalb von etwa $5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ wird die effektive Dotierungskonzentration nur noch durch die fluenzproportionale Defektgeneration bestimmt, da die von der Phosphor- bzw. Borkonzentration abhängigen Defekte sich bereits in der Sättigung befinden.

Bei n-leitendem Ausgangsmaterial führt die Reduktion der Donatorkonzentration und die Bildung von akzeptorartigen Zuständen zur Konvertierung des Grundmaterials von n-Leitung zur p-Leitung. Nach der Konvertierung breitet sich die Raumladungszone von der rückwärtigen Elektrode her aus. Dies wurde mit dem Einschuß kurzreichweiter Teilchen nachgewiesen. Die im Rahmen dieser Arbeit erstmals gefundene Konvertierung des Leitungstyps aufgrund von neutroneninduzierten Defekten wurde später auch von anderen Autoren bestätigt [Lem91, Pit92, Kra92]. Auffällig ist die mit der Konvertierung verbundene Änderung der Kapazitäts- und Sperrstromcharakteristiken, die bisher noch nicht geklärt werden konnte. Die Änderung des Leitungstyps ist für den Betrieb der Detektoren nicht relevant, da die Silizium-Detektoren auch über die Konvertierung hinaus voll funktionsfähig bleiben.

Für die Analyse der Ausheilungseffekte sind die unterschiedlichen Fluenzabhängigkeit ebenfalls zu berücksichtigen. Der $V - B$ -Defekt heilt bereits bei Raumtemperatur sehr schnell wieder aus, so daß während längerer Bestrahlungen eine Sättigung auftritt. Die spezifische Zeitkonstante der Ausheilung dieses Defektes konnte nicht bestimmt werden, da die Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration in den ersten Wochen nach der Bestrahlung von der Abnahme der akzeptorartigen Zuständen dominiert wird. Die Ausheilung der $V - P$ -Defekte wurde erst bei den Temperungsprozeduren bei etwa 440 K beobachtet. Dies entspricht einer sehr großen Zeitkonstante für Raumtemperatur, und damit ist die Ausheilung dieses Defektes für die Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration ohne Bedeutung.

Bei den hier durchgeführten detaillierten Untersuchungen zur Zeitabhängigkeit der Detektoreigenschaften wurde zum ersten Mal die Zunahme von akzeptorartigen Zuständen einige Monate nach der Bestrahlung beobachtet. Spätere Messungen in [Pit92, Gil92] zeigen eine vergleichbare Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration. Dieses Verhalten wird in dieser Arbeit erstmals als Ausheilung eines elektrisch inaktiven Defektes durch Defektumbildung in einen stabilen akzeptorartigen Zustand interpretiert. Die Generationsrate des elektrisch inaktiven Defektes, der die Konzentration des akzeptorartigen Zustandes bestimmt, konnte nur abgeschätzt werden, und sie beträgt etwa $a = 0.05 \text{ cm}^{-1}$.

Für den langfristigen Einsatz der Silizium-Detektoren bei hohen Fluenzen folgt insgesamt, daß die effektive Dotierungskonzentration durch die bei der Ausheilung eines elektrisch inaktiven Defektes gebildeten akzeptorartigen Zuständen und durch die Bor-Konzentration des Grundmaterials bestimmt wird. Nach einer 10jährigen Betriebszeit mit einer Gesamtfluenz von $1 \cdot 10^{14} n/cm^2$ würde beispielsweise die zur vollständigen Verarmung notwendige Spannung für einen $250 \mu m$ dicken Detektor $290 V$ betragen.

Sperrstrom:

Bei der Fluenzabhängigkeit des Sperrstroms, der durch den Anstieg des Volumengenerationsstroms bestimmt wird, sind bei n-leitendem Ausgangsmaterial zwei jeweils lineare Bereiche zu unterscheiden. Bevor die Konvertierung eintritt, beträgt die Proportionalitätskonstante $\alpha = 8.0 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$. Nach dem Übergang zur p-Leitung werden weitere Defekte gebildet, deren Beitrag zum Sperrstrom ebenfalls fluenzproportional ist, und für die zugehörige Proportionalitätskonstante ergab sich $\alpha^* = 9.8 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$. Auch die Zeitabhängigkeit des Sperrstroms nach der Bestrahlung ändert sich mit der Konvertierung des Materials. Mit der jeweils analysierten Ausheilfunktion konnte entsprechend dem Leitungstyp die Korrektur auf die Ausheilung während der Bestrahlung erfolgen. Dies ermöglichte auch die Analyse des Sperrstromanstiegs für ein Bestrahlungsexperiment von Lemeilleur et al. [Lem92] mit p- und n-leitendem Ausgangsmaterial, wobei für das p-leitende Material die für konvertierte Detektoren gemessene Zeitabhängigkeit angesetzt wurde. Hierbei bestätigte sich, daß der bei n-leitendem Ausgangsmaterial erst oberhalb der Konvertierung auftretene Stromanteil leitungstypabhängig ist, denn bei p-Material zeigt sich dieser Anteil entsprechend bereits bei niedrigen Fluenzen. Die Defekte, die nur bei p-Leitung erzeugt werden, heilen relativ schnell wieder aus, so daß für lange Bestrahlungszeiten ohne Berücksichtigung des Leitungstyps mit einem Sperrstromanstieg von $4 \cdot 10^{-17} Acm^{-1}$ zu rechnen ist.

Ladungssammlungsverlust:

Der durch strahleninduzierte Trappingzentren verursachte Ladungssammlungsverlust wurde mit kurzreichweiten α -Teilchen untersucht. Dies ermöglichte die separate Messung des Elektronen- und Löchertrappings. Es zeigte sich eine mit der Fluenz proportionale Zunahme der Löchertraps. Darüber hinaus wurde nach der Bestrahlung noch ein weiterer geringer Anstieg des Löchertrappings beobachtet. Bezüglich der Elektronentraps sind ähnlich dem Sperrstromanstieg zwei jeweils lineare Bereiche zu unterscheiden. Bei niedrigen Fluenzen wurde für den Kehrwert der Trappingzeitkonstanten und damit für die Zunahme an Elektronentraps bzw. Löchertraps die gleiche Proportionalitätskonstante $\gamma = 0.24 \cdot 10^{-6} cm^2 s^{-1}$ gemessen. Oberhalb einer Grenzfluenz, die etwas höher ist als diejenige für die Konvertierung, wird eine zusätzliche fluenzproportionale Zunahme der Elektronentraps mit $\gamma^* = 1.01 \cdot 10^{-6} cm^2 s^{-1}$ beobachtet. Aus diesen Ergebnissen wurde der für minimalionisierende Teilchen (mip's) zu erwartende Ladungssammlungsverlust berechnet, der beispielsweise bei einem $250 \mu m$ Detektor nach $1 \cdot 10^{14} n/cm^2$ 10 % betragen würde. Eine obere Abschätzung der Zunahme des Löchertrappings nach der Bestrahlung ist aufgrund der durchgeführten Temperungsprozeduren möglich. Damit ergibt sich für den langfristigen Einsatz der Silizium-Detektoren, daß bei einer gesamten Strahlbelastung von ebenfalls $1 \cdot 10^{14} n/cm^2$ ein Ladungssammlungsverlust von unter 20 % zu erwarten ist.

