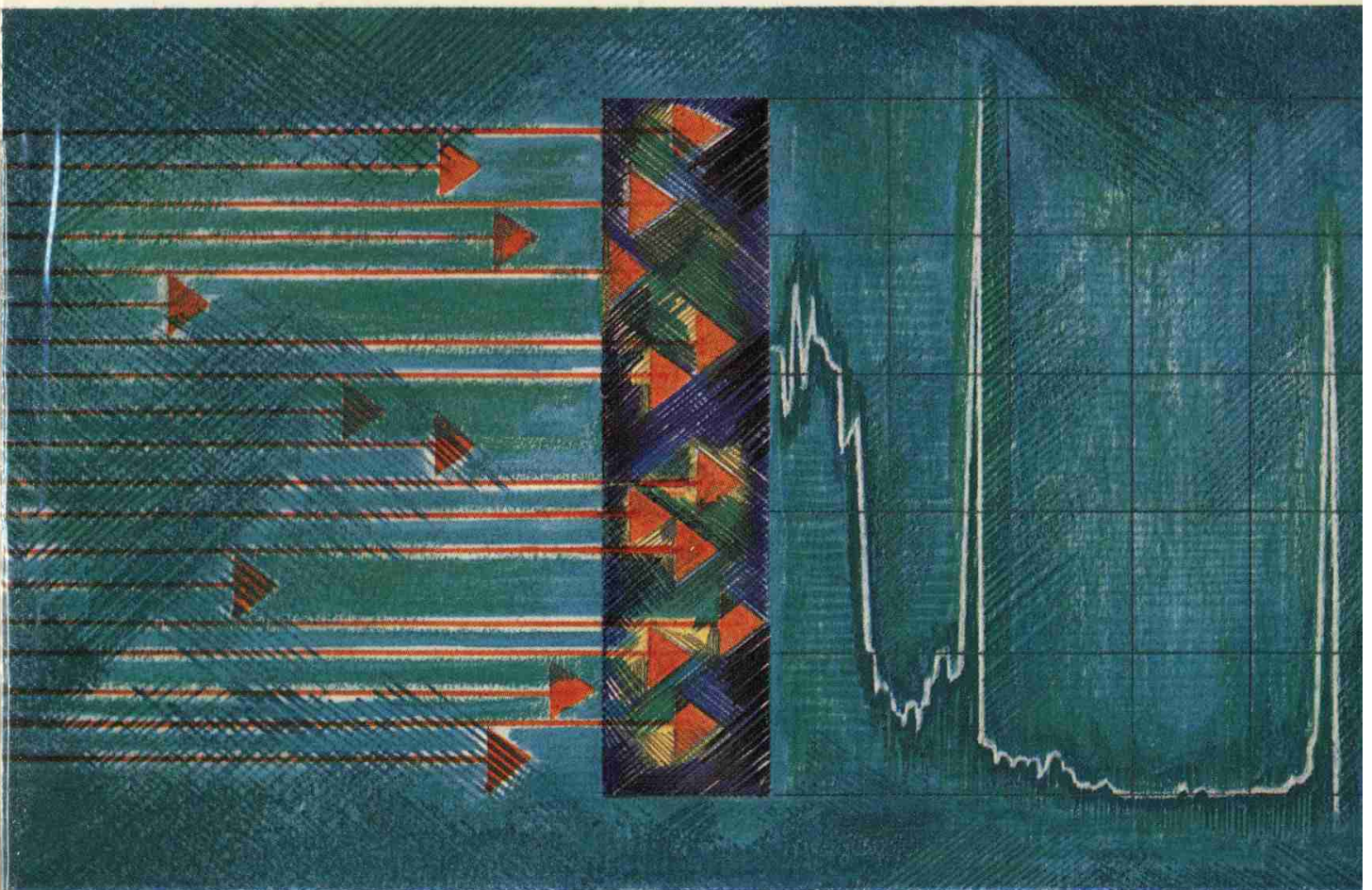


# VALVO

Halbleiter-Kernstrahlungsdetektoren



VALVO

## Halbleiter- Kernstrahlungsdetektoren



# HALBLEITER-KERNSTRAHLUNGSDETEKTOREN



## **Halbleiter-Kernstrahlungsdetektoren**

**HERAUSGEGEBEN VON DER VALVO GMBH HAMBURG 1**

Alle den Inhalt und den Versand dieser Broschüre betreffenden Zuschriften sind an die VALVO GmbH, 2 Hamburg 1, Burchardstraße 19, zu richten.

Die VALVO GmbH übernimmt keine Gewähr, daß die in dieser Schrift angegebenen Schaltungen, Geräte, Maschinen, Anlagen, Bauelemente, Baugruppen oder Verfahren frei von Schutzrechten sind. Die hier gegebenen Ratschläge sind unverbindliche und keine Haftung begründende Empfehlungen.

Nachdruck, auch auszugsweise, ist nur gestattet, wenn im Einzelfall die Genehmigung des Herausgebers dazu vorliegt.

Abgabe dieser Broschüre gegen eine Schutzgebühr von 4,- DM

Ausgabe November 1969

# INHALT

<b>1. Einleitung</b>	7
<b>2. Grundlagen</b>	7
2.1. Prinzipielle Wirkungsweise eines Halbleiter-Strahlungsdetektors	7
2.2. Ionisationsprozeß im Halbleiterkristall	8
2.3. Ladungssammlung	12
2.4. Energieproportionale Anzeige	15
2.5. Zeitauflösung	18
2.6. Energieauflösung	21
<b>3. Die verschiedenen Arten von Halbleiter-Strahlungsdetektoren</b>	25
3.1. Homogene Detektoren	25
3.2. Detektoren mit diffundiertem <i>PN</i> -Übergang	28
3.3. Oberflächensperrschicht-Detektoren	34
3.4. Lithium-gedriftete Detektoren	40
3.5. Detektoren, deren Kristalleigenschaften durch Bestrahlung geändert werden	46
<b>4. Die Messung von Korpuskular- und Quantenstrahlung</b>	47
4.1. $\alpha$ -Teilchen	47
4.2. Protonen, Deuteronen, Tritonen	49
4.3. Spaltprodukte	49
4.4. $\beta$ -Teilchen (Elektronen)	49
4.5. Röntgen- und $\gamma$ -Strahlung	51
4.6. Neutronen	55
4.7. Teilchendiskriminierung	58
<b>5. Signalverstärkung</b>	58
5.1. Allgemeine Betrachtungen	58
5.2. Ladungsempfindlicher Vorverstärker	59
5.3. Hauptverstärker	65
5.4. Impulshöhenanalysator	66
<b>6. Kryostat</b>	67
6.1. Einleitung	67
6.2. Aufbau des Kryostaten CRY 2	68
6.3. Technische Einzelheiten des Kryostaten	69
<b>7. Verschiedene Hinweise</b>	72
7.1. Detektorrauschen in Abhängigkeit von der Sperrspannung	72
7.2. „Pile up“-Effekt	73
7.3. Ermittlung der Sperrschichttiefe	74
7.4. Ermittlung der Fensterdicke	75

