

Tote Zonen an der Oberfläche von p-i-n Detektoren

Autor(en): **Dinger, R.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **47 (1974)**

Heft 2

PDF erstellt am: **08.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114569>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Tote Zonen an der Oberfläche von $p-i-n$ Detektoren

von R. Dinger

Institut für Physik der Universität Basel

(30. I. 74)

Abstract. Dead layers at the surface of Ge(Li) and Si(Li) detectors have been investigated by comparing the electrical potential distribution at the surface and the full energy peak efficiency. The latter was measured with a collimated beam of ^{241}Am α - or γ -rays. Surface states, produced during chemical preparation of the detectors surface and by adsorbed gases from the vacuum system lead to the formation of a conducting channel at the surface of the compensated region. In the surface channel the full energy peak efficiency is considerably lower than in the bulk. The channel simulates therefore an entrance window with a thickness of about 0.1–1 mm.

1. Einleitung

Die Ansprechwahrscheinlichkeit von $p-i-n$ Zählodioden wie Ge(Li) und Si(Li) Detektoren erreicht für niederenergetische γ -Quanten ($E_\gamma \leq 100$ keV) häufig nicht den theoretischen, durch das Volumen der Intrinsiczone gegebenen Wert. Ausserdem verändert sich die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren im Laufe der Zeit.

Messungen mit kollimierten γ -Strahlen, wie sie von Cappellani et al. [1] oder von Baertsch [2] durchgeführt worden sind, zeigen, dass das aktive Volumen der Detektoren von einer inaktiven Oberflächenschicht umgeben ist. Die Autoren nehmen an, dass diese 'toten' Zonen an der Oberfläche eine Folge mangelhafter Kompensation des Materials [1] oder schlechten Ausgangsmaterials (Wagner et al. [3]) sind. Die vorliegende Arbeit zeigt, dass es sich hier jedoch vor allem um den Einfluss der von Llacer [4], Davies und Webb [5] und Baldinger und Haller [6] beobachteten Inversions- oder Akkumulationsschichten an der Oberfläche des aktiven Gebietes der Zählodioden handelt.

Sehr saubere Oberflächen, wie sie z.B. durch Spalten eines Kristalls im Ultrahochvakuum bei 10^{-8} Nm $^{-2}$ [7] oder durch Ionenbombardement [8] und anschliessendes thermisches Ausheilen erhalten werden, zeigen als Folge der freien Valenzen eine negative Oberflächenladung. Die Dichte der Oberflächenzustände wird mit ca. 10^{11} cm $^{-2}$ für Ge und mit 10^{12} cm $^{-2}$ für Si angegeben.

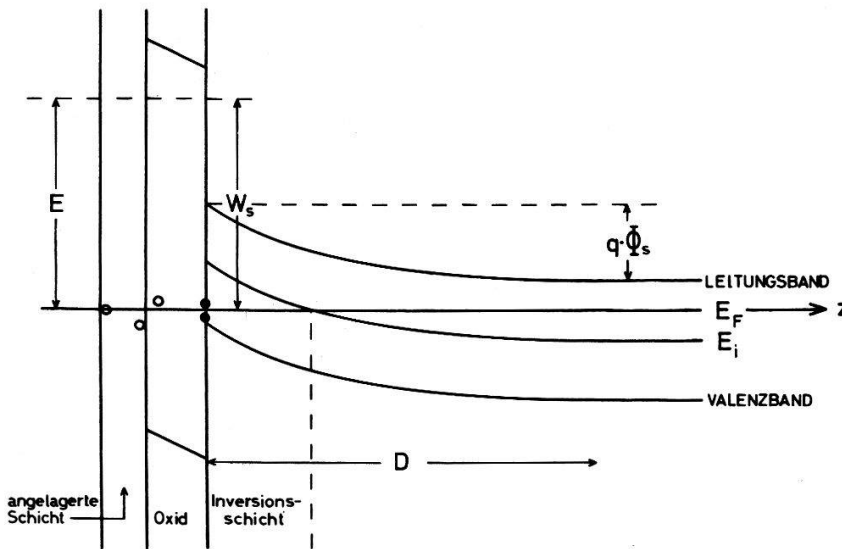
Für die Herstellung von Zählodioden kommen derart aufwendige Oberflächenbehandlungen nicht in Frage und die Zustandsdichte dürfte deshalb mindestens die oben angegebenen Werte annehmen. Die Eindringtiefe der Inversions- oder Akkumulationsschicht (Oberflächenkanal), welche sich als Folge dieser Oberflächenzustände bildet, ist im hochohmigen, aktiven Volumen der Zähler von der Grössenordnung 0,1–0,5 mm.

Die von ionisierenden Teilchen innerhalb des Oberflächenkanals erzeugten Ladungsträger können nur schlecht gesammelt werden, so dass der Detektor eine unempfindliche Oberflächenschicht aufweist. Diese 'tote' Zone wirkt als Fenster von einer Dicke von einigen Zehntel Millimetern, was vor allem bei niederenergetischer γ -Strahlung zu den entsprechenden Zählverlusten führt.

2. Modellvorstellung

2.1. Oberflächenkanäle

Die Seitenflächen der Zehndioden werden im allgemeinen geläppt, in einem oder mehreren chemischen Aetzbadern poliert und anschliessend in einem geeigneten Lösungsmittel gewaschen. Danach wird der Detektor in ein Vakuumgefäss eingebaut und sobald ein Druck von $ca. 10^{-4} \text{ Nm}^{-2}$ erreicht ist, auf die Arbeitstemperatur von 80 K abgekühlt.



Figur 1

Bändermodell eines n -Halbleiters mit p -Oberflächenkanal. D Eindringtiefe des Oberflächenkanals, E Elektronegativität der angelagerten Schicht, W_s Austrittsarbeit, Φ_s Oberflächenpotential E_F Fermi-niveau, E_i Intrinsicferminiveau, o langsame Oberflächenzustände, \bullet schnelle Oberflächenzustände.

Bei dieser Behandlung bildet sich an der Oberfläche eine Oxidschicht, deren Dicke vom verwendeten Aetzmittel abhängt, mindestens jedoch 1 nm beträgt [9, 10]. Es ist anzunehmen, dass eine auf diese Weise gebildete Oxidschicht Strukturfehler und eingebaute Fremdatome oder Ionen aufweist, so dass an der Grenze zwischen Halbleitermaterial und Oxid Oberflächenzustände in hoher Dichte vorhanden sind. Ausserdem lagern sich während der Montage des Detektors in das Vakuumgefäss Atome oder Moleküle aus der Luft auf dem Oxid ab. Es ergibt sich deshalb eine Situation, wie sie in Fig. 1 dargestellt ist. Das Bänderschema zeigt die Verhältnisse für einen n -Halbleiter. Die Entstehung der Bandrandverbiegung soll am Beispiel von angelagertem Sauerstoff auf n -Ge erläutert werden. Die Austrittsarbeit des ungestörten Ge-Kristalls ist kleiner als die Elektronegativität des Sauerstoffs. Die angelagerten Sauerstoffatome wirken deshalb als Akzeptoren, wodurch die Bänder nach oben gebogen werden (p -Oberflächenkanal). Dieser Vorgang führt zu einer Vergrößerung der Austrittsarbeit

des Germaniums, so dass sich ein Gleichgewicht einstellt. Im Gleichgewichtsfall ist die Austrittsarbeit W_s an der Oberfläche gleich der Elektronegativität des Sauerstoffs E^1). Analog führt die Anlagerung elektropositiver Atome oder Moleküle, deren Ionisierungsarbeit kleiner als die Elektronegativität des Halbleiters ist, zu Donatorzuständen an der Oberfläche und damit zu einer n -Schicht (n -Oberflächenkanal).

Der Elektronenaustausch zwischen dem Halbleiter und den auf der Oxidoberfläche angelagerten Akzeptoren oder Donatoren findet durch thermische Anregung über die Potentialschwelle des Oxids oder durch Tunneleffekt statt. Die Einstellzeiten, mit der diese 'langsamen' Zustände entleert oder aufgefüllt werden sind deshalb von der Grössenordnung von Sekunden bis Stunden. Die an der Grenzfläche zwischen Halbleitermaterial und Oxid gelegenen 'schnellen' Zustände tragen ebenfalls zur Bandrandverbiegung bei. Sie stehen in direktem Kontakt mit dem Halbleiter. Die Einstellzeiten sind deshalb von der Grössenordnung von Millisekunden oder kürzer.

2.2. Eindringtiefe der Oberflächenkanäle

Von besonderem Interesse ist in diesem Zusammenhang die Frage nach der Eindringtiefe D der Oberflächenkanäle in den Halbleiter (Fig. 1). Unter der Annahme homogener Dotierung des Halbleiters und gleichmässiger Verteilung der Oberflächenzustände reduziert sich das Problem auf eine Dimension.

Die Poissongleichung lautet in diesem Fall (im MKS-System):

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = - \frac{\rho(z)}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \quad (1)$$

Nach Fig. 1 ist die ($z=0$)-Ebene die Trennfläche zwischen Halbleiter und Oxid; ρ bezeichnet die totale, ortsfeste und bewegliche Ladungsdichte; ϵ_0 ist die Influenzkonstante und ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante.