Ausblick:

Den Schwerpunkt der hier vorliegenden Arbeit bildeten die durch neutroneninduzierte Kristalldefekte verursachten Änderungen der Detektoreigenschaften. Die hierbei deutlich gewordenen Fragestellungen bezüglich der relevanten Defektarten erfordern eine Fortführung dieser systematischen Studien. Das Ziel solcher Untersuchungen sollte insbesondere die Identifikation der einzelnen Kristalldefekte und deren Korrelation mit den Änderungen der Detektoreigenschaften sein. Auf der Basis derartiger Analysen der spezifischen Defekte ist dann ein sog. *Defectengineering* zur gezielten Entwicklung strahlenhärteren Ausgangsmaterials möglich.

Tabellenverzeichnis

2.1	Klassifizierung der primären Rückstoßatome (PKA's)	5
2.2	Energieüberträge von e, p und n auf ein Siliziumatom	11
2.3	Härtefaktoren verschiedener Strahlungsquellen	15
2.4	Eigenschaften einiger Punktdefekte	18
3.1	Parameter der HEP-Speicherringe	28
3.2	Neutronenflüsse bei EAGLE (LHC) und SDC (SSC)	33
3.3	Dosis bei SSC und LHC	35
3.4	Fluenzen bei HERA	36
3.5	Vergleich der teilchenabhängigen Kristallschädigung in einem Kalorimeter .	41
4.1	Geometrie der Detektoren	51
4.2	Übersicht der verwendeten Strahlungsquellen	67
4.3	Energieverlust von 1.8 MeV Elektronen und 21.1 MeV Protonen in Silizium und Siliziumdioxid	68
4.4	Gemessene Neutronenfluenzen beim RÖSTI-Experiment	77
4.5	Bestrahlungsparameter beim RÖSTI-Experiment	79
5.1	Zeitkonstanten und relative Amplituden für $\Delta N_{eff}(t) / \Delta N_{eff}(0)$	120
5.2	Zeitkonstanten und relative Amplituden der Sperrstromausheilung vor der Konvertierung	135
5.3	Zeitkonstanten und relative Amplituden der Sperrstromausheilung nach der Konvertierung	135
5.4	Zeitkonstanten und relative Amplituden der Sperrstromausheilung nach Elektronenschädigung	138
5.5	Zeitabhängigkeit des Elektron- und Löchertrappings	139
5.6	Grenzwerte für eine ausheilungsabhängige Akzeptorkonzentration	143
5.7	Änderung der Detektoreigenschaften bei Temperung	145
5.8	Abhängigkeit der Strahlenschädigung von der Neutronenenergie	163
5.9	Abhängigkeit der Strahlenschädigung von der Teilchenart	165
5.10	Änderung der Detektoreigenschaften bei dem RÖSTI-Experiment	172
6.1	Gerechneter Ladungssammlungsverlust für mip's	179

Abbildungsverzeichnis

2.1	Defektinduzierende Energie eines PKA's in Silizium	4
2.2	Schädigungseffizienz eines PKA's in Silizium	4
2.3	Anzahl der Primärdefekte	6
2.4	Kaskade eines 50 keV PKA's	7
2.5	Spektrum der sekundären Rückstoßatome und der erzeugten Defekte	8
2.6	Diff. Wirkungsquerschnitt für den Energieübertrag von e, p und n auf Si . .	10
2.7	Nichtionisierender Energieverlust in Silizium	12
2.8	Neutronen-Wechselwirkungsquerschnitt in Silizium	14
2.9	Konfigurationen des Si-Zwischengitteratoms	16
2.10	Schematische Darstellung von Punktdefekten im Silizium-Gitter	17
2.11	Bändermodell für Cluster	20
2.12	Wirkungen von Störstellen in Silizium	21
2.13	Ladungserzeugung in einer MOS-Struktur	23
2.14	Strahleninduzierte Defekte im MOS-Bändermodell	24
3.1	Energiespektren der Teilchen in einem hadronischen Schauer	30
3.2	Skizze des EAGLE-Experiments (LHC)	32
3.3	Skizze des SDC-Experiments (SSC)	32
3.4	Energiespektren der Albedoneutronen und der Neutronen innerhalb eines Kalorimeters	34
3.5	Neutronenspektren im HERA Tunnel und innerhalb eines Kalorimeters . .	37
3.6	Strahlungsfeld im inneren Bereich eines HEP-Experiments	42
4.1	Fremdatome in zonengezogenem n-leitendem Silizium	49
4.2	Schematische Darstellung der Detektortechnologie	50
4.3	Masken für die Photolithographie	51
4.4	Raumladung und elektrische Feldstärke eines p ⁺ -n-Überganges	52
4.5	Diodencharakteristiken eines ungeschädigten Detektors	55
4.6	Spannungsabhängigkeit der beim Einschuß mit α -Teilchen nachgewiesenen Energie für einen ungeschädigten Detektor	56
4.7	Ladungssammlungsverlust der Elektronen und der Löcher bei einem ungeschädigten Detektor	61
4.8	MOS-Übergang im Bändermodell	64
4.9	Kapazitätscharakteristik einer MOS-Struktur	65
4.10	Neutronengenerator des UKE in Hamburg	69
4.11	Strahlführungssystem und Experimentierhalle der PTB in Braunschweig .	70
4.12	Energiespektrum der Neutronen aus der $^9\text{Be}(\text{d},\text{n})^{10}\text{B}$ -Reaktion	71
4.13	Aufbau des Bestrahlungsexperiments mit Protonen	72