## 1. Einleitung

Auf dem Gebiet der Kernstrahlungsmeßtechnik hat man in den letzten Jahren große Fortschritte erzielt. Sie wurden zum Teil erst durch die Entwicklung neuartiger, leistungsfähigerer Detektoren ermöglicht. Besondere Bedeutung haben die Halbleiter-Kernstrahlungsdetektoren erlangt, die sich auf vielen Anwendungsgebieten in zunehmendem Maße gegen die bekannten, herkömmlichen Detektoren wie zum Beispiel Ionisationskammern, Proportional- und Szintillationszähler durchsetzen.

Halbleiter-Kernstrahlungsdetektoren vereinen den Vorteil kleiner Abmessungen mit hervorragenden elektrischen Eigenschaften. Besonders bemerkenswert ist die gute Energie- und Zeitauflösung sowie die Möglichkeit einer energie-linearen und (nahezu) teilchenunabhängigen Eichung. Neben dem Nachweis von Gamma- und Korpuskularstrahlen ist das Zählen und Messen einzelner Teilchen und Photonen möglich.

## 2. Grundlagen

### 2.1. Prinzipielle Wirkungsweise eines Halbleiter-Strahlungsdetektors

Ein Halbleiter-Strahlungsdetektor besitzt als strahlungsempfindliches Element einen einkristallinen Halbleiterkristall. Dieser besteht in der Regel aus Germanium (Ge) oder Silizium (Si), da bisher nur diese Halbleiter wirtschaftlich in ausreichender Größe, Reinheit und Kristallperfektion hergestellt werden konnten. (Eine Zusammenstellung wichtiger Eigenschaften von Ge und Si wird in Tabellenform am Schluß der Broschüre gegeben.) An dem Kristall sind einander gegenüberliegend zwei Metallelektroden angebracht, so daß man diese Anordnung als Plattenkondensator ansehen kann, bei dem ein Halbleiter das Dielektrikum bildet.

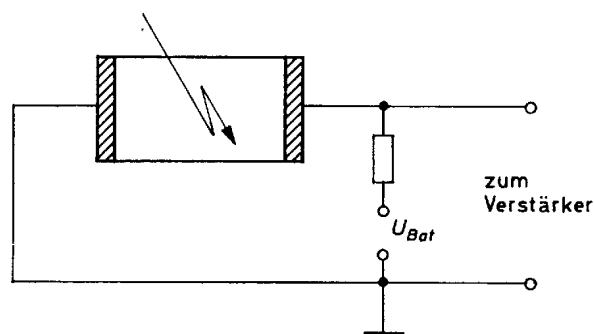


Bild 2.1. Prinzipielle Darstellung eines Halbleiter-Kernstrahlungsdetektors

Legt man an die Elektroden eine Gleichspannung, so entsteht im Kristall ein elektrisches Feld und es beginnt ein (unerwünschter) Dunkel- oder Ruhestrom durch den Kristall zu fließen. Dieser von der Kristalltemperatur stark abhängige Strom ist hauptsächlich auf die thermische Generation freier Ladungs-

träger zurückzuführen. Bei Bestrahlung des Detektors wird Strahlungsenergie im Kristall absorbiert, wodurch zusätzliche freie Ladungsträger, und zwar Elektronen und Defektelektronen in gleicher Anzahl, generiert werden. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes findet eine Trennung der Ladungsträger statt, wobei die Elektronen zur positiven, die Defektelektronen zur negativen Elektrode wandern. Sie verursachen hier eine kurzzeitige Ladungserhöhung und damit einen Stromstoß im Detektorkreis. An einem in diesen Kreis geschalteten Widerstand entsteht ein entsprechender Spannungsimpuls, der verstärkt und dann ausgewertet werden kann (Bild 2.1).

Der geschilderte Detektor stellt im Prinzip eine Ionisationskammer dar, bei der das Gas durch einen Festkörper ersetzt worden ist.

## 2.2. Ionisationsprozeß im Halbleiterkristall

Bei der Absorption geladener Teilchen oder Strahlungsquanten (Photonen) in einem Halbleiterkristall wird ein Ionisationsprozeß ausgelöst, bei dem Elektron-Defektelektronpaare erzeugt werden. Hierbei kommt es zu einer registrierbaren Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration im Kristall.

Der Ionisationsvorgang beginnt damit, daß zum Beispiel ein geladenes Teilchen seine Energie durch Stoßprozesse auf Elektronen überträgt. Wegen der Stoßbedingungen sowie des großen Unterschiedes in der Masse zwischen dem stoßenden Teilchen und einem Elektron kann das Teilchen nur einen kleinen Teil seiner Energie auf ein Elektron übertragen. Es sind daher viele Zusammenstöße erforderlich, bis das Teilchen seine Energie vollständig abgegeben hat.

Die auf ein Elektron maximal übertragbare Energie  $W_{max}$  errechnet sich aus

$$W_{max} = 4 \frac{m M}{(m + M)^2} W. \quad (2.1)$$

Hierin bedeuten:

- $m$  Elektronenmasse ( $9,11 \cdot 10^{-28}$  g),
- $M$  Masse des stoßenden Teilchens,
- $W$  Energie des stoßenden Teilchens.

### Zahlenbeispiel:

$$M = 1,673 \cdot 10^{-24} \text{ g (Proton)},$$

$$W = 6 \text{ MeV.}$$

Man erhält

$$W_{max} = \frac{4 \cdot 9,11 \cdot 10^{-28} \cdot 1,673 \cdot 10^{-24} \cdot 6 \cdot 10^6}{(9,11 \cdot 10^{-28} + 1,673 \cdot 10^{-24})^2} \text{ eV} \approx 13 \text{ keV.}$$

Zur vollständigen Absorption der Teilchenenergie wären also (im gewählten Beispiel) rund 460 Stöße mit Elektronen erforderlich, wenn jedesmal die maxi-

mal mögliche Energie auf ein Elektron übertragen werden würde. Da dieses nicht der Fall ist, liegt die tatsächliche Stoßzahl noch wesentlich höher.