Bei kleinen Bandrandverbiegungen, das heisst solange $q \cdot \Phi(z)$ klein gegenüber kT angenommen werden darf, lautet die Lösung der Poissongleichung

$$\Phi(z) = \Phi_s \cdot e^{-z/L}$$

L bezeichnet die 'effektive' Debye-Länge

$$L = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot k \cdot T}{q^2 \cdot N}}; \quad (2)$$

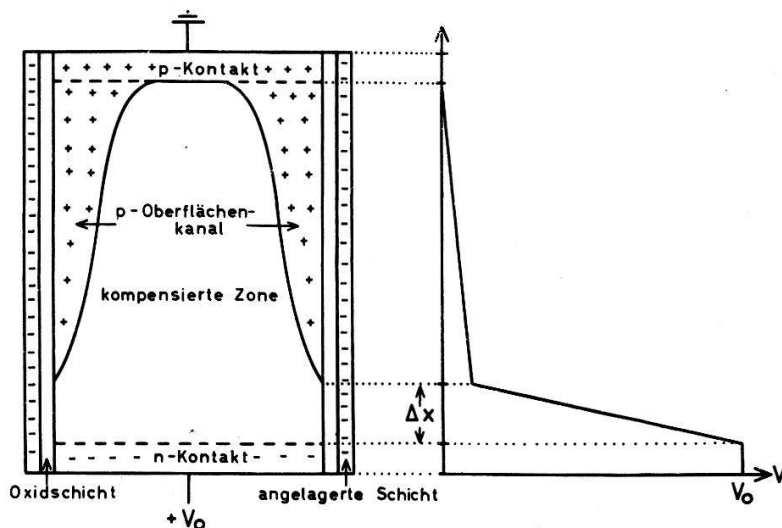
welche für eigenleitendes Material in die von Shockley eingeführte Debye-Länge L_D übergeht. k bezeichnet die Boltzmannkonstante; T die absolute Temperatur; q die Elementarladung und N die Nettodotierung pro Volumeneinheit.

Für dotierte Halbleiter und grosse Störungen lässt sich die Poissongleichung nur numerisch lösen. Auch in diesem Fall ist das Abklingen des Potentials und somit die Eindringtiefe des Oberflächenkanals durch die 'effektive' Debye-Länge gegeben. Für einen Ge(Li)-Detektor mit folgenden Daten: $N = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ bis 10^9 cm^{-3} , $T = 77 \text{ K}$ und $\epsilon_r = 16$ ergibt sich nach Gl. 2 eine 'effektive' Debye-Länge von $L = 0,1$ – $0,3 \text{ mm}$. Dieser grosse Wert ist eine Folge der guten Kompensation des aktiven Volumens der Zähler.

¹⁾ Die üblicherweise gegenüber Vakuum angegebenen Werte der Elektronegativität und der Austrittsarbeit werden durch die dichte Nachbarschaft des Sauerstoffs und des Germaniums verändert.

2.3. 'Tote' Zonen des Detektors

Auf Grund von Leitfähigkeitsmessungen von p -Oberflächenkanälen auf $10 \Omega \text{ cm}$ n -Ge, wie sie z.B. von Wienskowski et al. [7] durchgeführt wurden, kann auf den spezifischen Widerstand des Halbleitermaterials im Oberflächenkanal geschlossen werden. Die Autoren geben für eine 5 mm lange, 5 mm breite und $ca. 10^{-3} \text{ mm}^2$) dicke Inversionsschicht eine Leitfähigkeit von $3 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$ an. Dieser Leitfähigkeit entspricht ein spezifischer Widerstand des Materials von der Grössenordnung $1 \Omega \text{ cm}$. Für einen $p-i-n$ Detektor bedeutet dies, dass die Leitfähigkeit des Oberflächenkanals



Figur 2

Zähldiode mit p -Oberflächenkanal. Links: Verteilung der Ladungsträger. Rechts: Verlauf des angelegten Potentials entlang der Oberfläche.

an der niederohmigsten Stelle vergleichbar wird mit der Leitfähigkeit der Kontakte. Die Anwesenheit eines Oberflächenkanals bewirkt deshalb eine Verlängerung des p - bzw. n -Kontaktes über die Seitenflächen des Detektors, wie dies in Fig. 2 für einen planaren Detektor mit p -Oberflächenkanal schematisch dargestellt ist. Die Diode ist mit der Spannung V_0 (in Sperrrichtung) vorgespannt. Der n -Kontakt wirkt als Feldelektrode, weshalb der p -Kanal aus dem untersten, in der Figur mit Δx bezeichneten Teil der Diode verdrängt wird. Ohne angelegte Spannung überzieht der Kanal die gesamte Oberfläche, wobei im hochdotierten Material des n -Kontaktes seine Dicke entsprechend Gl. 2 wesentlich kleiner ist.

Der Oberflächenkanal wirkt als elektrische Abschirmung der hochohmigen, kompensierten Mittelzone des Detektors, welche für Ge-Detektoren bei Temperaturen oberhalb von 200 K eigenleitend ist. Wie die rechte Seite der Figur zeigt, fällt die angelegte Spannung V_0 innerhalb der kurzen Zone Δx praktisch auf 0 ab. Auf Grund von Messungen, welche einen derartigen Verlauf des angelegten Potentials zeigten, stellten Llacer [4] und Davies und Webb [5] bereits 1966 fest, dass praktisch sämtliche Dioden schon unmittelbar nach der Oberflächenbehandlung einen p - oder n -Kanal aufweisen.

In Fig. 3 ist der Verlauf des elektrischen Feldes im Innern der Diode und der Einfluss des Oberflächenkanals auf die Impulshöhe von Teilchen dargestellt, die innerhalb

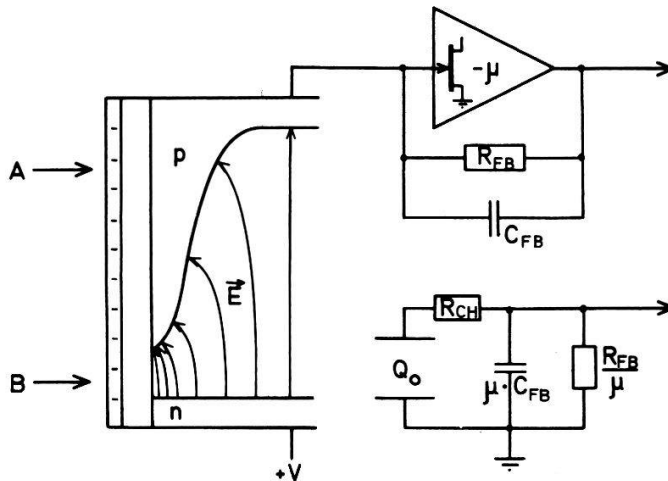
2) Auf Grund der aus dem spezifischen Widerstand des Materials errechneten Anzahl von Dotierungsatomen N und Gl. 2 berechnet.

einer Oberflächenschicht von der Dicke des Kanals gebremst werden. Ein an der Stelle B einfallendes γ -Quant erzeugt im Detektor die Ladung Q_0 nach der Gleichung

$$Q_0 = \frac{E_\gamma}{w} \cdot q \quad (3)$$

(E_γ ist die Energie des γ -Quants, w die zur Erzeugung eines Elektron-Lochpaars notwendige Energie (ca. 3 eV in Ge) und q die Elementarladung.)

Da das elektrische Feld an der Stelle B gross ist, werden die Ladungsträger innerhalb von rund 10^{-8} s bis 10^{-10} s getrennt. Die Elektronen werden vom n -Kontakt



Figur 3

Verlauf des elektrischen Feldes in einer Diode mit p -Oberflächenkanal; darunter das Ersatzschema der Diode mit Vorverstärker. μ open loop Verstärkung des Verstärkers, R_{FB} und C_{FB} Gegenkopplungsnetzwerk, R_{CH} äquivalenter Widerstand des Oberflächenkanals.

abgesaugt. Die Löcher driften zum p -Kanal, den sie in seiner gesamten Länge durchqueren müssen. Die Beweglichkeit der Ladungsträger im Oberflächenkanal ist wesentlich kleiner als im restlichen, kompensierten Volumen. Für Inversions- oder Akkumulationsschichten auf Ge geben Many et al. [9], auf Grund von theoretischen und experimentellen Resultaten Beweglichkeiten im Oberflächenkanal an, die ungefähr eine Grössenordnung kleiner sind als im ungestörten Volumen des Halbleiters. Wienskowski et al. [7] bestätigen diese Angaben. Da zudem die elektrische Feldstärke innerhalb des Oberflächenkanals relativ gering ist (10 bis 100 V/cm), beträgt die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger im Oberflächenkanal in Ge bei 80 K noch 10^4 cm/s bis 10^5 cm/s. Zum Durchlaufen des Kanals (Länge von der Grössenordnung 1 cm) benötigen die Ladungsträger deshalb 10^{-4} s bis 10^{-5} s, eine Zeit die mit der Lebensdauer der Träger vergleichbar ist. Dies bedeutet, dass viele Elektronen und Löcher innerhalb des Oberflächenkanals rekombinieren und deshalb nicht mehr zum Ladungsstoss beitragen. Etwas günstiger ist die Situation für Teilchen, die bei A einfallen (Fig. 3). Die von den Löchern zu durchlaufende Strecke im p -Kanal ist wesentlich kürzer und die Elektronen erreichen, den Feldlinien folgend, ebenfalls relativ rasch Gebiete grösserer Feldstärke und Beweglichkeit.