4.14 Elektronenbeschleuniger bei TST in Wedel	73
4.15 Detektorhalter für die Elektronenbestrahlung	73
4.16 Energiespektren der Synchrotron- und Röntgenstrahlung	75
4.17 Skizze der Eisenkonstruktion des RÖSTI-Experiments	76
4.18 Simulierte Neutronenspektren für das RÖSTI-Experiment	77
5.1 $C - V$ -Charakteristiken in Abhängigkeit von der Fluenz	81
5.2 Frequenzabhängigkeit der $C - V$ -Charakteristik	83
5.3 Vergleich frequenzabhängiger $C - V$ -Messungen mit der nachgewiesenen Energie kurzreichweiter α -Teilchen	84
5.4 $C - V$ -Charakteristiken fluenzabhängig auf U_{depl} normiert	85
5.5 $I - V$ -Charakteristiken in Abhängigkeit von der Neutronenfluenz	87
5.6 $C - V$ - und $I - V$ -Charakteristiken eines konvertierten Detektors	88
5.7 Fluenzabhängigkeit von U_I relativ zu U_{depl}	88
5.8 Verlauf der elektrischen Feldstärke vor und nach Konvertierung	90
5.9 Ladungssammlungsverlust bei einem konvertierten Detektor	92
5.10 Verhältnis der bei Rück- und Fronteinschuß nachgewiesenen Energie	93
5.11 Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration	98
5.12 Fluenzabhängigkeit der Donator- und Akzeptorkonzentrationen	99
5.13 Fluenzabhängigkeit der Donator- und Akzeptorkonzentrationen einschließlich einer Verringerung der ursprünglichen Akzeptorkonzentration	100
5.14 Anstieg der Volumengenerationsstromdichte in Abhängigkeit von der Fluenz	104
5.15 Lineare Auftragung des neutroneninduzierten Anstiegs der Volumengenerationsstromdichte	106
5.16 Fluenzabhängigkeit des Elektronen- und Löchertrappings	108
5.17 Ladungssammlungsverlust bei verschiedenen Shape-Zeiten	111
5.18 Zeitabhängigkeit der strahleninduzierten Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration	120
5.19 Beispiel für die in U_{depl} gemessene Zeitabhängigkeit	121
5.20 Zeitabhängigkeit der $C - V$ -Charakteristiken eines konvertierten Detektors	123
5.21 Zeitabhängigkeit von $\Delta N_{eff}/\Delta N_{eff}(t=0)$ für verschiedene Fluenzen	125
5.22 Zeitabhängigkeit von $\Delta N_{eff}/\Phi$ für verschiedene Fluenzen	126
5.23 Gerechnete Zeitabhängigkeit der fiktiven Größe $\Delta N'_{eff}$ mit verschiedenen Normierungen	129
5.24 Zeitabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration nach Elektronenschädigung	130
5.25 Selbstausheilung des Volumengenerationsstroms	134
5.26 Zeitabhängigkeit des Sperrstroms bei einer festen Spannung im Vergleich zu dem Sperrstrom bei der jeweiligen Spannung für vollständige Verarmung	136
5.27 Selbstausheilung des Volumengenerationsstroms nach Elektronenschädigung	137
5.28 Isochronale Ausheilung der effektiven Dotierungskonzentration	141
5.29 Isochronale Ausheilung des Volumengenerationsstroms	141
5.30 Sukzessive Bestrahlung und Temperung	146
5.31 Kapazitätscharakteristiken einer MOS-Struktur vor und nach Bestrahlung und nach Temperung	148
5.32 Isochronale Ausheilung der Flachbandspannungsverschiebung	149
5.33 Änderung der Flachbandspannung in Abhängigkeit von der Dosis	150

5.34 Änderung der Flachbandspannung in Abhängigkeit von der Gatespannung	151
5.35 Frequenzabhängigkeit von C vs. U bei MOS-Strukturen nach Neutronenschädigung	152
5.36 Frequenzabhängigkeit von G vs. U bei MOS-Strukturen nach Neutronenschädigung	153
5.37 Sperrstromcharakteristiken nach der Bestrahlung mit Röntgenstrahlung	155
5.38 Kapazitätscharakteristiken nach der Bestrahlung mit Elektronen	156
5.39 Verschiebung der Flachband des MOS-Randes in Abhängigkeit von der Dosis	156
5.40 Sperrstromcharakteristik nach der Bestrahlung mit Elektronen	157
5.41 Anstieg der Rekombinationsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Dosis	157
5.42 Verringerung der effektive Dotierungskonzentration für verschiedene Neutronenenergien	160
5.43 Sperrstromanstieg für verschiedene Teilchen	160
5.44 Energieabhängigkeit der neutroneninduzierten Schädigung	162
5.45 Zeitabhängigkeit des Sperrstroms eines ionenimplantierten Detektors	166
5.46 Fluenzabhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration für p- und n-leitendes Ausgangsmaterial	168
5.47 Fluenzabhängigkeit des Sperrstromanstiegs für p- und n-leitendes Ausgangsmaterial	168
6.1 Für 10jährigen Einsatz gerechnete Entwicklung der Spannung für vollständige Verarmung	175
6.2 Für 10jährigen Einsatz gerechnete Entwicklung des Sperrstroms	178

Literaturverzeichnis

- [AME79] AMERSHAM BUCHLER GmbH & Co KG, Braunschweig. *Neutronenquellen: Americium-241/Beryllium und Californium-252; -Technisches Bulletin 76/7-*, Juni 1979.
- [Ang92] F. Anghinolfi, R. Bardos, S.J. Bates, R. Bonino, A.G. Clark, N. Claussen, E. Fretwurst, M. Glaser, G. Gorfine, C. Gößling, E.H.M. Heijne, P. Jarron, R. Klingenberg, F. Le-meilleur, G. Lindström, G. Moorhead, D.J. Munday, E. Occelli, H. Pagel, B. Papendick, M.A. Parker, D. Pollmann, A. Poppleton, A. Rolf, P. Scampoli, T. Schulz, G. Taylor, S. Tovey, A.R. Weidberg, X. Wu and R. Wunstorf. (CERN Detector R& D Collaboration RD-2). Neutron irradiation of silicon diodes at temperatures of + 20 °C and – 20 °C. SITP Internal Report SITP-TR-030, CERN, Genf, May 1992. 6th European Symposium on Semiconductor Detectors, Milano, February 1992; to be publ. in Nucl. Instr. and Meth.
- [Ans89] R. Ansari, E. Beuville, K. Borer, P. Cenci, A.G. Clark, A. Federspiel, O. Gildemeister, C. Gößling, K. Hara, E.H.M. Heijne, P. Jarron, P. Lariccia, B. Lisowski, D.J. Munday, T. Pal, M.A. Parker, N. Redaelli, P. Scampoli, V. Simak, S.L. Singh and T. Vallon-Hulth. The silicon detectors in the UA2 experiment. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A279:388–395, 1989.
- [AST85] ASTM Subcommittee E-10.07 on Radiationeffects on Electronic Materials, Components, and Devices. Standard practice for characterizing neutron energy fluence spectra in terms of an equivalent monoenergetic neutron fluence for radiation-hardness testing of electronics. In *Annual Book of ASTM Standards, Vol 12.02*, chapter ASTM E722-85, pages 324–329. ASTM Committee E-10 on Nuclear Technology and Application, May 1985.
- [Ben91] M. Benkert. Untersuchungen zur Strahlenschädigung von Silizium-Halbleiter-Detektoren durch hochenergetische Neutronen. Diplomarbeit, Juni 1991.
- [Ber82] M.J. Berger and S.M. Seltzer. Stopping power and ranges of electrons and positrons. Technical Report NBSIR 82-2550-A, National Bureau of Standards, Department of Commerce, December 1982.
- [Ber90] C. Bertrand, E. Borchi, J.E. Brau, M. Bruzzi, W.M. Bugg, K. Furuno, F. Lamarche, C. Leroy, G. Lindström, S. Mazzoni, T. Ohsugi, P.G. Rancoita, J. Russ, L. Vismara. Silicon calorimetry for the SSC; summary report of the Si-calorimeter working group. In M.G.D. Gilchriese R. Donaldson, editor, *Proceedings of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider; Tuscaloosa/Alabama, March 1989*, page 489, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1990. World Scientific. (also OREXP-89-0902).
- [Bic67] H. Bichsel and C. Tschalaer. A range-energy table for heavy particles in silicon. *Nuclear Data, Section A*, 3(3), October 1967.