Die von Stoßprozessen betroffenen Elektronen wechseln in das Leitungsband bzw. in darüberliegende, unbesetzte Energiebänder über, wobei jedes dieser nun „freien“ Elektronen ein (positives) Defektelektron in einer Elektronenschale hinterläßt (Bild 2.2). Die freien Elektronen erzeugen in einer Folge von Sekundärprozessen weitere Elektron-Defektelektronpaare, wobei sie mit jedem Stoß Energie abgeben. Der Ionisationsvorgang ist beendet, wenn die Energie der Elektronen unter einen zur Generation von Elektron-Defektelektronpaaren erforderlichen Mindestwert gesunken ist. Im Bändermodell nehmen die Elektronen nunmehr einen Platz nahe der unteren Kante des Leitungsbandes ein (Bild 2.2).

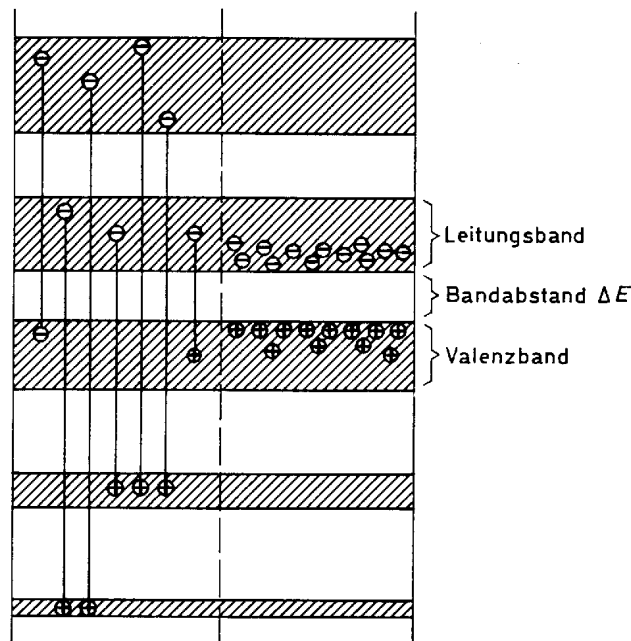


Bild 2.2. Die linke Hälfte des Bildes zeigt den durch eine Teilchenabsorption ausgelösten Anfangszustand: Elektronen wurden aus vollbesetzten Bändern ins Leitungsband und in darüber liegende unbesetzte Bänder gehoben.

Die rechte Hälfte stellt den Zustand dar, der sich nach Ablauf der Sekundärprozesse einstellt.

Defektelektronen, die in tiefer gelegenen Schalen entstanden sind, werden durch Elektronen aus höher liegenden ersetzt. Bei diesem „Auffüll“-Vorgang wird Energie frei, da die energiereicheren Elektronen aus den weiter außen liegenden Schalen ihre überschüssige Energie abgeben. Dieses kann in Form von Strahlung geschehen (charakt. Röntgenstrahlg.), wobei Strahlungsquanten in sekundären Absorptionsprozessen die Generation weiterer Elektron-Defektelektronpaare auslösen. Die freiwerdende Energie kann aber auch Elektronen desselben Atoms soweit anregen, daß sie zu freien Elektronen werden. Der sekundäre Ionisationsprozeß ist beendet, wenn alle Atomshalen bis auf die



äußere mit Elektronen aufgefüllt sind. Im Bändermodell nehmen die Defektelektronen nunmehr einen Platz nahe der oberen Kante des Valenzbandes ein (Bild 2.2).

Ein Teil der absorbierten Energie wird für die Anregung von Gitterschwingungen verbraucht. Bezieht man die Anzahl der generierten Ladungsträger auf die absorbierte Gesamtenergie, so ergibt sich pro Elektron-Defektelektronpaar der Energiewert

$$w = 2,2 \Delta E + C. \quad (2.2)$$

Hierbei ist  $\Delta E$  der Bandabstand des betreffenden Halbleiters, der zum Beispiel (bei 300 °K) für Silizium 1,1 eV und Germanium 0,76 eV beträgt.  $C$  ist eine Größe, die die für die Gitterschwingungen verbrauchte Energie berücksichtigt. Durch Messungen wurde der Wert von  $w$  für Silizium mit 3,55 eV und für Germanium mit 2,8 eV ermittelt.

Bei der Absorption der Energie  $W$  eines Teilchens werden also  $W/w$  Ladungsträgerpaare generiert. Diese Angabe gilt – im Rahmen der Meßgenauigkeit – weitgehend unabhängig von der Teilchensorte und der Teilchenenergie. Nur für sehr energiearme Teilchen kann ein Fehler auftreten, da unterhalb einer unter anderem von dem Halbleitermaterial, der Temperatur und der Art der einfallenden Teilchen abhängigen Energieschwelle eine Elektronen-Defektelektronenerzeugung praktisch nicht mehr stattfindet. Dieser Schwellenwert beträgt zum Beispiel bei Silizium für Protonen etwa 200 eV und für  $\alpha$ -Teilchen 1 keV.

Auch bei der Absorption von Gamma- und Röntgenstrahlen werden Elektron-Defektelektronpaare erzeugt. Die Primärabsorption kann hierbei jedoch außer durch den Fotoeffekt auch durch den Comptoneffekt und die Paarbildung (Elektron + Positron) erfolgen.

Beim Fotoeffekt findet eine Übertragung der Photonenenergie auf ein Elektron der K-, L- oder M-Schale statt gemäß der Beziehung

$$E_{\text{Photon}} = E_{\text{Ionisation}} + E_{\text{Elektron}}.$$

Die auf das Elektron übertragene Energie wird dann in einer Folge von sekundären Stoßprozessen bei der Erzeugung einer entsprechenden Anzahl von Elektron-Defektelektronpaaren verbraucht.

Beim Comptoneffekt wird nur ein Teil der Energie eines Photons auf ein Elektron übertragen. Das befreite Elektron löst wiederum sekundäre Stoßprozesse aus. Die Energie des Photons wird bei diesem Streuprozess sprunghaft vermindert (die Wellenlänge der Strahlung entsprechend erhöht). Der geschilderte Vorgang kann sich wiederholen. Mit abnehmender Photonenenergie erhöht sich jedoch die Wahrscheinlichkeit, daß die Strahlung über den Fotoeffekt absorbiert wird.