Die Verhältnisse lassen sich durch ein Ersatzschaltbild beschreiben (Fig. 3), in dem einem idealen Detektor ohne Oberflächenkanal ein Widerstand R_{CH} (der Widerstand des Kanals) in Serie geschaltet wird [10]. Dieses Modell kann weder die oben

erläuterte Abhängigkeit der Zähleigenschaften vom Einfallsort des ionisierenden Teilchens noch die Rekombinationsverluste wiedergeben, jedoch geht daraus die mit zunehmendem Widerstand des Oberflächenkanals länger werdende Anstiegszeit des Spannungssprungs am Ausgang des Verstärkers hervor. Diese erreicht Werte von 10 bis $100 \mu\text{s}$, was sich mit einem Oszillographen leicht beobachten lässt. Derart lange Anstiegszeiten können jedoch mit der auf den Vorverstärker folgenden Elektronik ohnehin nicht mehr verarbeitet werden und geben deshalb lediglich einen Beitrag zum Untergrund des Spektrums [14].

Zusammenfassend kann also gesagt werden, dass bei Anwesenheit eines Oberflächenkanals das aktive Volumen der Zählodiode mit einer inaktiven Oberflächenschicht umgeben ist. Gegenüber dem ungestörten aktiven Volumen ist die Ansprechwahrscheinlichkeit in dieser 'toten' Zone wesentlich geringer, so dass die Spektroskopie mit Teilchen, deren Reichweite im Detektor von der Größenordnung der Dicke des Oberflächenkanals ist, praktisch verunmöglicht wird. Das zum Betrieb des Zählers notwendige elektrische Feld verursacht eine asymmetrische Verteilung der ortsfesten Ladungsträger (bezüglich der Mittelebene zwischen p -Kontakt und n -Kontakt). Der Oberflächenkanal überzieht deshalb nur einen Teil der Oberfläche des aktiven Materials. Der Zähler zeigt auf der Seite eine etwas bessere Ansprechwahrscheinlichkeit, die den erzeugten Ladungsträgern den kürzeren Weg durch den Oberflächenkanal zu den Kontakten erlaubt. Dies ist die Seite des Detektors, die vom Kanal abgeschirmt wird, im Falle eines n -Kanals die n -Seite, und im Falle eines p -Kanals die p -Seite.

3. Messanordnung und Messmethode

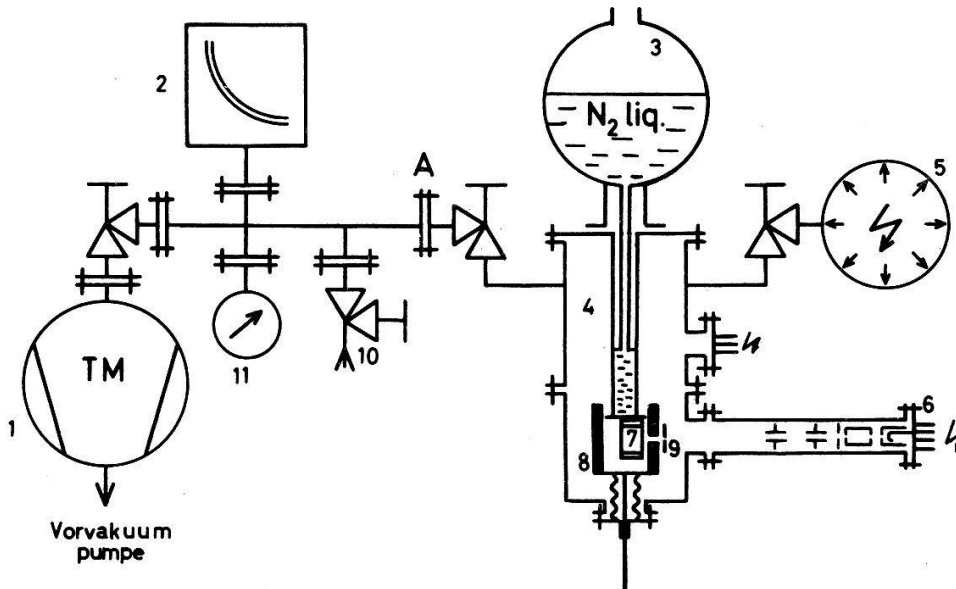
Zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den Oberflächenkanälen und den 'toten' Zonen des Detektors ist eine Apparatur gebaut worden, welche es gestattet, den Verlauf des Potentials und der Ansprechwahrscheinlichkeit längs der Diodenoberfläche zu messen. Speziell wurde darauf geachtet, dass diese Messungen so kurz nacheinander durchgeführt werden können (innerhalb *ca.* einer Minute), dass beide Experimente denselben Zustand der Oberfläche beschreiben. Ausserdem besteht die Möglichkeit, den Detektor einer kontrollierbaren Gasatmosphäre auszusetzen.

Der Verlauf des Potentials wird durch Abtasten der Oberfläche mit einem Elektronenstrahl bestimmt [11]. Die Lage und die Ausdehnung der 'toten' Zonen werden mittels eines kollimierten α -bzw. γ -Strahls aus einer parallel zur Oberfläche verschiebbaren ^{241}Am -Quelle ermittelt.

Der Aufbau der Apparatur ist in Fig. 4 schematisch dargestellt. Der Detektor (7) ist im Kryostaten (4) auf einen mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kühlfinger montiert. An den unteren Teil des Kryostaten (welcher während der Montage des Detektors entfernt wird) ist die Elektronenkanone (6) angebracht (Typ LEG 3 von Vacuum Generators). Es handelt sich dabei um ein System mit elektrostatischer Fokussierung und Ablenkung, welches für diesen Zweck mit einer thorierten Tantalkathode ausgerüstet wurde. Diese Kathode ermöglicht eine hohe Elektronenemission bei relativ geringer Kathodentemperatur³⁾. Es ist damit möglich, einen für die Messung des Potentials genügenden Strahlstrom von 100 pA zu erreichen, ohne dass der durch das infrarote Licht der Kathode in einem Ge(Li) Detektor von *ca.* 1 cm^3 Volumen erzeugte Sperrstrom den Wert von 1 nA überschreitet.

³⁾ Eine Oxidkathode, wie sie in Elektronenröhren verwendet wird liefert noch grössere Emission, hat jedoch den Nachteil, dass sie nicht belüftet werden kann.

Die Zählodiode ist von einem hohlzylinderförmigen Kollimator (8) aus rostfreiem Stahl (St. 304) umgeben, dessen Wandstärke 7 mm beträgt. Ueber ein Zwischenstück aus Teflon, welches als thermische Isolation dient, ist der Kollimator mit einer Vakuumdurchführung verbunden, welche eine Verschiebung in axialer Richtung um 15 mm gestattet. Um den Detektor zonenweise abtasten zu können, ist in die Wand des Hohlzylinders ein zu den Kontaktflächen der Diode parallel liegender Schlitz von 1 mm Breite



Figur 4

Aufbau der Messapparatur. 1 Turbomolekularpumpe, 2 Massenspektrometer, 3 Vorratsgefäß für flüssigen Stickstoff, 4 Kryostat, 5 Ionengetterpumpe, 6 Elektronenkanone, 7 *p-i-n* Zählodiode, 8 Kollimator, 9 Quelle, 10 Nadelventil, 11 Piranimanometer.

und 1 cm Länge gefräst. Die Am-Quelle (9)⁴⁾ wird vor diesen Schlitz auf den Hohlzylinder montiert. Sie ist in der Mitte mit einem Loch von 0,5 mm Durchmesser durchbohrt, durch welches der Elektronenstrahl auf die Zählodiode auftrifft.

Für die Aufnahme von α -Spektren wird die aktive Seite der Quelle gegen die Diode gekehrt. Soll die γ -Linie des Präparates verwendet werden, so kann die Quelle gedreht werden.

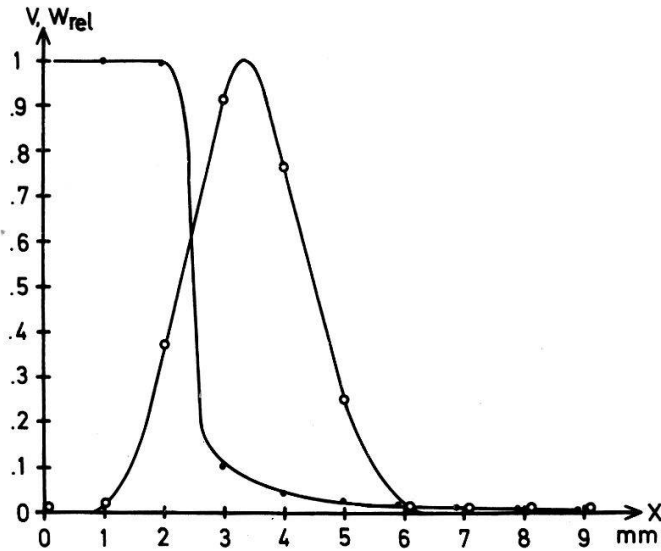
Der Kollimator wirkt für die Messung des Potentials gleichzeitig als geerdetes Abschirmgitter [11]. Er ist zudem über einen Schleifkontakt thermisch mit dem Kühlfinger verbunden, so dass sich der Detektor in einem Gefäß befindet, dessen Wände auf 80 K gekühlt sind. Auf diese Weise werden kondensierbare Gase vom Detektor ferngehalten und er dürfte sich deshalb in einem um mindestens eine Größenordnung besseren Vakuum befinden, als der Rest des Gefäßes.