- [Bor87] K. Borer, A.G. Clark, R. Engelmann, O. Gildemeister, C. Gößling, E.H.M. Heijne, P. Jarron, B. Lisowski, T. Pal, M.A. Parker and N. Redaelli. Construction and performance of a 1 m² silicon detector in UA2. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A257:591–593, 1987.
- [Bor91a] E. Borchi and M. Bruzzi. Thermally stimulated and leakage current analysis of neutron irradiated silicon detectors. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A310:273–276, 1991.
- [Bor91b] E. Borchi, M. Bruzzi and M.S. Mazzoni. Thermally stimulated current analysis of neutron irradiated silicon. *phys. stat. sol. (a)*, 124:K27, 1991.
- [Brä89] Dietrich Bräunig. *Wirkung hochenergetischer Strahlung auf Halbleiterbauelemente*. Mikroelektronik. Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [Bre80] H.J. Brede, M. Cosack, G. Dietze, H. Gumpert, S. Goldbakke, R. Jahr, M. Kutschka, D. Schlegel-Bickmann and H. Schölermann. The Braunschweig accelerator facility for fast neutron research (I. building design and accelerators). *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, 169:349–358, 1980.
- [Bre89] H.J. Brede, G. Dietze, K. Kudo, U.J. Schrewe, F. Tancu and C. Wen. Neutron yields from thick Be targets bombarded with deuterons or protons. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A274:332–344, 1989.
- [Bre90] H.J. Brede; Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1990. Persönliche Mitteilung.
- [Can71] C. Canalli and G. Ottaviani. Drift velocities of electrons and holes and associated anisotropic effects in silicon. *J. Phys. Chem. Solids*, 32, 1971.
- [Cla92] N. Claussen. Untersuchungen zur Strahlenhärtung von Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren mit 6.2 MeV Neutronen. Diplomarbeit, Mai 1992.
- [Cor70] J.W. Corbett. Radiation damage in silicon and germanium. In *Radiation effects*, pages 3–10. Gordon and Breach, Science Publishers Ltd, 1970.
- [Dal88] C.J. Dale, P.W. Marshall, E.A. Burke, G.P. Summers and E.A. Wolicki. High energy electron induced displacement damage in silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-35(6):1208–1214, Dec. 1988.
- [Dre90] P. Dreier. High resistivity silicon for detector applications. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A288:272–277, 1990.
- [Edw91] M. Edwards, G. Hall and S. Sotthibandhu. Neutron radiation damage studies of silicon detectors. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A310:283–286, 1991.
- [Erd76] G. Erdtmann. *Neutron Activation Tables*. Kernchemie in Einzeldarstellungen. Verlag Chemie, Weinheim, New York, 1976.
- [Fas89a] A. Fassò; CERN, Genf, 1989. Persönliche Mitteilung.
- [Fas89b] A. Fassò, G.R. Stevenson, M. Bruzzi, C. Fureta, P.G. Rancoita, R. Steni and J.S. Russ. Low-energy neutron measurements in an iron calorimeter structure irradiated by 24 GeV/c protons. Technical Report CERN/TIS-RP/89-02, CERN, Genf, April 1989.
- [Fed91a] I. Fedder, 1991. Persönliche Mitteilung.

- [Fed91b] I. Fedder. Untersuchungen an Silizium-instrumentierten Test-Kalorimetern für elektromagnetische und hadronische Schauer. Dissertation, Universität Hamburg, Juli 1991.
- [Fer91] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fassò and G.R. Stevenson. Can we predict radiation levels in calorimeters? Technical Report EAGLE Internal note: CAL-NO-005, CERN, Genf, November 1991.
- [Fra81] W. Frank, A. Seeger and U. Gösele. From the mystery to the understanding of the self-interstitials in silicon. In J. Narayan and T.Y. Tan, editors, *Defects in Semiconductors*, pages 31–54. Elsevier North Holland, 1981.
- [Fre87] E. Fretwurst, R. Grube, G. Lindström and J. Nagel. Development of large area Si-detectors —special properties and radiation stability—. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A253 (3):467–477, 1987. 4th European Symposium on Semiconductor Detectors, Munich, March 1986.
- [Fre90] E. Fretwurst, H. Herdan, G. Lindström, U. Pein, M. Rollwagen, H. Schatz, P. Thomassen and R. Wunstorf. Silicon detector developments for calorimetry -technology and radiation damage-. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A288:1–12, 1990. 5th European Symposium on Semiconductor Detectors, Munich, February 1989.
- [Fre91] E. Fretwurst, M. Benkert, N. Croitoru, N. Claussen, G. Lindström, T. Schulz and R. Wunstorf. Status report on radiation damage in silicon of the hamburg group. SITP Internal Report SiTP-TR-010, CERN, Genf, May 1991.
- [Fre92] E. Fretwurst, N. Claussen, N. Croitoru, G. Lindström, B. Papendick, U. Pein, H. Schatz, T. Schulz and R. Wunstorf. Radiation hardness of silicon detectors for future colliders. DESY Report DESY 92-60, DESY, Hamburg, April 1992. 6th European Symposium on Semiconductor Detectors, Milano, February 1992; to be publ. in *Nucl. Instr. and Meth.*
- [Fur89] K. Furuno, J.E. Brau and H. Hwang. Neutron flux suppression with polyethylene moderators in silicon hadron calorimeters. Technical Report CERN 89-10, ECFA 90-124; Vol.1, CERN, Genf, Nov. 1989. ECFA Large Hadron Collider Workshop, Barcelona, Sep. 1989.
- [Fur90] K. Furuno and J.E. Brau. Neutron flux suppression with polyethylene moderators in the EMPIACT silicon em calorimeter. Technical Report EMPIACT TN-217, Univ. of Oregon, Eugene, Oct. 1990.
- [Gab87] T.A. Gabriel, F.S. Alsmiller, R.G. Alsmiller (Jr.), B.L. Bishop and O.W. Hermann. Preliminary simulations of the neutron flux levels in the fermilab tunnel and proposed SSC tunnel. Technical Report SSC-110, Lawrence Berkeley Laboratory, August 1987.
- [Gil92] K. Gill, G. Hall, S. Roe, S. Sotthibandhu and R. Wheaton (Blackett Laboratory, Imperial College); P. Giubellino and L. Ramello (INFN Torino). Radiation damage by neutrons and photons to silicon detektors. Technical Report IC/HEP/92/7, Blackett Laboratory, Imperial College, London, May 1992. 6th European Symposium on Semiconductor Detectors, Milano, Feb. 1992 (to be publ.).
- [Gin89] A. Van Ginneken. Non ionizing energy deposition in silicon for radiation damage studies. Technical Report FN-522, Fermi National Accelerator Laboratory, October 1989. (Persönliche Mitteilung 1991).