Der Prozeß der Paarbildung kann erst auftreten, wenn die Photonenenergie mehr als  $10^6$  eV beträgt. Es ist dann möglich, daß diese Energie im Feld eines

Atomkerns zur Bildung eines Elektron-Positronpaares führt. Das energiereiche Elektron gibt seine Energie mittels sekundärer Stoßprozesse weiter. Das Positron rekombiniert nach Abgabe seiner Energie durch Abbremsung, wobei eine Strahlung niedrigerer Energie entsteht (Vernichtungsstrahlung). Diese wird dann über den Compton- oder Fotoeffekt absorbiert.

Mit welchen Anteilen Fotoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung an einem Absorptionsvorgang beteiligt sind, hängt von der Höhe der Strahlungsenergie und der Art des Halbleiters ab (Bild 2.3).

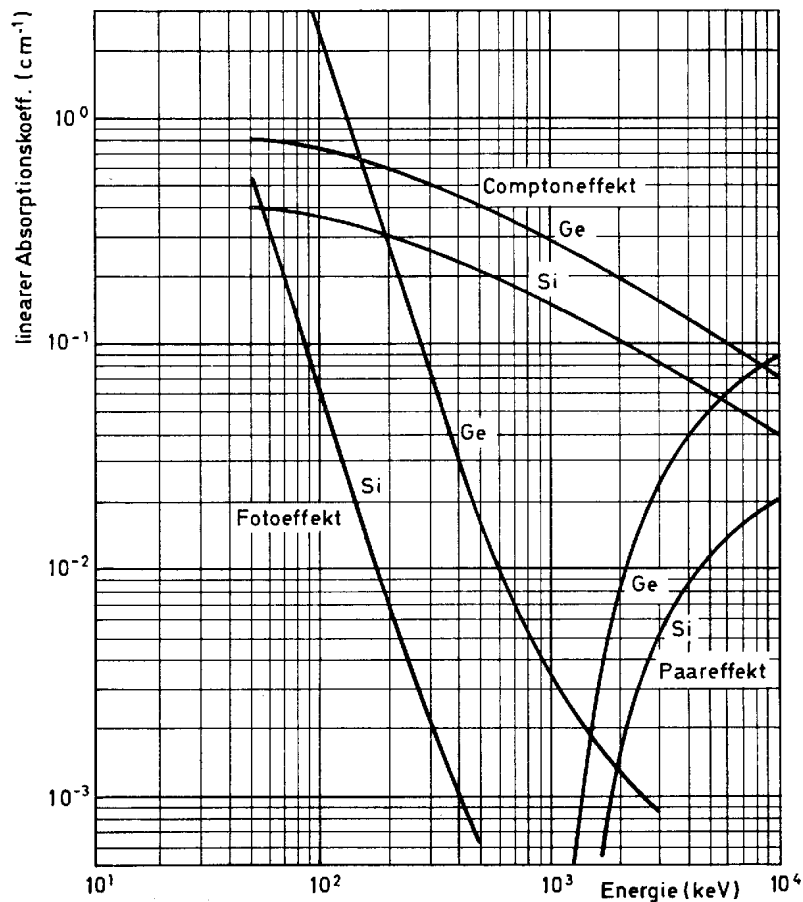


Bild 2.3. Abhängigkeit des linearen Absorptionskoeffizienten von der Energie beim Fotoeffekt, beim Comptoneffekt und bei der Paarbildung für Ge und Si

Die Proportionalität zwischen absorbiertener Strahlungsenergie und der Anzahl der erzeugten Ladungsträger bleibt trotz der unterschiedlichen Absorptionsmechanismen, wie bei der Teilchenabsorption, in einem weiten Energiebereich erhalten. Die Erklärung hierfür kann darin gesehen werden, daß nur bei den Primärprozessen grundsätzliche Unterschiede in den Absorptionsvorgängen bestehen. Die größte Zahl der generierten Ladungsträger entsteht jedoch bei den sich ähnelnden Sekundärprozessen.

### 2.3. Ladungssammlung

Bei der Absorption geladener Teilchen oder Photonen werden Elektron-Defekt-elektronpaare erzeugt. Die Anzahl der generierten Ladungsträgerpaare errechnet sich aus  $W/w$ , so daß für die entstehende Ladung  $Q$  die Gleichung

$$Q = e W/w \quad (2.3)$$

gilt, mit

- $e$  Elementarladung,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  As ,
- $W$  absorbierte Energie,
- $w$  mittlere, zur Erzeugung von einem Elektron-Defektelektronpaar erforderliche Energie (3,55 eV für Si; 2,8 eV für Ge).

An den Vorgang der Ladungssammlung werden zwei Forderungen gestellt:

1. Die Sammlung der Ladungsträger an den Elektroden soll möglichst schnell erfolgen, da dieses für das Zeit- und Energieauflösungsvermögen des Detektors günstig ist.
2. Die Sammlung der Ladungsträger soll möglichst vollständig sein; eine Forderung, die ebenfalls für ein gutes Energieauflösungsvermögen erfüllt sein muß.

Zu Punkt 1:

Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes wandern die Elektronen zur positiven, die Defektelektronen zur negativen Elektrode. Herrscht im Kristall eine konstante Feldstärke, dann gilt für die maximale Zeit, innerhalb der dieser Wanderungsvorgang auch für die langsamere Ladungsträgersorte beendet ist,

$$t_s = \frac{d}{\mu E} \quad (2.4)$$

Hierin sind:

- $t_s$  Sammelzeit,
- $d$  Dicke des strahlungsempfindlichen Kristallvolumens,
- $\mu$  Beweglichkeit der langsameren Ladungsträgersorte (Defektelektronen),
- $E$  elektrische Feldstärke.

#### Zahlenbeispiel:

Es sei

- $d$   $10^{-1}$  cm ,
- $\mu$   $1,8 \cdot 10^4$  cm<sup>2</sup>/Vs (Defektelektronen in Si bei 77 °K),
- $E$   $2,5 \cdot 10^3$  V/cm .

Man erhält als Sammelzeit

$$t_s = \frac{d}{\mu E} = \frac{10^{-1}}{1,8 \cdot 10^4 \cdot 2,5 \cdot 10^3} \text{ s} = 2,22 \cdot 10^{-9} \text{ s} .$$

Die Sammelzeit  $t_s$  ist definiert als diejenige Zeitspanne, die die langsameren Defektelektronen benötigen, um von der positiven Elektrode, in deren unmittelbarer Nachbarschaft sie generiert sein können, zur negativen zu gelangen.

Aus der Definition der Sammelzeit folgt, daß die auf einzelne Absorptionsvorgänge bezogenen, tatsächlich auftretenden Sammelzeiten durchaus unterschiedlich sein können. Sie hängen nämlich davon ab, an welcher Stelle der Kristalloberfläche und unter welchem Winkel ein Teilchen einfällt.