Zum Auspumpen des Kryostaten dient ein Turbomolekularpumpstand (1) mit einer Pumpleistung von 70 L/sec (Typ TVP 250 von Balzers-Pfeiffer). Ein direkt über der Turbomolekularpumpe angebrachtes Ventil ermöglicht es, diese auch bei belüfteter Apparatur dauernd im Betrieb zu halten. Auf diese Weise kann die Rückdiffusion von Oeldämpfen aus der Vorvakuumpumpe vermieden werden. An das Ventil ist eine Gasmischkammer angeschlossen, die mit einem Pirani-Manometer (11), einem Gaseinlassventil (10), sowie einem Massenspektrometer (2) ausgerüstet ist. Bei letzterem handelt es sich um ein magnetisch ablenkendes System, dessen Analysa-

⁴⁾ Die Quelle besteht aus einem 0,1 mm dicken Pt-Blech mit einer elektrolytisch niedergeschlagenen Schicht Am (OH)₂, welche im Ofen zu Am O oxidiert wurde.

torkopf (MAT 31 VAMS von Varian) mit einer empfindlicheren, selbstgebauten Steuerelektronik ausgerüstet wurde, so dass mit dem Gerät Partialdrücke bis *ca.* $1,5 \cdot 10^{-10} \text{ Nm}^{-2}$ (*ca.* 10^{-12} Torr) nachgewiesen werden können. (Der Auffängerstrom von *ca.* 10^{-15} A wird dabei direkt mit einem Elektrometerversärker ohne Verwendung eines Sekundärelektronenvervielfachers gemessen). Das Auflösungsvermögen (5% Tal-Definition) liegt bei etwa 40 atomaren Masseeinheiten.

Während des Auspumpens und für den Einlass dosierter Gasmengen wird der Kryostat an der Stelle *A* mit dem Pumpsystem verbunden. Zur Vermeidung der Uebertragung von Vibrationen des Pumpstandes auf das Detektor-System wird bei der Aufnahme der Spektren sowie bei der Messung der Potentialverteilung der Kryostat an



Figur 5

Normierte Ansprechwahrscheinlichkeit (full peak efficiency) und Potentialverlauf einer Diode mit diffundiertem *p-n* Uebergang.

dieser Stelle vom Pumpstand getrennt. Eine 8 L/sec Ionengetterpumpe (5) sorgt in diesen Fällen für die Aufrechterhaltung des Vakuums im Kryostaten. Das zwischen Kryostat und Ionengetterpumpe angebrachte Ventil wird während des Belüftens des Kryostaten (z.B. Montage des Zählers) geschlossen. Diese Massnahme gestattet es, die Ionengetterpumpe evakuiert zu lassen und verhindert damit das Ausgasen dieser Pumpen nach dem Belüften.

Der gesamte Ultrahochvakuumteil der Apparatur ist aus rostfreiem Stahl (St. 304) konstruiert und mit einer Heizeinrichtung ausgerüstet, die ein Ausheizen auf 100°C – 150°C (Ionengetterpumpe *ca.* 200°C), gestattet. Mit Ausnahme der Dichtungen in den Ventilsitzen wurden nur metallische Dichtelemente verwendet ('Con-Flat'-Flansche), so dass nach einer Ausheizzeit von einigen Stunden (speziell der Ionengetterpumpe) ein Endvakuum von *ca.* 10^{-7} Nm^{-2} (10^{-9} Torr) erreicht wurde. Dieser Druck ist ausreichend, um während der Messung eine stabile Oberfläche zu erhalten.

Die für die Aufnahme der α - und γ -Spektren verwendete Messelektronik besteht aus dem ladungsempfindlichen Vorverstärker (in Fig. 3 schematisch angegeben), einem Filterverstärker (*RC-RC*-Verstärker) und einem 400-Kanal Impulshöhenanalysator. Das Energieauflösungsvermögen ist für γ -Teilchen im experimentell untersuchten Energiebereich durch das Rauschen des ladungsempfindlichen Vorverstärkers gegeben. Um die Potentialverteilung an der Oberfläche des Detektors messen zu können, ist ein externer und damit ungekühlter Eingangstransistor und damit auch

eine relativ lange Eingangsleitung (hohe Eingangskapazität) notwendig. Dies erklärt das bescheidene Energieauflösungsvermögen von *ca.* 3 keV. Die aufgenommenen Spektren dienen in der vorliegenden Arbeit jedoch nur zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit. Das schlechtere Energieauflösungsvermögen führt deshalb lediglich zu einer etwas längeren Messzeit.

Das örtliche Auflösungsvermögen des Kollimators und der Potentialmessung ist zunächst an einem *p-n* Uebergang geprüft worden (Fig. 5). Die Probe besteht aus einer Ge(Li)-Diode, welche infolge einer nochmaligen Diffusion (1 h bei *ca.* 400°C) einen abrupten *p-n* Uebergang bei $x \approx 3$ mm aufweist (Lage der *x*-Achse wie in Fig. 2 eingezeichnet). Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde mit 60 keV γ -Quanten gemessen. Der Figur kann entnommen werden, dass das örtliche Auflösungsvermögen der Potentialmessung *ca.* 0,5 mm beträgt (Durchmesser des Elektronenstrahls vergl. Lit. 11). Das örtliche Auflösungsvermögen des Kollimators (Halbwertsbreite) beträgt 2 mm, wie dies für eine Schlitzbreite von 1 mm zu erwarten ist. Es fällt auf, dass bei der Potentialmessung die Mitte des *p-n* Uebergangs *ca.* $\frac{1}{2}$ mm gegenüber dem Maximum der Ansprechwahrscheinlichkeit verschoben ist. Diese Verschiebung ist die Folge des Parallaxfehlers des Elektronenstrahls und ist für die in dieser Arbeit geforderten Genauigkeiten unwesentlich.

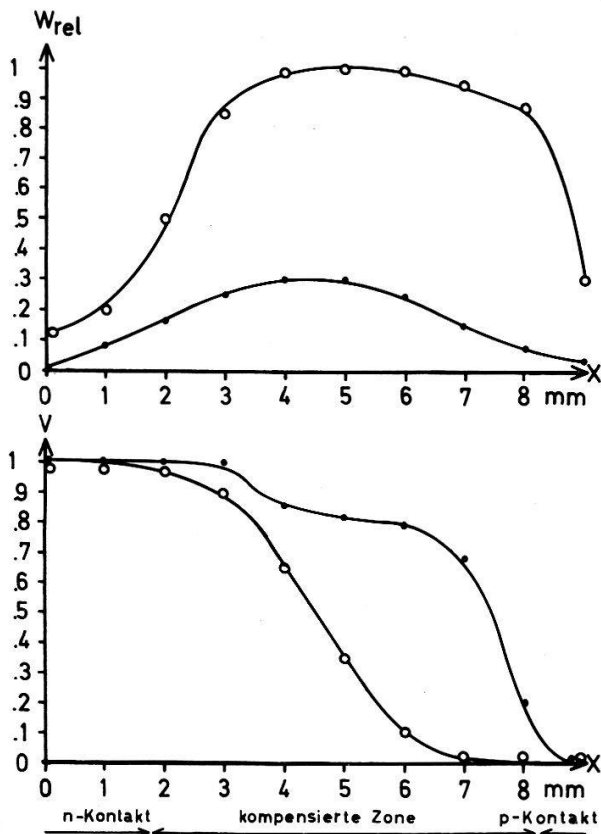
4. Experimentelle Resultate

4.1. Zusammenhang zwischen den Oberflächenkanälen und den 'toten' Zonen des Detektors

Zur Ueberprüfung des in Abschnitt 2 erläuterten Modells werden die Eigenschaften der Oberflächenkanäle, sowie die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors auf ihren Zusammenhang untersucht. Zu diesem Zweck wird der Verlauf des Potentials entlang der Oberfläche mit dem praktisch gleichzeitig gemessenen Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit für Teilchen kurzer Reichweite verglichen.

Die Resultate der Messungen an einem Ge(Li) Detektor sind in Fig. 6 dargestellt. Die *x*-Achse ist parallel zur Oberfläche des Detektors, die als *n*-Kontakt ausgebildete Begrenzungsfläche des Kristalls liegt in der ($x = 0$)-Ebene (vergl. Fig. 2). Zur Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit wurden 60 keV γ -Quanten verwendet. Unmittelbar nach dem Einbau der Diode in das Vakuumgefäß (Kurven mit Punkten) lässt sich ein starker *n*-Kanal beobachten. Das Potential ändert sich über eine Strecke von 7 Millimetern nur wenig, und fällt erst innerhalb der letzten 2 Millimeter auf den Wert des *p*-Kontaktes ab. Der Einfluss dieses *n*-Kanals auf die Ansprechwahrscheinlichkeit ist offensichtlich, indem diese an der besten Stelle noch *ca.* 30% des theoretischen Wertes erreicht. Dieser wurde auf 1,0 normiert. Wie erwartet, ist der Detektor auf der *n*-Seite etwas besser, als auf der *p*-Seite. Nach mehrfachem Aufwärmen des Detektors auf Zimmertemperatur (Kurven mit Kreisen) (und anschliessendem kurzem 'Redrift' in 10^{-4} Nm⁻² H₂) ist der Oberflächenkanal weitgehend verschwunden. Das Potential ist nur in unmittelbarer Nähe des *p*-Kontaktes konstant, im übrigen, grösseren Teil der Diode fällt es linear ab. Ein solcher Potentialverlauf kennzeichnet eine praktisch kanalfreie Oberfläche. Die Ansprechwahrscheinlichkeit erreicht deshalb über einen weiten Bereich den theoretischen Wert. Die im Bereich des *n*-Kontaktes ($x < 2$ mm) gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit wird durch das 2 mm breite Strahlenbündel des kanalfreie Oberfläche. Die Ansprechwahrscheinlichkeit erreicht deshalb über einen darauf zurück geführt werden, dass beim Einbau auf der Oberfläche adsorbierte Gase durch das Erwärmen wieder desorbiert werden.