- [Gla91] M. Glaser, F. Lemeilleur and E. Occelli. Measurements of neutron-induced effects in silicon detectors and MOS capacitors. Technical Report CERN/ECP 91-16, CERN, Genf, September 1991.
- [Gos59] B.R. Gossick. Disordered regions in semiconductors bombarded by fast neutrons. *Journal of Applied Physics*, 30(6), 1959.
- [Göß89] C. Gößling. Large area silicon detectors. In R. Kotthaus and J. Kühn, editors, *Proceedings of the XXIV International Conference on High Energy Physics*, page 1208. Springer-Verlag, 1989.
- [Gov85] J.E. Gover and J.R. Srour. Basic radiation effects in nuclear power electronics technology. Technical Report SAND85-0776, Sandia National Laboratories, May 1985.
- [Gri90] E. Grieger. Untersuchungen zur Strahlenschädigung von Silizium-Detektoren mit 1.2, 5.0 und 14.1 MeV Neutronen. Diplomarbeit, Universität Hamburg, April 1990.
- [Gro66] A.S. Grove and D.J. Fitzgerald. Surface effects on p-n junctions: Characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions. *Solid-State Electronics*, 9:783–806, 1966.
- [Gro88] D.E. Groom, editor. Radiation levels in the SSC interaction regions -task force report-. Technical Report SSC-SR-1033, Lawrence Berkeley Laboratory, June 1988.
- [Hal90] G. Hall. Prospects for silicon detectors in the 1990s. Technical Report IC/HEP/90/2, Blackett Laboratory Imperial College, London, August 1990. 4th Topical Seminar on Experimental Apparatus for High Energy Particle Physics and Astrophysics, San Miniato, May 1990 (to be publ.).
- [HC89] H1-Collaboration. Technical progress report 1989. H1 internal report, DESY, Hamburg, August 1989. Plug Calorimeter (p.25).
- [Her89] H. Herdan. Untersuchungen von Strahlenschädigungen an Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren durch 14.1 MeV Neutronen. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Mai 1989.
- [Hes89] A. Hess; Universitätskrankenhaus Eppendorf, Hamburg, 1989. Persönliche Mitteilung.
- [Joh87] D.P. Johnson. Beam-gas background at HERA. Technical Report H1-Note-07/87-6, DESY, Hamburg, July 1987.
- [Kem84] J. Kemmer. Improvement of detector fabrication by the planar process. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A226:86, 1984.
- [Kem91] J. Kemmer und N. Finteis; KETEK GmbH, Haimhausen, 1991. Persönliche Mitteilung.
- [Kim71] L.C. Kimerling, H.M. DeAngelis and C.P. Carnes. Annealing of electron-irradiated n-type silicon. i. donor concentration dependence. *Physical Review B*, 3(2):427–433, January 1971.
- [Kin79] R. Kinsey. ENDF/B-V, Evaluated Nuclear Data File. Technical Report BNL-NCS-17451 (ENDF-201), National Nuclear Data center, Brookhaven National Laboratory, 1979.
- [Kra84] H.W Kraner. Radiation damage of silicon detectors. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, 225:615–618, 1984.

- [Kra89] H.W. Kraner, Z. Li, K.U. Pösnecker. Fast neutron damage in silicon detectors. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A279:266–271, 1989.
- [Kra91] H.W. Kraner, Z. Li, V. Radeka; M. Clemen, J.S. Russ; E. Fretwurst, G. Lindström, R. Wunstorf; J. Walter; A. Adrodzero, G. Bashindzhagyan, P. Ermolov, Y. Fisyak, M. Merkin, A. Voronin, S. Zotkin; G.T Alley, M. Bauer, C.L. Britton, H.R. Brashear, H.O. Cohn, T.A. Gabriel, F. Plasil, M. Rennich, R. Todd; J.E. Brau, R. Frey, K. Furuno; S. Berridge, W.M. Bugg, Y.-C. Du, T. Handler, I. Tsveybak. Silicon Electromagnetic Calorimeter Collaboration —progress report—. Technical report, SECC, September 1991.
- [Kra92] H.W. Kraner, Z. Li and E. Fretwurst. The use of the signal current pulse shape to study the internal electric field profile and trapping effects in neutron damaged silicon detectors. 6th European Symposium on Semiconductor Detectors, Milano, Feb. 1992; to be publ. in Nucl. Instr. and Meth., 1992.
- [Laz87] M.S. Lazo, D.M. Woodall and P.J. McDaniel. Silicon and silicon dioxide neutron damage functions. In *Proc. Fast Burt React. Workshop, 1986*, pages 85–103. Sandia National Laboratories, 1987. [Tech. Rep.]SAND, SAND87-0098 Vol.1.
- [Lem91] F. Lemeilleur, M. Glaser, E.H.M. Heijne, P. Jarron and E. Occelli. Neutron-induced radiation damage in silicon detectors. Technical Report CERN/ECP 91-21, CERN, Genf, November 1991.
- [Lem92] F. Lemeilleur; CERN, Genf, 1992. Persönliche Mitteilung.
- [Les87] H. Lesiecki, M. Cosack and H. Schölermann. Monoenergetic neutron fields for the calibration of neutron dosimeters at the accelerator facility of the ptb. Technical Report PTB-Mitteilungen 97, Physikalisch Technische Bundesanstalt PTB, 1987.
- [Li 91a] Z. Li and H.W. Kraner. Measurements of possible type inversion in silicon junction detectors by fast neutron irradiation. Informal Report BNL-46210, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, May 1991.
- [Li 91b] Z. Li and H.W. Kraner. Studies of frequency dependent C-V characteristics of neutron irradiated p⁺-n silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 38(2):244–250, April 1991.
- [Lin63] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff and P.V. Thomsen. Integral equations governing radiation effects. *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd.*, 33(10):2–42, 1963.
- [Lin89] G. Lindström, M. Eberle, I. Fedder, E. Fretwurst, U. Pein, V. Riech, H. Schatz, M. Seidel and R. Wunstorf. Silicon detectors for H1 at HERA. In M. Suk P. Reimer and V. Šimák, editors, *High Energy Experiments and Methods, HEXAM 89; Bechyně/Czechoslovakia, June 1989*, pages 76–82, Prague, 1989.
- [Lin90a] G. Lindström, E. Fretwurst, H. Herdan, M. Rollwagen, P. Thomsen and R. Wunstorf. Radiation damage effects in silicon detectors. In M.G.D. Gilchriese R. Donaldson, editor, *Proceedings of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider; Tuscaloosa/Alabama, March 1989*, page 659, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1990. World Scientific. (also DESY Report 89-105, August 1989).
- [Lin90b] G. Lindström, M. Eberle, I. Fedder, E. Fretwurst, U. Pein, V. Riech, H. Schatz, M. Seidel, R. Wunstorf, Ch. Zeitnitz (I. Inst. f. Exp.phys. Univ. Hamburg); N. Croitoru, R.