Zu den die Sammelzeit bestimmenden Größen  $d$ ,  $\mu$  und  $E$  (Gl. (2.4)) ist folgendes zu sagen:

Die Dicke  $d$  des strahlungsempfindlichen Volumens läßt sich oftmals nicht frei wählen, da je nach Energie und Art der zu messenden Teilchen bzw. Strahlung ein bestimmtes Mindestkristallvolumen zur Verfügung stehen muß. Hierauf wird in Abschnitt 2.4 noch ausführlich eingegangen.

Die Beweglichkeit  $\mu$  ist eine Materialeigenschaft. Sie ist für Elektronen und Defektelektronen unterschiedlich und hängt unter anderem von der Art des Halbleiters, der Kristalltemperatur sowie der Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ab.

Bei den bekanntesten und für Kernstrahlungsdetektoren meistens benutzten Halbleitern Germanium und Silizium besitzt  $\mu$  bei  $T = 300^\circ\text{K}$  folgende Werte:

Material	Elektronen $\mu_n$ (cm <sup>2</sup> /Vs)	Defektelektronen $\mu_p$ (cm <sup>2</sup> /Vs)
Ge	3600	1400
Si	1800	400

Die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit ist erheblich. Mit abnehmender Temperatur steigt  $\mu$  an, wie zum Beispiel für Germanium aus Bild 2.4 zu ersehen ist. Eine Kühlung des Detektors ist daher auch aus diesem Grunde vorteilhaft.

Die Betriebsspannung des Detektors, und damit die im Kristall wirksame Feldstärke  $E$ , läßt sich leicht in weiten Grenzen variieren. Mit der Erhöhung der Feldstärke nimmt die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger zu und die Sammelzeit verkleinert sich entsprechend. Die Driftgeschwindigkeit läßt sich jedoch nur bis etwa  $10^7$  cm/s steigern, da die Beweglichkeit  $\mu$  der Ladungsträger bei Driftgeschwindigkeiten größer als  $10^6$  cm/s mit steigender Feldstärke abnimmt. Unabhängig davon wird die Feldstärke durch die für jeden Detektor vorgeschriebene maximale Betriebsspannung begrenzt.

Mit einer Erhöhung der Feldstärke wächst der Dunkel- oder Ruhestrom des Detektors und damit auch das Rauschen an. Es ist daher nicht in jedem Fall günstig, den Detektor mit der maximalen Betriebsspannung zu betreiben. Das damit verbundene höhere Rauschen kann sich bei bestimmten Messungen störender auswirken, als eine bei erniedrigter Betriebsspannung erhöhte Sammelzeit.

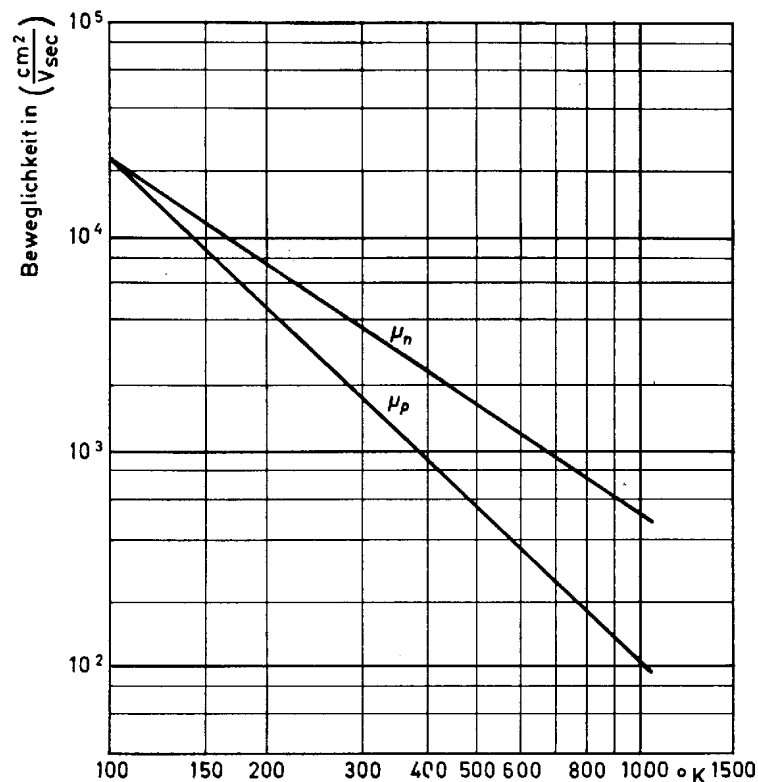


Bild 2.4. Einfluß der Temperatur auf die Beweglichkeit der Elektronen ( $\mu_n$ ) und der Defektelektronen ( $\mu_p$ ) in Ge

Wie die Ausführungen gezeigt haben, sind die Beeinflussungsmöglichkeiten der Sammelzeit  $t_s$  relativ gering. Mit den derzeitigen Halbleiter-Strahlungsdetektoren lassen sich  $t_s$ -Werte zwischen 0,1 ns und 1  $\mu\text{s}$  erzielen.

Zu Punkt 2:

In jedem Halbleiter-Kristall fallen ständig Ladungsträgerpaare durch Rekombination für die Ladungssammlung aus. Die Rekombinationsverluste lassen sich klein halten, wenn Kristalle höchster Perfektion und Reinheit verwendet werden. Ein Gütemerkmal des Kristalls ist die Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$ . Man versteht hierunter die Zeitspanne, die vergeht, bis eine unter bestimmten Bedingungen im Kristall erzeugte Zusatzkonzentration von Ladungsträgern auf den Wert  $1/e$  abgeklungen ist. Kristalle mit Lebensdauerwerten von  $\tau > 100 \mu\text{s}$  können als sehr gut angesehen werden. Man kann zwar, zum Beispiel bei Germanium,  $\tau$ -Werte von einigen Millisekunden erreichen; es ist jedoch zu beachten, daß diese Werte stark abnehmen, wenn man einen Kristall bei der technologischen Weiterbehandlung (zum Beispiel bei der Kontaktierung) höheren Temperaturen aussetzt. Aus diesem Grunde wird auch der angegebene Richtwert  $\tau > 100 \mu\text{s}$  in der Praxis meistens erheblich unterschritten.