Die beachtlichen Unterschiede in der Ansprechwahrscheinlichkeit für 60 keV γ -Quanten ermöglichen eine Abschätzung der Dicke der 'toten' Zone. Mit der stark vereinfachenden Annahme, dass die Ansprechwahrscheinlichkeit innerhalb des ungestörten aktiven Volumens des Zählers überall gleich Eins und innerhalb einer Oberflächenschicht der Dicke D Null ist, ergibt sich für eine Absorption des γ -Flusses auf 30% seines ursprünglichen Wertes bei 60 keV in Ge eine Dicke D von *ca.* 1 mm. Die 'tote' Zone ist also um einen Faktor 3 dicker, als die geometrische Ausdehnung des



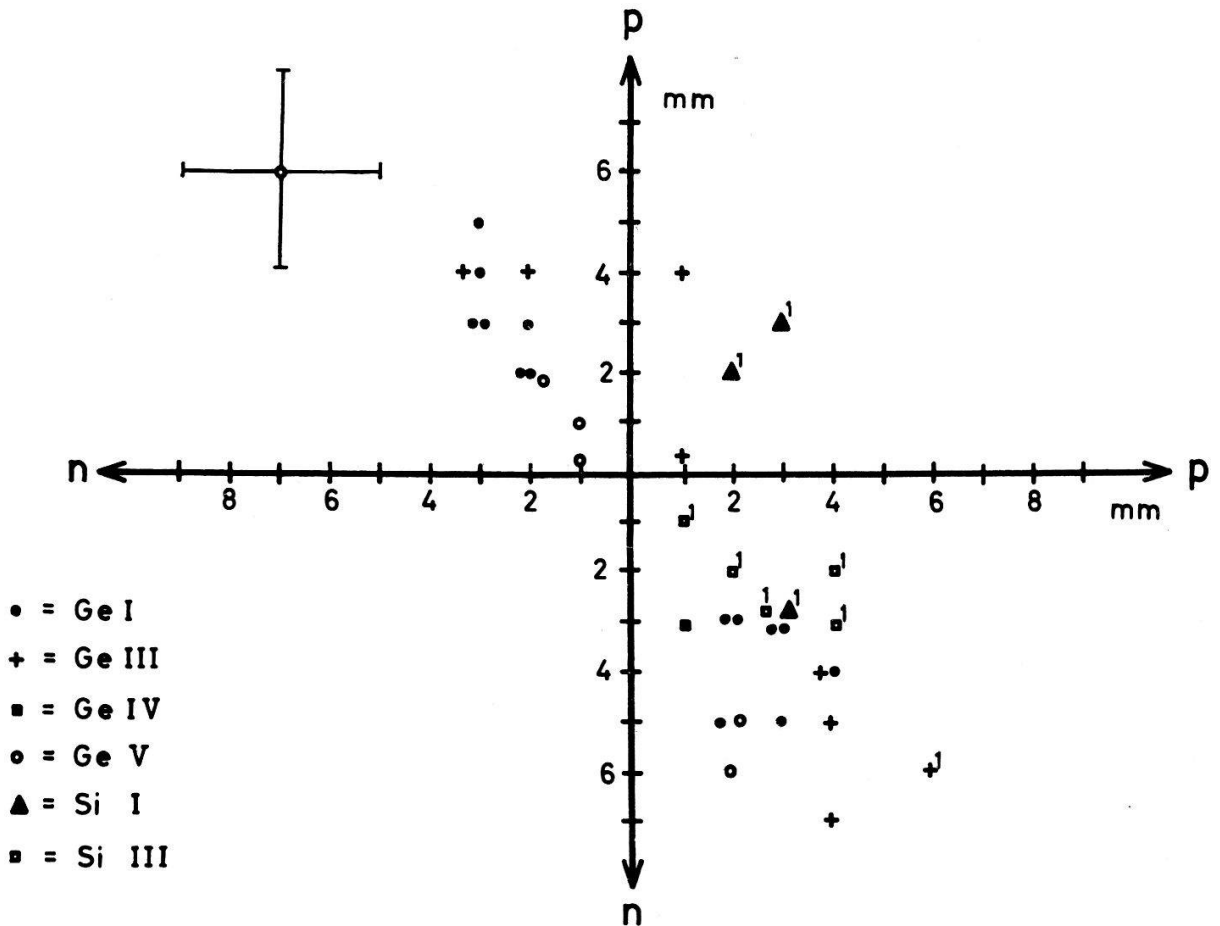
Figur 6

Normierte Ansprechwahrscheinlichkeit (full peak efficiency) und Potentialverlauf einer Ge(Li) Diode mit (●) und ohne (o) Oberflächenkanal.

Oberflächenkanals. Wie Hansen [12] gezeigt hat ist dies als Folge der im Oberflächenkanal kleineren Beweglichkeit der Ladungsträger auch zu erwarten. Seine Berechnungen gelten jedoch für Spaltprodukte (Fission Fragments) und 6 MeV α -Teilchen, welche in einem Oberflächensperrschichtzähler gemessen werden und lassen sich nicht einfach auf 60 keV γ -Quanten und $p-i-n$ Detektoren übertragen. Gleichwohl kann auf Grund seiner Ueberlegungen die Uebereinstimmung zwischen der Dicke der 'toten' Zonen und der nach Gl. 2 berechneten Dicke der Oberflächenkanäle als befriedigend bezeichnet werden.

Zur Ueberprüfung des Zusammenhangs zwischen den Oberflächenkanälen und den 'toten' Zonen der Detektoren wurden die oben beschriebenen Messungen an 11 Dioden durchgeführt, welche aus 6 verschiedenen Kristallen (4 Ge- und 2 Si-Kristalle) hergestellt wurden. Das Ergebnis ist in Fig. 7 dargestellt. Auf der vertikalen Achse ist die Länge (in x -Richtung) der feldfreien Zone des Detektors aufgetragen. Als feldfreie Zone ist dabei das Gebiet der Diodenoberfläche bezeichnet, in dem das Potential sich nur wenig vom Potential des einen Kontaktes unterscheidet. Entspricht der gemessene

Wert des Potentials dem des p -Kontaktes (wie in Fig. 2), so handelt es sich um einen p -Kanal und dessen Länge ist nach oben abgetragen. Im Falle eines n -Kanals entsprechend nach unten. Auf der horizontalen Achse ist die Länge des Gebietes der Diode aufgetragen, dessen Ansprechwahrscheinlichkeit schlechter als der Mittelwert des Detektors ist. Ist diese schlechtere Seite der Diode die Seite des p -Kontaktes, wird die Länge nach rechts abgetragen.



Figur 7

Zusammenhang zwischen den Oberflächenkanälen und den 'toten' Zonen. Die Angaben links unten beziehen sich auf die Kristalle, aus denen die Detektoren hergestellt wurden. Messpunkte mit 1 wurden durch Abtasten mit 5,4 MeV α -Teilchen gewonnen, alle anderen mit 60 keV γ -Quanten. (Weitere Erklärung im Text.)