- Darvas, A. Seidman (Tel Aviv University); R. Böttger, H. Schölermann (PTB Braunschweig). Silicon calorimeters for high energy physics. In *V Int. Conf. on Instrum. for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, USSR*, March 1990.
- [Lin91] G. Lindström, M. Benkert, E. Fretwurst, T. Schulz and R. Wunstorf. Radiation effects in Si-detectors and calorimeter considerations. In D.F. Anderson, M. Derrick, H.E. Fisk, A. Para and C.M. Sazama, editor, *Proceedings of the First International Conference on Calorimetry in High Energy Physics; Fermi Lab, Batavia/Illinois, Oct./Nov. 1990*, pages 467–476, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1991. World Scientific.
- [Lud56] G.W. Ludwig and R.L. Watters. Drift and conductivity mobility in silicon. *Physical Review*, 101(6), 1956.
- [Lue87] T.F. Luera, J.G. Kelly, H.J. Stein, M.S. Lazo, C.E. Lee and L.R. Dawson. Neutron damage equivalence for silicon, silicon dioxide, and gallium arsenide. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-34(6):1557–1563, 1987.
- [Man87] M. Mannhart. *The Neutron Spectrum of Spontaneous Fission of Californium-252. Handbook on Nuclear activity data*, pages 163–186. Technical reports series, No. 273. International Atomic Energy Agency, 1987.
- [McC86] J.B. McCaslin, R.S. Sun, W.P. Swanson, A.J. Elwyn, W.S. Freeman and P.M. Yurista. Measurement of neutron spectra and doses in the Tevatron tunnel for 800 GeV circulating proton beams. Technical Report SSC-58, Lawrence Berkeley Laboratory, October 1986.
- [McG89] J.M. McGarry, F.B. McLean, T.R. Oldham and H.E. Boesch (jr.). Characterization of the $SiO_2 - Si$ interface. In G. Harbecke and M. Schulz, editors, *Semiconductor Silicon -Material Science and Technology-*, pages 212–222. Springer-Verlag, 1989.
- [McL88] V. McLane, C.L. Dunford and P.F. Rose. Neutron cross section curves. In *Neutron Cross Section, Vol. 2*. Academic Press, 1988.
- [Mor54] F.J. Morin and J.P. Maita. Electrical properties of silicon containing arsenic and boron. *Phys. Rev.*, 96, 1954.
- [Mue80] G.P. Mueller and C.S. Guenzer. Simulations of cascade damage in silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-27(6):1474, 1980.
- [Mue82] G.P. Mueller, N.D. Wilsey and M. Rosen. The structure of displacement cascade in silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-29(6):1493, 1982.
- [Nag85] J. Nagel. Untersuchungen an oxidpassivierten Oberflächensperrsicht-Detektoren mit Mosaik-Konfiguration. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Oktober 1985.
- [Nic82] E.H. Nicollian and J.R. Brews. *MOS (Metall Oxide Semiconductors) Physics and Technology*. John Wiley and Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1982.
- [Oug90] A.M. Ougouag, J.G. Williams, M.B. Danjaji, S.-Y. Yang and J.L. Meason. Differential displacement kerma cross sections for neutron interactions in Si and GaAs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-37(6):2219–2228, December 1990.
- [Pag92] H. Pagel. Neutronenschädigung von ionenimplantierten Silizium-Detektoren im Fluenzbereich von 10^{11} bis 10^{14} Neutronen/cm 2 . Diplomarbeit, Februar 1992.

- [Pap92] B. Papendick. Temperaturabhängigkeit von neutroneninduzierten Schädigungseffekten in Siliziumdetektoren. Diplomarbeit, Oktober 1992.
- [PDG90] Berkeley Particle Data Group. Review of particle properties. *Physics Letters B*, 239, April 1990.
- [Pit91] D. Pitzl, 1991. Persönliche Mitteilung.
- [Pit92] D. Pitzl, N. Cartiglia, B. Hubbard, D. Hutchinson, J. Leslie, K. O'Shaughnessy, W. Rowe, H.F.-W. Sadrozinski, A. Seiden and E. Spencer (Santa Cruz); H.J. Ziack, P.Ferguson, K. Holzscheiter and W.F. Sommer (Los Alamos) . Type inversion in silicon detectors. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A311:98–104, 1992.
- [Pös89] K.-U. Pösnecker. Hadron electron separation with silicon diodes: ZEUS and beyond. Technical Report CERN 89-10, ECFA 90-124; Vol.1, CERN, Genf, Nov. 1989. ECFA Large Hadron Collider Workshop, Barcelona, Sep. 1989.
- [RD292] RD2-Collaboration. Status report to the DRDC. Technical Report CERN/DRDC/92-4, RD2/STATUS REPORT, CERN, Genf, Januar 1992.
- [Rho88] E.H. Rhoderick and R.H. Williams. *Metal-semiconductor contacts*. Monographs in Electrical and Electronic Engineering. Clarendon Press, Oxford, second edition, 1988.
- [Rob76] M.T. Robinson. The theory of radiation induced defect production. In N.L. Peterson and S.D. Harkness, editors, *Radiation Damage in Metals*, pages 1–27. American Society for Metals, 1976.
- [Rog75] V.C. Rogers, L. Harris Jr., D.K. Steinman and D.E. Bryan. Silicon ionisation and displacement kerma for neutrons from thermal 20 MeV. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-22(6):2326–2329, Dec. 1975. Erratum, NS-23, No. 1, 1976, pp. 875-876.
- [Rol89] M. Rollwagen. Strahlenschädigung von Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren mit 21 MeV Protonen. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Mai 1989.
- [Ruf93] M. Ruffer. Implementierung des siliziuminstrumentierten Plug-Kalorimeters in den H1-Detektor. Dissertation, Universität Hamburg, voraussichtlich Januar 1993.
- [Rus89] J.S. Russ, G.R. Stevenson, A. Fassò, M.C. Nielsen, C. Furetta, P.G. Rancoita and L. Vismara. Low-energy neutron measurements in an iron calorimeter structure irradiated by 200 GeV/c hadrons. Technical Report CERN/TIS-RP/89-02, CERN, Genf, April 1989.
- [Sad89] H.F.-W. Sadrozinski. Tracking with silicon detectors at the SSC. Technical Report CERN 89-10, ECFA 90-124; Vol.1, CERN, Genf, Nov. 1989. ECFA Large Hadron Collider Workshop, Barcelona, Sep. 1989.
- [Sch78] Rainer Schmidt. Neutronendosimetrie in gemischten Neutronen-Gamma-Feldern eines medizinisch genutzten $^3\text{H}(\text{d},\text{n})^4\text{He}$ -Generator. Dissertation, Universität Hamburg, Oktober 1978.
- [Sch89a] R. Schmidt; Universitätskrankenhaus Eppendorf, Hamburg, 1989. Persönliche Mitteilung.
- [Sch89b] H. Schölermann; Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1989. Persönliche Mitteilung.