Bei den erwähnten kurzen Sammelzeiten ( $t_s = 10^{-6}$  bis  $10^{-10}$  s) ist es zunächst kaum zu verstehen, wie es bei Kristallen mit guten Lebensdauerwerten zu registrierbaren Rekombinationsverlusten kommen kann. Es entsteht jedoch

bei der Absorption eines hochenergetischen Teilchens im Kristall entlang der Teilchenbahn ein Plasmaschlauch mit außerordentlich hoher Ladungsträgerkonzentration ( $10^{17}$  bis  $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ ). Die Folge ist eine starke Vergrößerung der Sammelzeit, da das elektrische Feld in dem hochleitenden Plasmagebiet praktisch zusammenbricht und damit die Ladungstrennung verzögert wird. Gleichzeitig tritt durch die extrem hohe Ladungsträgerdichte eine Erniedrigung der effektiven Lebensdauer bis zu einigen Zehnerpotenzen auf (Bild 2.5). Hinzu

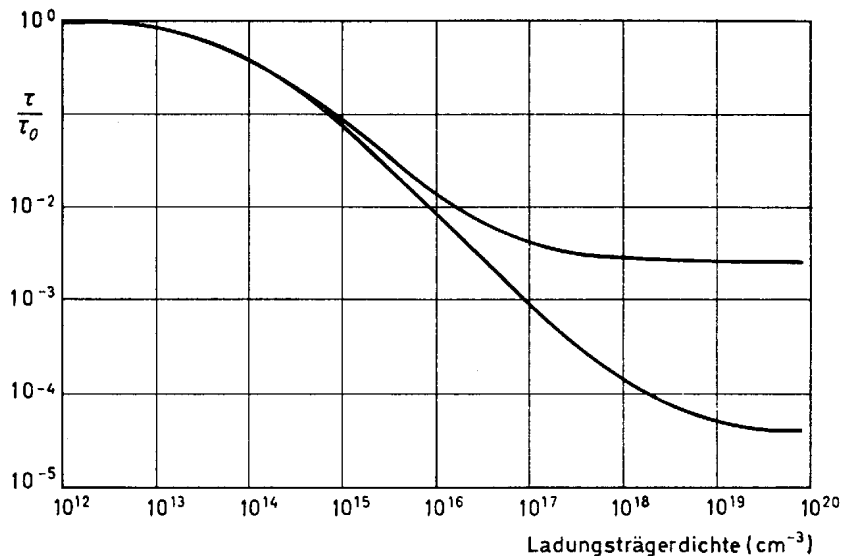


Bild 2.5. Abhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer von der Ladungsträgerdichte. Es wurden zwei Kristalle mit unterschiedlicher energetischer Lage der Rekombinationszentren zugrunde gelegt.

kommt, daß die für die Ladungsträgerrekombination verantwortlichen Rekombinationszentren nicht homogen im Kristallvolumen verteilt sind, wodurch die bei einem Absorptionsvorgang auftretenden Rekombinationsverluste ortsabhängig werden. Absorbierte Teilchen gleicher Energie verursachen dann Spannungsimpulse, deren Höhe unterschiedlich und davon abhängig ist, an welcher Stelle des Kristallvolumens die Teilchenbahn verläuft.

Aus den angeführten Gründen ist es daher sehr wesentlich, für Halbleiter-Strahlungsdetektoren Kristalle zu verwenden, deren Lebensdauerwerte an der oberen Grenze des technisch Realisierbaren liegen.

#### 2.4. Energieproportionale Anzeige

In einem Halbleiter-Strahlungsdetektor ist die Amplitude des durch Strahlungsabsorption verursachten Spannungsimpulses der Strahlungsenergie weitgehend proportional, wenn folgende Voraussetzungen erfüllt sind:

1. Die einfallende Strahlung wird (fast) vollständig im strahlungsempfindlichen Volumen des Halbleiter-Kristalls absorbiert.

2. Die durch die Strahlungsabsorption erzeugten Ladungsträger erreichen (nahezu) alle die Elektroden.
3. Die Anstiegszeit der Impulse (Sammelzeit) ist sehr kurz gegenüber der Impulsabfallzeit des Detektors.

Zu Punkt 1:

Man geht bei dieser Voraussetzung davon aus, daß Proportionalität zwischen der im Kristallvolumen absorbierten Strahlungsenergie und der Anzahl der durch den Absorptionsprozeß erzeugten Ladungsträgerpaare besteht. Tatsächlich ist eine solche Proportionalität in der Regel gegeben, wie in Abschnitt 2.2 bereits näher behandelt wurde.

In der Praxis kann die zu messende Strahlung das strahlungsempfindliche Kristallvolumen eines Detektors nur durch ein „Fenster“ erreichen. Unter „Fenster“ wird dabei alles verstanden, was von der Strahlungsquelle her gesehen, vor dem strahlungsempfindlichen Kristallvolumen liegt. Hierzu gehört das Gehäuse, in dem der Detektorkristall eingebaut sein kann oder das zwischen Detektor und Strahlungsquelle liegende Medium (zum Beispiel Luft) ebenso, wie ein zu Kontaktierungszwecken auf dem Kristall aufgedampfter Metallfilm oder eine dünne Kristallschicht an der Oberfläche, die nicht zum strahlungsempfindlichen Volumen gehört.

Die durch das „Fenster“ entstehenden Absorptionsverluste und die damit verbundenen Meßfehler sollten bei jeder Messung abgeschätzt werden. Außer bei der Messung niederenergetischer Strahlungen, können die Verluste häufig unberücksichtigt bleiben.

Hat eine Strahlung das Fenster passiert, kann eine vollständige Absorption der um die Fensterverluste verminderten Strahlungsenergie nur erfolgen, wenn eine ausreichende Tiefenausdehnung des strahlungsempfindlichen Kristallvolumens zur Verfügung steht. Für jede Strahlungsart gilt nämlich, daß eine Strahlung um so tiefer in den Kristall eindringt, je größer ihre Energie ist. In einem Kristall vorgegebener Dicke kann die vollständige Absorption einer Strahlung daher nur bis zu einer bestimmten Maximalenergie erfolgen. Die Maximalenergie hängt von der Art der Strahlung und der Kernladungszahl des Halbleitermaterials ab.

Zusammenfassend läßt sich sagen:

Eine nahezu vollständige Absorption der einfallenden Strahlung setzt voraus, daß – bezogen auf die zu messende Strahlung – die Fenster-Absorptionsverluste vernachlässigbar klein und das strahlungsempfindliche Kristallvolumen hinreichend groß ist. Beide Voraussetzungen lassen sich in der Praxis häufig erfüllen.

In den Bildern 2.6, 2.7 und 2.8 sind die Energie-Reichweite-Kurven verschiedener korpuskularer Strahlungsarten für Germanium und Silizium dargestellt.