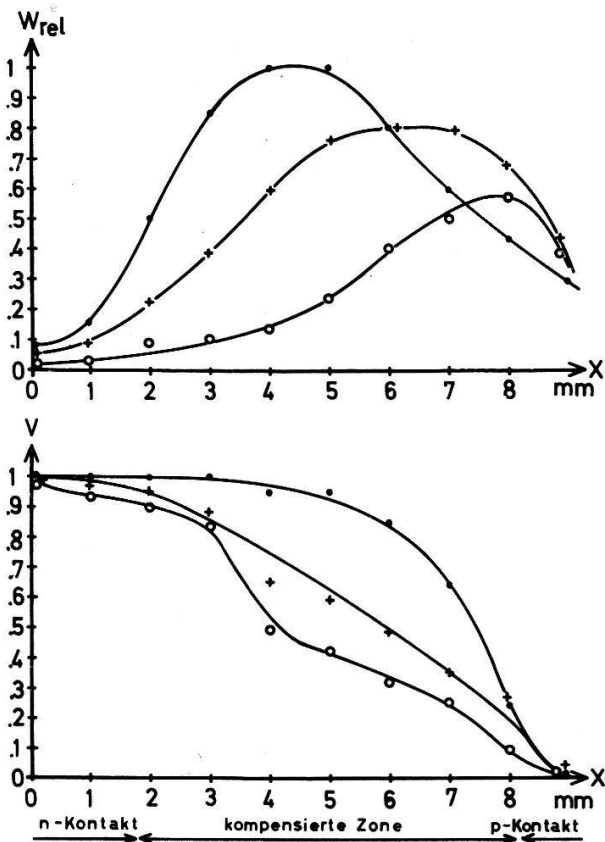
Die Bestimmung der Länge des inaktiven Gebietes des Detektors ist in gewissen Fällen nur relativ ungenau möglich, da die Ansprechwahrscheinlichkeit in der ganzen Oberflächenschicht stark reduziert ist und die Unterschiede zwischen der besseren und schlechteren Seite (Stellen A und B in Fig. 3) des Detektors im Verhältnis dazu gering sind. Aus diesem Grunde streuen die Messpunkte in Fig. 7 stark um die vom Modell her zu erwartende Gerade mit einer negativen Steigung. Trotzdem zeigt die Figur deutlich, dass die Oberflächenkanäle und die 'toten' Zonen des Detektors sowohl nach Vorzeichen (p - oder n -Kanal) als auch in ihrer Länge voneinander abhängen. Diese Korrelation ist vorhanden, unabhängig vom Ausgangsmaterial, der spezifischen Wahl des Kristalls und von der Art der Teilchen, welche zur Abtastung verwendet werden. Die Tatsache, dass die 'toten' Zonen offenbar nach Vorzeichen und Länge, sowie in ihrer Dicke an die Oberflächenkanäle gekoppelt sind, darf als experimentelle Stütze für das in Abschnitt 2 diskutierte Modell gelten, wonach die Oberflächenkanäle die Ursache für die 'toten' Zonen sind.

4.2. Einfluss der Restgasatmosphäre

Die Resultate von Experimenten, wie sie in Fig. 6 beschrieben werden legen die Vermutung nahe, dass die Oberflächenkanäle vorwiegend durch langsame Oberflächenzustände verursacht werden (vergl. Abschnitt 2). Diese Annahme wird durch die Beobachtung gestützt, dass die chemische Zusammensetzung des Aetzmittels keinen Einfluss auf die Oberflächenkanäle zu haben scheint. Für die Behandlung der Dioden haben wir folgende zwei Aetzverfahren verwendet, ohne dass signifikante Unterschiede festgestellt werden konnten:

- 1) 1. Aetzbad: HNO_3 conc. und HF 40% in H_2O im Verhältnis 2:1.
2. Aetzbad: HNO_3 conc. und HF 40% in H_2O im Verhältnis 5:1.
3. Quenchen und Spülen mit destilliertem, zweimal deionisiertem und in einem Aktivkohlefilter gereinigtem Wasser.
- 2) 1. Aetzbad: HNO_3 70% in H_2O und HF 40% in H_2O im Verhältnis 3:1.
2. Quenchen und Spülen mit Methylalkohol p.a.

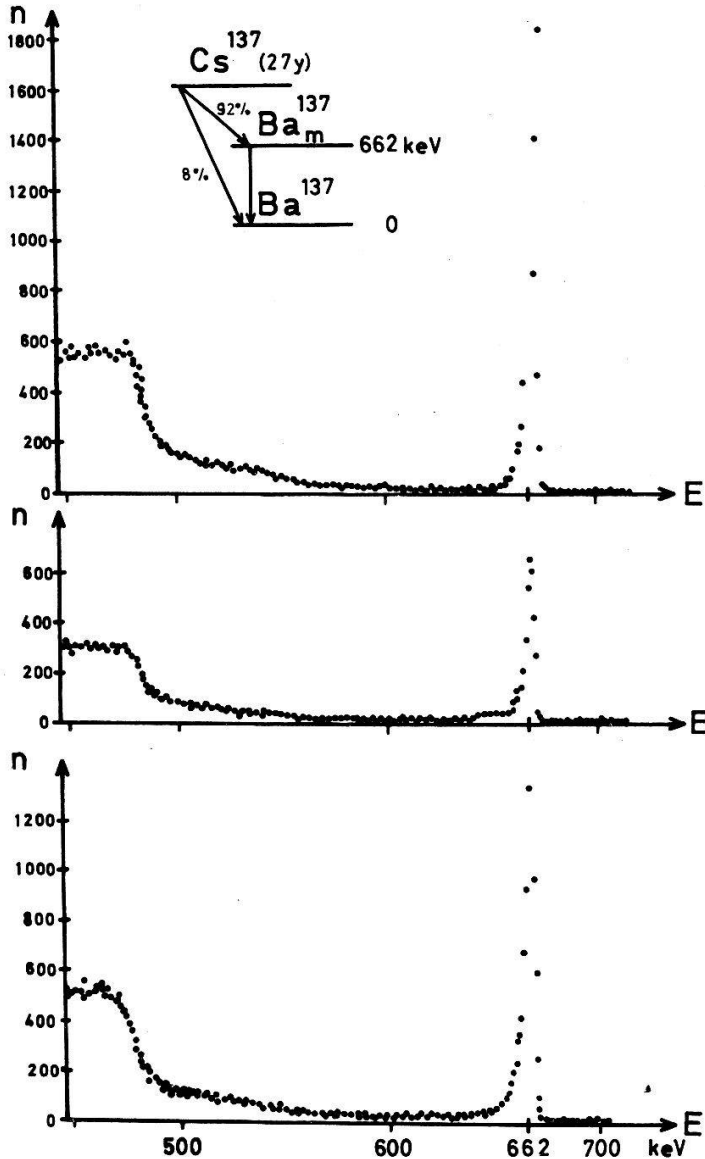
Uebereinstimmend mit Beobachtungen, wie sie an Ge-Transistoren gemacht wurden [8, 9], zeigt sich auch im Falle von Zählodioden, dass durch geeignete Restgasatmosphäre im Kryostaten ein Oberflächenkanal erzeugt werden kann. Nach Ausheizen des Detektors im Vakuum auf Zimmertemperatur verschwindet dieser Oberflächenkanal wieder weitgehend, so dass die Vorstellung von der Anlagerung kondensierter Atome aus dem Restgas bestätigt wird. Besonders leicht lagert sich Sauerstoff an, was wie in Abschnitt 2.1 ausgeführt, zu einem *p*-Oberflächenkanal führt.



Figur 8

Einfluss von Sauerstoff auf die Ansprechwahrscheinlichkeit (full peak efficiency) und den Potentialverlauf einer Ge(Li) Diode. ● vor der Behandlung, ○ nach der Behandlung mit 100 Nm^{-2} Sauerstoff, + nach Aufwärmen auf 300 K während ca. $\frac{1}{4}$ Stunde.

In Fig. 8 ist das Resultat eines solchen Experimentes gezeigt. Ausgehend von einem Detektor mit einem n -Oberflächenkanal, welcher auf Grund des Potentialverlaufs deutlich zu erkennen ist, bewirkt die Beeinflussung des Detektors mit $ca. 100 \text{ Nm}^{-2} \text{ s}$ Sauerstoff die Bildung eines starken p -Kanals. (Die Diode war während dieser Zeit auf $ca. 0^\circ\text{C}$ und mit 300 V Sperrspannung gegen eine Zersetzung der kompensierten



Figur 9

Einfluss eines Oberflächenkanals auf die Volumeneigenschaften einer Ge(Li) Diode. Oben: Vor der Behandlung. Mitte: Nach der Behandlung mit $100 \text{ Nm}^{-2} \text{ s}$ Sauerstoff. Unten: Nach Aufwärmen auf 300 K während $ca. \frac{1}{4}$ Stunde.

Zone gesichert.) Dieser ist vor allem an der wesentlich schlechteren Ansprechwahrscheinlichkeit zu erkennen. Der Potentialverlauf verschiebt sich ebenfalls in Richtung eines p -Kanals, erreicht aber (wegen der Leitfähigkeit der angelagerten Schicht (vergl. Abschnitt 4.3) nicht ganz den für diesen Fall typischen Verlauf. Deutlich zu sehen ist die Verbesserung des Detektors nach dem Aufwärmen auf Zimmertemperatur in gutem Vakuum (ebenfalls mit Sperrspannung). Der Potentialverlauf weist auf einen praktisch kanalfreien Zustand hin. Aus dem Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit kann allerdings noch auf einen schwachen p -Kanal geschlossen werden. Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde auch in diesem Fall mit 60 keV γ -Quanten gemessen. Analoge

Experimente wurden auch mit anderen Gasen durchgeführt. Es bestätigen sich durchwegs die mit Ge-Transistoren gemachten Erfahrungen, wie sie z.B. von Statz et al. [8] beschrieben werden.

Obwohl es sich bei den beschriebenen Effekten um Oberflächenerscheinungen handelt, darf ihr Einfluss auf die Volumeneigenschaften des Detektors nicht unterschätzt werden. Fig. 9 zeigt drei γ -Spektren von ^{137}Cs ($E_\gamma = 662 \text{ keV}$), welche während den in Fig. 8 beschriebenen Messungen aufgenommen wurden. Diese wurden ohne Kollimator durch Bestrahlen der gesamten Zählodiode aufgenommen und geben deshalb ein Bild wieder, wie es dem Benutzer solcher Detektoren erscheint. Das oberste der Spektren zeigt die Ausgangssituation. Die Reduktion der Ansprechwahrscheinlichkeit nach der Behandlung mit Sauerstoff (mittleres Spektrum) ist auffallend. Auf der niederenergetischen Seite ist die Abweichung der Linienform von einer Gausskurve deutlich stärker als im oberen Spektrum. Durch Erwärmen des Detektors erreicht dieser (teilweise) wieder seine ursprüngliche Ansprechwahrscheinlichkeit und Linienform (unteres Spektrum). Es muss dabei natürlich darauf hingewiesen werden, dass der hier verwendete Detektor sehr klein ist. Seine Querschnittfläche beträgt $8 \times 8 \text{ mm}$, die Dicke der kompensierten Zone ca. 6–7 mm. Grossvolumige Zähler sind für Teilchen grosser Reichweite durch Oberflächeneffekte weniger beeinflussbar.