- [Sch91] T. Schulz. Untersuchungen zur Strahlenschädigung von Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren. Diplomarbeit, Universität Hamburg, März 1991.
- [SiT90] The SiTP Collaboration. A proposal to study a tracking/preshower detector for the LHC. Technical Report CERN/DRDC/90-27, CERN, Genf, 1990.
- [Smi83] L.S. Smirnov. *A Survey of Semiconductor Radiation Techniques*. Mir Publishers, Moscow, 1983.
- [Sno67] E.H. Snow, A.S. Grove, D.J. Fitzgerald. Effects of ionizing radiation on oxidized silicon surfaces and planar devices. *Proc. IEEE*, 55, 1967.
- [Spa89] M.H. Sparks, T.M. Flanders, J.G. Williams, J.G. Kelly, W.W. Sallee, M. Roknizadeh and J.L. Meason. Energy dependence of neutron damage in silicon bipolar transistors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-36(6):1904–1911, Dec. 1989.
- [Spe65] E. Spenke. *Elektronische Halbleiter*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1965.
- [Ste90] G.R. Stevenson. New dose calculations for LHC detectors. Technical Report CERN 90-10, ECFA 90-133; Vol.3, CERN, Genf, Dec. 1990. ECFA Large Hadron Collider Workshop, Aachen, Oct. 1990.
- [Ste91a] G.R. Stevenson, A. Fassò, C. Furetta, P.G. Rancoita, P. Giubellino, J.S. Russ and C. Bertrand. Measurements of low-energy neutrons in an lead calorimeter structure irradiated by 200 GeV/c hadrons. Technical Report CERN/TIS-RP/91-11, CERN, Genf, September 1991.
- [Ste91b] G.R. Stevenson and J.S. Russ. Neutrons in calorimeter structures. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 23A:356–361, 1991. 2nd International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como, Jun. 1990.
- [Str89] H. Strzelczyk; Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1989. Persönliche Mitteilung.
- [Sum87] G.P. Summers, E.A. Burke, C.J. Dale, E.A. Wolicki P.W. Marshall and M.A. Gehlhause. Correlation of particle-induced displacement damage in silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-34(6):1134–1139, Dec. 1987.
- [Sve86] B.G. Svensson and J.L. Lindström. Kinetic study of the 830- and 889-cm⁻¹ infrared bands during annealing of irradiated silicon. *Physical Review B*, 34(12):8709–8717, December 1986.
- [Sze81] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, second edition, 1981.
- [Tes84] K. Tesch. Measurement of doses between 10⁻² and 10⁸ Gy with glass dosimeters. *Radiation Protection Dosimetry*, 6(1-4):347–349, 1984.
- [Tes90] K. Tesch and J.M. Zazula. Estimation of neutron fields and absorbed doses in the HERA tunnel induced by proton beam losses. Technical Report DESY HERA-90-18, DESY, Hamburg, October 1990.
- [Tho90] P. Thomsen. Bestrahlungseffekte in Oberflächensperrschnittschichtdetektoren und MOS-Strukturen durch Röntgenstrahlung mit mittleren Energien von 14 keV und 90 keV. Diplomarbeit, Universität Hamburg, September 1990.

- [TST] Zentrum für industrielle Bestrahlung. Prospekt von AEG-Telefunken (jetzt TST Telefunken System Technik), Wedel (Holst.). B.P. Offermann, persönliche Mitteilung 1989.
- [Tur89] M. Turala. Tracking with silicon detectors. In R. Kotthaus and J. Kühn, editors, *Proceedings of the XXIV International Conference on High Energy Physics*, page 1240. Springer-Verlag, 1989.
- [UA287] The UA2 Collaboration. Proposal for the installation of a second silicon array in the UA2 detector. Technical Report CERN/SPSC 87-14, CERN, Genf, 1987.
- [vA84] W. v. Ammon and H. Herzer. The production and availability of high resistivity silicon for detector application. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A226:94, 1984.
- [Vij73] A.D. Vijaya and A. Kumar. The neutron spectrum of Am-Be neutron sources. *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, 111:435, 1973.
- [vL80] V.A.J. van Lint, T.M. Flanagan, R.E. Leadon, J.A. Naber and V.C. Rogers. *Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials*, volume 1. John Wiley & Sons, 1980.
- [Wal91] J. Walter; IntraSpec Inc., Oak Ridge (TN), 1991. Persönliche Mitteilung.
- [Wat81] G.D. Watkins. Negative-U properties for point defects in silicon. In J. Narayan and T.Y. Tan, editors, *Defects in Semiconductors*, pages 21–30. Elsevier North Holland, 1981.
- [Wil62] C. Williamson and J.P. Boujot. Tables of range and rate of energy loss of charge particles of energy 0.5 to 150 MeV. Technical Report CEA 2189, Centre D'Études Nucléaires de Saclay, 1962.
- [Wol69] H.F. Wolf. *Silicon Semiconductor Data*. International Series of Monographs on Semiconductors. Pergamon Press, Oxford, London, Edinburgh, New York, Toronto, Sydney, Paris, Braunschweig, 1969.
- [Wol86] G. Wolf. HERA: Physics, machine and experiments. Technical Report DESY 86-089, DESY, Hamburg, August 1986.
- [Woo81] S. Wood, N.J. Doyle, J.A. Spitznagel, W.J. Choyke, R.M. More, J.N. McGruer and R.B. Irwin. Simulation of radiation damage in solids. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-28(6):4107, 1981.
- [Wun86] R. Wunstorf. Untersuchungen zur Diodencharakteristik von Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren. Staatsexamensarbeit, Universität Hamburg, September 1986.
- [Wun89] R. Wunstorf, E. Fretwurst, E. Grieger, H. Herdan, G. Lindström and M. Rollwagen (Univ. Hamburg); R. Böttger and H. Schölermann (PTB Braunschweig). Radiation damage in silicon detectors. Technical Report CERN 89-10, ECFA 89-124; Vol.1, pages 321-323, CERN, Genf, Nov. 1989. ECFA Large Hadron Collider Workshop, Barcelona, Sep. 1989.
- [Wun91] R. Wunstorf, M. Benkert, E. Fretwurst, G. Lindström, T. Schulz (I. Inst. f. Exp.phys. Univ. Hamburg); R. Darvas, N. Croitoru (Tel Aviv Univ., Israel). Radiation damage of silicon detectors by monoenergetic neutrons between 1 and 14 MeV and 1.8 MeV electrons. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 23A, pages 324-332, July 1991. 2nd Int. Conf. on Advanced Technology and Particle Physics, Como/Italy, June 1990.