Bild 2.6.  
Zusammenhang zwischen der Reichweite und der Energie von Teilchen in Germanium

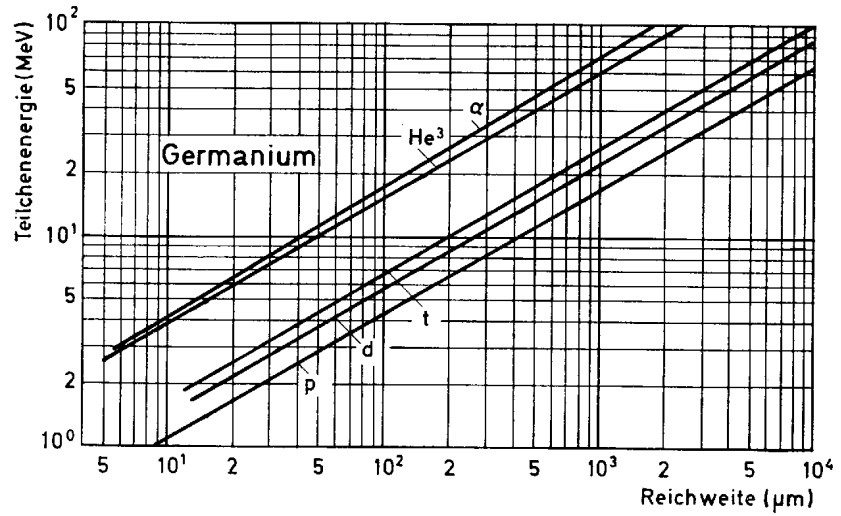


Bild 2.7.  
Zusammenhang zwischen der Reichweite und der Energie von Teilchen in Silizium

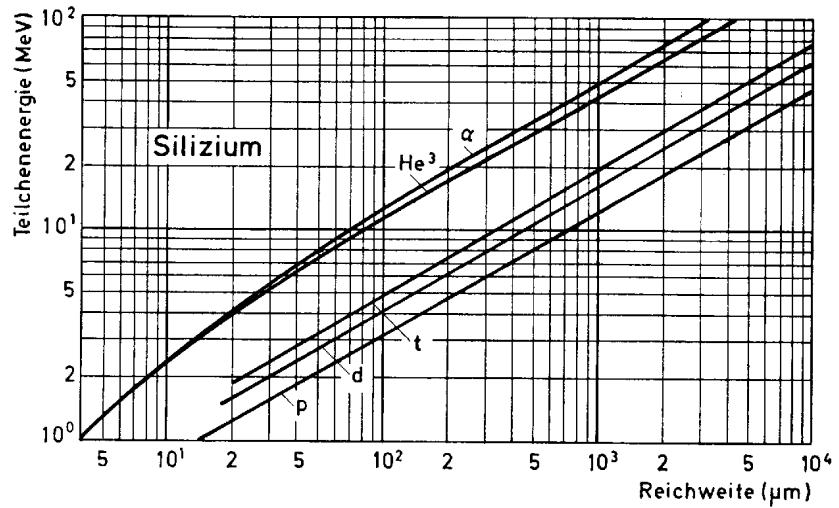
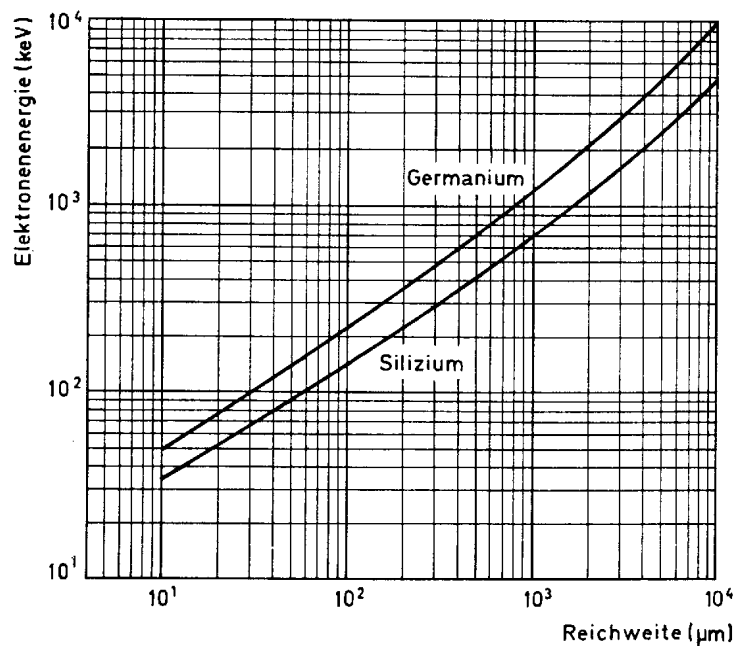


Bild 2.8.  
Zusammenhang zwischen der Reichweite und der Energie von Elektronen in Germanium und Silizium





Zu Punkt 2:

Die Ladungsträger erreichen dann (fast) alle die Elektroden, wenn die in Abschnitt 2.3 bereits behandelte Ladungssammlung nahezu vollständig erfolgt. Die mit der Ladungssammlung verbundenen Probleme und Schwierigkeiten wurden ausführlich in Abschnitt 2.3 Punkt 2 behandelt.

Zu Punkt 3:

Schon während der Anstiegszeit des durch eine Strahlungsabsorption ausgelösten Impulses findet ein Abfließen von Elektronen von den Detektorelektroden durch die dem Detektor parallel liegenden Widerstände statt. Selbst dann also, wenn alle generierten Ladungsträger die Elektroden erreichten, könnte die durch diese Ladungsträger verursachte Spannungsänderung nicht exakt der sich gemäß Gl. (2.3) ergebenden Ladung entsprechen. Grundsätzlich wäre es ausreichend, wenn Sammelzeit und Impulsabfallzeit in einem an sich beliebigen aber festen Verhältnis zueinander stünden. Da die Sammelzeiten bei den einzelnen Absorptionsvorgängen jedoch aufgrund der physikalischen Gegebenheiten streuen, läßt sich diese Voraussetzung nicht erfüllen, so daß die unter Punkt 3 aufgestellte Forderung voll bestehen bleibt.

Eine ausführliche Behandlung dieses Problems wird in Abschnitt 2.6 Punkt 4 vorgenommen.

Durch geeignete Wahl der Art des Detektors (siehe Abschnitte 3.1 bis 3.5), des Halbleiter-Materials, der elektrischen Eigenschaften und Abmessungen des Kristalls sowie der Betriebsbedingungen ist in den meisten Fällen eine energieproportionale, teilchenunabhängige Eichung möglich.