4.3. Gleichstromkennlinie

Der Sperrstrom einer Diode ohne Oberflächenkanal ist aus folgenden Anteilen zusammengesetzt [10]:

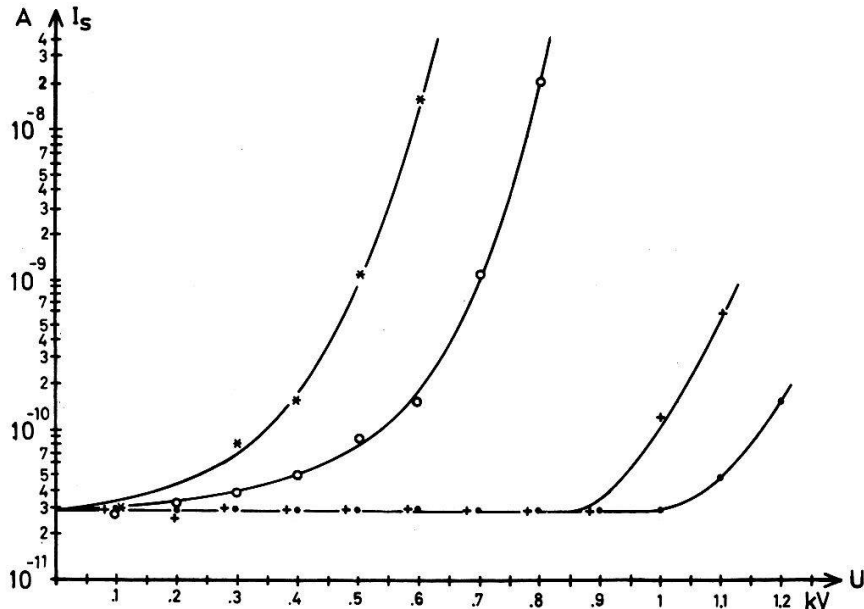
- 1) Sättigungsstrom des $p-n$ Uebergangs in Sperrichtung.
- 2) Erzeugungsstrom, welcher gegeben ist durch die Generation von Ladungsträgern aus Störstellen, sowie durch die von Licht, thermischer oder ionisierender Strahlung erzeugten Ladungsträger.
- 3) Leckströme entlang der Oberfläche.

Die beiden Anteile 1 und 2 werden durch das Volumen der Verarmungszone (depletion layer) und die Temperatur des $p-n$ Uebergangs bestimmt. Für eine $p-i-n$ Zählodiode, bei der das aktive Volumen praktisch nicht von der angelegten Sperrspannung abhängt, sind die Volumenanteile des Sperrstroms als Funktion der Spannung konstant. Für den Detektor, dessen Gleichstromkennlinien in Fig. 10 gezeigt sind, beträgt der Volumenanteil des Sperrstroms ca. 30 pA.

Als Ursache für den Leckstrom entlang der Oberfläche werden allgemein kleine lokale Durchbrüche angenommen. Damit lässt sich die Spannungsabhängigkeit des Stroms und das starke $1/f$ -Rauschen des Detektors erklären, wenn dieser mit zu hoher Spannung betrieben wird, so dass der Oberflächenstrom dominiert.

Die Ausbildung eines Oberflächenkanals hat in der Nähe des einen Kontaktes (Strecke Δx in Fig. 2) eine Erhöhung des elektrischen Feldes zur Folge, weshalb der Oberflächenanteil des Sperrstroms entsprechend zunimmt. Fig. 10 zeigt die Gleichstromkennlinien der Ge(Li)-Diode, die während der in Fig. 8 und 9 beschriebenen Experimente gemessen wurden. Die Zunahme des Oberflächenstroms nach der Ausbildung des Oberflächenkanals ist auffallend: vor der Behandlung mit O_2 , sowie nach dem Erwärmen der Diode ist der Oberflächenanteil des Stroms gegenüber dem Volumenanteil bei Spannungen unter 900 V bzw. 1000 V zu vernachlässigen. Nach der Behandlung mit O_2 hingegen dominiert der Oberflächenstrom schon bei wenigen Hundert Volt Sperrspannung.

Vergleicht man dazu Resultate der Potentialmessung (Fig. 8, untere Hälfte), so fällt aber auf, dass im Falle des starken p -Oberflächenkanals der Betrag des elektrischen Feldes durch die Sauerstoffanlagerung an keiner Stelle wesentlich grösser geworden ist. In Uebereinstimmung mit anderen Autoren [9] gelangt man deshalb zum Schluss, dass die angelagerte Sauerstoffschicht selbst eine nicht zu vernachlässigende



Figur 10

Einfluss eines Oberflächenkanals auf die Gleichstromkennlinie. ● vor der Behandlung, ○ nach der Behandlung mit $100 \text{ Nm}^{-2} \text{ s}$ Sauerstoff, * nach weiteren $100 \text{ Nm}^{-2} \text{ s}$ Sauerstoff, + nach Aufwärmen auf 300 K während *ca.* $\frac{1}{4}$ Stunde.

Leitfähigkeit aufweist. Diese Annahme erklärt auch die Tatsache, dass eine derart starke Zunahme des Sperrstroms vor allem bei durch Sauerstoff verursachten Oberflächenkanälen beobachtet werden kann. In anderen Fällen lassen sich auf Grund des Potentialverlaufs und der Ansprechwahrscheinlichkeit starke Oberflächenkanäle nachweisen, obwohl an die Diode noch $100\text{--}200 \text{ V}$ pro Millimeter des kompensierten Materials angelegt werden können, ohne dass der Sperrstrom wesentlich über seinen Sättigungswert ansteigt. Dies zeigt, dass aus der Gleichstromkennlinie des Detektors nur mit Vorbehalt Rückschlüsse auf die Qualität der Oberfläche gezogen werden können.

4.4. Kapazität des Detektors

Von verschiedenen Autoren wird zur Ueberprüfung der Detektoren auf Oberflächenkanäle die Untersuchung der Diodenkapazität vorgeschlagen (z.B. Baldinger und Haller [6]). Die Autoren gehen dabei von der Vorstellung aus, dass sich eine Zähl-diode wie ein mit dem betreffenden Halbleitermaterial gefüllter Plattenkondensator verhält, dessen Platten durch die beiden Kontakte gegeben sind. Im Falle eines Oberflächenkanals reduziert sich der Plattenabstand auf die mit Δx bezeichnete Strecke (Fig. 2), wodurch die Kapazität entsprechend ansteigt.

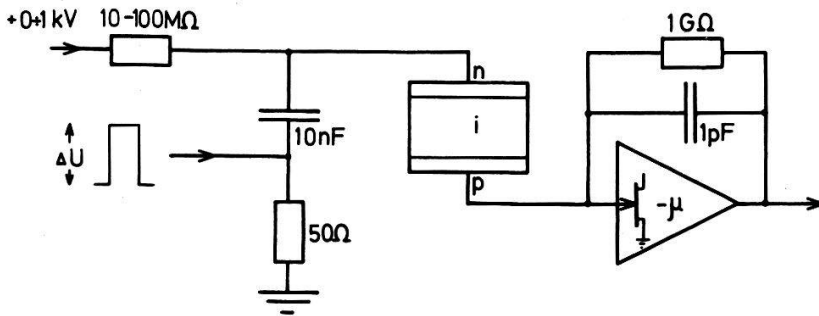
Zur Messung der Diodenkapazität C_D wird auf der Hochspannungsseite der Diode ein Spannungssprung ΔU angelegt (Fig. 11). Dieser erzeugt am Eingang des ladungsempfindlichen Verstärkers einen Ladungsstoss Q_0 der Grösse

$$Q_0 = C_D \cdot \Delta U$$

Der von einem ionisierenden Teilchen erzeugte Ladungstoss ist in Gl. 3 gegeben. Durch passende Wahl von ΔU lassen sich diese beiden Ladungstösse angleichen und die Kapazität C_D ergibt sich zu

$$C_D = \frac{E \cdot q}{\Delta U \cdot w} \quad (4)$$

Im Falle eines Oberflächenkanals kann die erhöhte Kapazität jedoch nur dann gemessen werden, wenn die Ladungsträger längs durch den Oberflächenkanal hindurch zur Verarmungszone (depletion layer) gelangen. In Abschnitt 2.3 wurde jedoch gezeigt,



Figur 11
Messung der Kapazität einer Zählodiode.

dass dies infolge der Rekombinationsverluste nicht immer der Fall ist. Die Kapazität des Detektors erscheint deshalb im Falle eines Oberflächenkanals nicht unbedingt grösser.

In Tabelle 1 sind die während der in Fig. 8 und 9 beschriebenen Experimente gemessenen Kapazitätswerte zusammengestellt.