- [Wun92] R. Wunstorf, M. Benkert, N. Claussen, N. Croitoru, E. Fretwurst, G. Lindström and T. Schulz. Results on radiation hardness of silicon detectors up to neutron fluences of 10^{15} n/cm². *Nucl. Instr. & Meth. in Physics Research*, A315:149–155, 1992. Frontier Detectors for Frontier Physics — 5th Pisa Meeting on Advanced Detectors, La Biodola, Isola d’Elba, May 1991; (also DESY Report 92-003, January 1992).
- [Zaz89] J.M. Zazula and K. Tesch. Study of neutron field from a hadronic cascade in iron: Verification of a monte carlo calculational model by comparison with measured data. Technical Report DESY 89-170, DESY, Hamburg, December 1989.
- [Zei92] C. Zeitnitz. Entwicklung und Test eines mit Siliziumdetektoren instrumentierten Presamplers für den H1-Detektor. Dissertation, Universität Hamburg, Januar 1992.
- [Zio90] H.J. Ziock, C. Milner, W.F. Sommer, N. Cartiglia, J. DeWitt, D. Dorfan, B. Hubbard, J. Leslie, K.F. O’Shaughnessy, D. Pitzl, W.A. Rowe, H.F.-W. Sadrozinski, A. Seiden, E. Spencer, P. Tennenbaum, J. Ellison, S. Jerger, C. Lietzke, S.J. Wimpenny, P. Ferguson and P. Giubellino. Tests of the radiation hardness of VLSI integrated circuits and silicon strip detectors for the SSC under neutron, proton, and gamma irradiation. Technical Report LA-UR-90-4184, Los Alamos National Laboratory, 1990.
- [Zul89] W. Zulehner. Czochralski growth of silicon. In G. Harbecke and M. Schulz, editors, *Semiconductor Silicon -Material Science and Technology-*, pages 2–23. Springer-Verlag, 1989.

Danksagung

An dieser Stelle danke ich Herrn Prof.Dr. G.Lindström für die Themenstellung, die mir ein sehr interessantes und vielfältiges Arbeitsgebiet eröffnete, sowie für alle Unterstützung und die fördernden Diskussionen, wofür ich insbesondere auch Herrn Dr. E.Fretwurst sehr dankbar bin.

Herrn Dipl.Ing. U.Pein und Herrn H.Schatz danke für die Herstellung der Silizium-Detektoren und ferner für alle hilfreiche Unterstützung bei technischen Fragen. Die Durchführung der vielfältigen Experimente wäre ohne Herrn Dipl.Phys. M.Benkert, Herrn Dipl.Phys. N.Claussen, Herrn Dipl.Phys. E.Grieger, Herrn Dipl.Phys. H.Herdan, Herrn Dipl.Phys. M.Rollwagen, Herrn Dipl.Phys. T.Schulz und Herrn Dipl.Phys. P.Thomsen nur schwer möglich gewesen. Sie waren jeweils im Rahmen ihrer Diplomarbeit an diesen Untersuchungen beteiligt, und auch ihnen möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen. Nochmals zu erwähnen ist Herr Dipl.Phys. T.Schulz, der im Rahmen seiner Promotion dieses Thema fortführt. Ihm und Herrn Dipl.Phys. M.Eberle, Herrn Dr. I.Fedder, Herrn Dipl.Phys. M.Ruffer und Herrn Dr. C.Zeitnitz bin ich sehr dankbar für ihre Freundschaft und Hilfsbereitschaft.

Allen Mitgliedern der Gruppe *Nukleare Meßtechnik* des I. Instituts für Experimentalphysik danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit in einer angenehmen, freundschaftlichen Arbeitsatmosphäre. Ausdrücklich bedanke ich mich ferner für das Verständnis und die Hilfsbereitschaft in der Zeit, als die Erstellung dieser Arbeit aufgrund meines Autounfalls erheblich verzögert wurde.

Ein ganz besonderer Dank gilt allen, die ihre Bestrahlungseinrichtungen für diese Untersuchungen zur Verfügung gestellt haben und jegliche Unterstützung bei der Durchführung der Bestrahlungsexperimente gewährten. Hiermit haben sie und auch alle Mitarbeiter vor Ort in unschätzbarer Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen:

- Dr. R.Böttger, Dr. H.J.Brede und Dr. H.Schölermann;
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig
- Dr. A.Hess; *Universitäts-Krankenhaus Eppendorf, Hamburg*
- Mitarbeiter des I. Instituts für Experimentalphysik am *Hamburger Isochron-Zyklotron* (heute: *Beschleuniger- und Tomographie-Zentrum GmbH*)
- Dr. B.P.Offermann; *Telefunken System Technik, Wedel bei Hamburg*
- Dr. G.Materlik; *HASYLAB bei DESY, Hamburg*
- Dr. A.Fassò und Dr. G.R.Stevenson; *CERN-TIS, Genf (Schweiz)*

Herrn Prof.Dr. C.Gößling (Institut für Physik, Universität Dortmund) danke ich für die Möglichkeit der Bestrahlungsexperimente innerhalb des UA2-Experimentes am CERN sowie für die anregenden Diskussionen und die gute Zusammenarbeit im Rahmen der SiTP-Kollaboration. Für ausführliche und spezielle Diskussionen danke ich des weiteren:

- Prof.Dr. V.Bolotov; *Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk (UdSSR)*
- Prof.Dr. W.M.Bugg; *University of Tennessee, Knoxville (TN, USA)*
- Prof.Dr. N.Croitoru und Prof.Dr. A.Seidmann; *Tel Aviv University (Israel)*
- Dr. H.W.Kraner und Dr. Z.Li; *Brookhaven National Laboratory, Upton (LI, USA)*
- Dr. K.Schmalz; *Institut für Halbleiterphysik, Frankfurt/Oder*
- Dr. J.Walter; *IntraSpec Inc., Oak Ridge (TN, USA)*