Tabelle 1
Kapazität einer Zählodiode mit und ohne Oberflächenkanal

Kapazität des Ge(Li)-Detektors vor der Behandlung mit O ₂	1,73 pF
nach der Behandlung mit O ₂	1,70 pF
nach dem Ausheizen der Diode	1,67 pF
Geometrischer Wert für einen mit Ge gefüllten Plattenkondensator derselben Grösse (ohne Randfelder)	1,50 pF

Fig. 8 zeigt, dass von der Stelle $x = 7,5$ mm an bis zum *p*-Kontakt die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors vom Oberflächenkanal nicht mehr beeinflusst wird. Die Löcher (*p*-Kanal) scheinen von dieser Stelle an den *p*-Kontakt ohne wesentliche Rekombinationsverluste zu erreichen. Für die Kapazitätsmessung liegt deshalb die eine Platte (bei der Vorstellung des Plattenkondensators) bei $x = 7,5$ mm, die andere bildet der *n*-Kontakt ($x = 2$ mm), so dass sich ein Plattenabstand von 5,5 mm ergibt. Der Kapazitätswert dieses Plattenkondensators (ohne Randfeld) von 1,65 pF stimmt mit den gemessenen Werten überein.

Zusammenfassend ergibt sich, dass der gemessene Wert der Kapazität bestimmt wird durch die Distanz, welche die Ladungsträger ohne wesentliche Rekombination

im Halbleitermaterial zurücklegen können. Ist die Ausdehnung des Oberflächenkanals grösser als diese Driftlänge (nur in diesem Fall hat er auf die mit dem Detektor gemessenen Spektren einen Einfluss), so kann auf Grund von Messungen der Kapazität keine Aussage über die Ausdehnung der Oberflächenkanäle gemacht werden.

5. Folgerungen und Diskussion

Die Einstrahlung von ionisierenden Teilchen oder γ -Quanten durch die Seitenflächen einer $p-i-n$ Zählodiode direkt in das aktive Volumen des Detektors ist häufig mit einer Fensterdicke von der Grössenordnung von einem Millimeter Detektormaterial verbunden. Die vorliegende Arbeit zeigt, dass diese 'toten' Zonen die Folge von Inversions- oder Akkumulationsschichten an der Oberfläche des Detektors sind. Oberflächenzustände, bedingt durch Strukturfehler des Gitters an der Oberfläche, in die Oxidschicht eingelagerte Fremdatome und Ionen oder adsorbierte Gasschichten sind die Ursache dieser Inversions- oder Akkumulationsschichten.

Anhand eines einfachen Modells können die beobachteten Veränderungen der Zählereigenschaften und die elektrischen Verhältnisse an der Oberfläche der Zähler in Zusammenhang gebracht werden. Ein speziell dafür konstruierter Kryostat erlaubt die praktisch gleichzeitige Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit (full peak efficiency) und des Potentialverlaufs längs der Oberfläche. Die systematische Untersuchung von 11 aus verschiedenen Kristallen hergestellten Dioden zeigt eine deutliche Korrelation zwischen Ansprechwahrscheinlichkeit und Potentialverlauf wie sie auf Grund des Modells erwartet wird.

Der verglichen mit anderen Untersuchungen über die Ursache der 'toten' Zonen an der Detektoroberfläche wesentlich grössere apparative Aufwand ermöglicht ein experimentell fundierteres Verständnis dieser Vorgänge. Es bestätigt sich das in seinen Grundzügen von Baldinger und Haller [6] vorgeschlagene Modell, in dem die 'toten' Zonen an der Oberfläche auf die Bildung von Oberflächenkanälen zurückgeführt werden. Dies steht im Widerspruch zu Cappellani et al. [1], Baertsch [2] und Wagner et al. [3], deren Arbeiten jedoch lediglich auf der Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit beruhen.

Die Eigenschaften des zur Herstellung der Detektoren verwendeten Materials beeinflussen das beschriebene Modell wenig. Experimentell zeigen sich ebenfalls keine wesentlichen Unterschiede zwischen Si(Li) und Ge(Li) Detektoren [5], was den Zusammenhang zwischen Oberflächenkanälen und 'toten' Zonen anbetrifft. Es ist deshalb zu erwarten, dass Zählodioden, welche durch andere Verfahren oder aus anderen Materialien hergestellt werden ebenfalls 'tote' Zonen zeigen.

Insbesondere zeigt sich, dass weder die Kapazität des Detektors noch dessen Gleichstromkennlinie eine sichere Aussage über die Existenz von Oberflächenkanälen zulassen. Diese beiden Experimente sind jedoch die einzigen Messungen, welche sich bei jedem Detektor ohne zusätzlichen experimentellen Aufwand durchführen lassen.

Bei der Herstellung von Zählodioden kommt deshalb der Vermeidung von Oberflächenzuständen besondere Bedeutung zu. Insbesondere muss während der chemischen Oberflächenbehandlung und während der Montage des Detektors in das Vakuumgefäss auf höchste Sauberkeit geachtet werden. Um die Kondensation von Gasen möglichst klein zu halten, sollte das Vakuumgefäss so ausgelegt sein, dass innerhalb kurzer Zeit ein gutes Hochvakuum erreicht werden kann. Als speziell ungünstig hat sich die Verwendung von Vakuumpumpen mit einer Restgaszusammensetzung erwiesen, die grosse Anteile kondensierbarer Dämpfe enthält (Pumpenöl).

Zum Schutze des Detektors während des Betriebes hat es sich bewährt, diesen vollständig mit einem dünnwandigen Gehäuse aus Aluminium zu umgeben. Dieses wird ebenfalls auf 80 K gekühlt und verhindert somit die Kondensation von Dämpfen auf der Diodenoberfläche. Ausserdem schirmt das Gehäuse den Zähler von der thermischen Strahlung der Wände des Vakuumgefässes ab, wodurch der Sperrstrom der Diode entsprechend reduziert wird.

Abschliessend sei noch erwähnt, dass sich grossvolumige Zählodioden als Objekte für Oberflächenstudien sehr gut eignen, da auf Grund ihrer Zählereigenschaften zusätzliche Information gewonnen werden kann.

Verdankung

Die vorliegende Arbeit wurde unter der Anleitung meines verstorbenen Lehrers Professor Dr. Ernst Baldinger begonnen. Nach seinem Tod ermöglichte PD Dr. Iris Zschokke-Gränacher durch ihre Unterstützung und ihr Interesse für diese Probleme den erfolgreichen Abschluss der Arbeit. Ich möchte ihr an dieser Stelle dafür danken. Mein Dank gilt ebenfalls den Herren Dres. E. Haller vom Lawrence Radiation Laboratory in Berkeley (USA) und P. Siffert vom Centre de Recherches Nucléaires in Strasbourg-Cronenbourg für ihre Anregungen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Für ihre Hilfe möchte ich ebenfalls den Herren H. R. Hidber und E. Krattiger danken. Dem Schweizerischen Nationalfonds sei für die finanzielle Unterstützung gedankt.

LITERATUR

- [1] F. CAPPELLANI, A. OISTIDICH and G. RESTELLI, *Insensitive zones in the intrinsic region of Ge(Li) coaxial detectors*, Nucl. Instr. and Meth. 79 170 (1970).
- [2] R. D. BAERTSCH, *Collimated beam scanning of pure germanium detectors*, IEEE Nucl. Sci. 20 (1) 488 (1973).
- [3] S. WAGNER, R. TRAMELL and F. J. WALTER, *The efficiency instability problem of coaxial Ge-detectors*, IEEE Nucl. Sci. 19 (3) 380 (1972).
- [4] J. LLACER, *Geometric control of surface leakage current and noise in lithium drifted Si-radiation detectors*, IEEE Nucl. Sci. 13 (1), 93 (1966).
- [5] D. E. DAVIES und P. P. WEBB, *Surface potential measurements of Ge(Li)-diodes*, IEEE Nucl. Sci. 13 (1), 78 (1966).
- [6] E. BALDINGER and E. HALLER, *Methoden zur Untersuchung der Oberfläche einer Ge(Li)-Diode*, Helv. Phys. Acta 43 (8), 833 (1970).
- [7] J. V. WIENSKOWSKI and W. MÖNCH, *Channel conductivity of cleaved and annealed Ge-surfaces*, Phys. Stat. Sol. (b) 45, 583 (1971).
- [8] *Semiconductor Surface Physics, Proceedings of the Conference on the Physics of Semiconductor Surfaces, Philadelphia 1956* (edited by R. H. KINGSTON).
- [9] A. MANY, Y. GOLDSTEIN and N. B. GROVER, *Semiconductor Surfaces* (North Holland Publishing Company, Amsterdam 1965).
- [10] G. BERTOLLINI and A. COCHE, *Semiconductor Detectors* (North Holland Publishing Company, Amsterdam 1968).
- [11] R. DINGER, *Messung von Oberflächenpotentialen mit Hilfe einer Elektronenkanone*, Helv. Phys. Acta 45 (6), 997 (1972).
- [12] N. J. HANSEN, *The pulse height defect in silicon surface barrier detectors*, Nucl. Instr. and Meth. 96, 373 (1971).
- [13] E. ELAD, *Dead layers in charged particle detectors*, IEEE Nucl. Sci. 20 (1), 534 (1973).
- [14] E. SAKAI, *Slow pulses from germanium detectors*, IEEE Nucl. Sci. 18 (1), 208 (1971).