## 2.5. Zeitauflösung

Mit dem Zeitauflösungsvermögen – meistens nur kurz „Zeitauflösung“ genannt – wird die Fähigkeit eines Detektors charakterisiert, zwei kurz aufeinanderfolgende Ereignisse noch deutlich zu trennen. Der durch einen Ionisierungsvorgang an den Elektroden des Detektors verursachte Spannungsimpuls muß also möglichst kurze Anstiegs- und Abfallzeiten besitzen.

Die Anstiegszeit setzt sich aus der primären und sekundären Ionisationszeit (Abschnitt 2.2) sowie der Sammelzeit (Abschnitt 2.3) zusammen. Die Ionisationszeiten liegen bei etwa  $10^{-12}$  s und können daher gegenüber den Sammelzeiten ( $10^{-6}$  bis  $10^{-10}$  s) vernachlässigt werden. Die durch die Eigenschaften des Detektors bestimmte Impulsanstiegszeit ist also praktisch mit der Sammelzeit identisch. Die am Eingang des Vorverstärkers tatsächlich in Erscheinung tretenden Anstiegszeiten sind jedoch in der Regel wesentlich größer, da sie außer von der Sammelzeit noch von weiteren, durch die Schaltung gegebenen Parametern abhängig sind.

In Bild 2.9 wird die Ersatzschaltung des Detektors und des Verstärkereingangs gezeigt. Hierin bedeuten:

- $C_D$  Sperrschichtkapazität des Detektors,  
 $R_D$  Sperrschichtwiderstand,  
 $R_S$  Serienwiderstand des Detektors, bestehend aus den Metall/Halbleiter-Kontaktwiderständen der Elektroden und aus dem Bahnwiderstand des feldfreien Teils des Halbleiter-Kristalls,  
 $R_a$  Belastungswiderstand, bestehend aus dem Eingangswiderstand des Verstärkers und dem Widerstand, über den die Betriebsspannung dem Detektor zugeführt wird,  
 $C_e$  Eingangskapazität des Verstärkers.

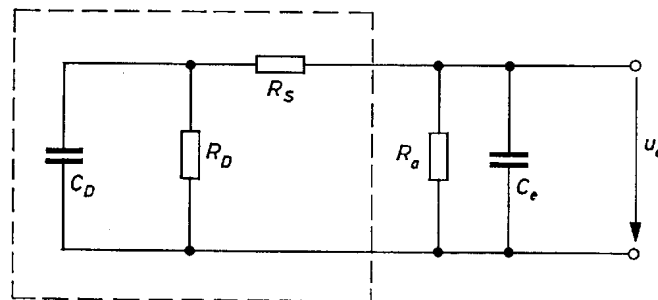


Bild 2.9. Ersatzschaltung eines Detektors einschließlich des Verstärkereingangs

Ist der übliche Fall gegeben, daß die Sammelzeit gegenüber der tatsächlichen, schaltungsbedingten Impulsanstiegszeit vernachlässigbar klein ist, läßt sich der Impuls in folgender Weise berechnen: Durch einen Ionisationsvorgang wird der Kondensator  $C_D$  auf die Spannung

$$U_D = \frac{Q}{C_D} = \frac{W \cdot e}{w C_D} \quad (2.5)$$

aufgeladen (siehe Gl. (2.3)).

Wegen der kurzen Sammelzeit ist die Aufladung von  $C_D$  beendet, bevor ein merklicher Ladestrom über  $R_S$  in  $C_e$  fließen kann.

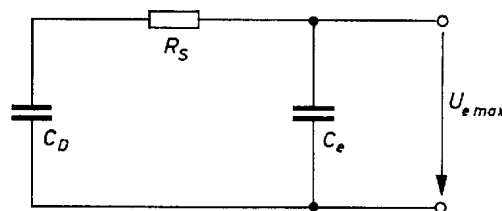


Bild 2.10. Vereinfachte Ersatzschaltung eines Detektors für den Aufladevorgang

Da  $R_D$  und  $R_a$  gegenüber  $R_S$  sehr hochohmig sind, beeinflussen sie den nun folgenden Aufladungsvorgang von  $C_e$  kaum, und man kann von der vereinfachten, in Bild 2.10 gezeigten Ersatzschaltung ausgehen. Die Aufladung von

$C_e$  ist beendet, wenn sich an beiden Kondensatoren die gleiche Spannung eingestellt hat. Diese Spannung  $U_{e\max}$  entspricht dem Scheitelwert des dem Verstärkereingang zugeführten Impulses. Es gilt angenähert

$$U_{e\max} = \frac{Q}{C_D + C_e}. \quad (2.6)$$

Die Impulsabfallzeit wird dadurch bestimmt, daß sich die auf  $U_{e\max}$  aufgeladenen Kondensatoren  $C_D$  und  $C_e$  über die Parallelschaltung von  $R_D$  und  $R_a$

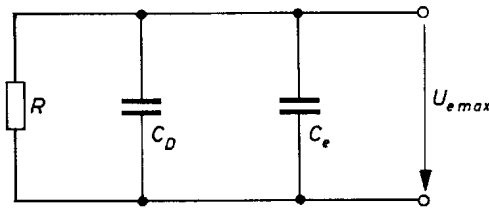


Bild 2.11.  
Vereinfachte Ersatzschaltung eines Detektors für den Entladevorgang

entladen müssen. Wegen  $R_S \ll R_D$  und  $R_S \ll R_a$  kann man für den Entladevorgang die Ersatzschaltung nach Bild 2.11 zugrunde legen. In dieser Schaltung wurde  $R$  für die Parallelschaltung von  $R_D$  und  $R_a$ , also

$$R = \frac{R_D \cdot R_a}{R_D + R_a}$$

gesetzt.

Der Spannungsverlauf an  $C_e$  und damit am Verstärkereingang läßt sich nun berechnen. Man erhält in erster Näherung

$$u_e(t) = \frac{Q}{C_D + C_e} \left[ \exp\left(-\frac{t}{R(C_D + C_e)}\right) - \exp\left(-\frac{t}{R_S \frac{C_D \cdot C_e}{C_D + C_e}}\right) \right]. \quad (2.7)$$

Die Anstiegszeit wird durch die Zeitkonstante

$$\tau_r = R_S \frac{C_D \cdot C_e}{C_D + C_e} \quad (2.8)$$

und die Abfallzeit durch die Zeitkonstante

$$\tau_f = R(C_D + C_e) = \frac{R_D \cdot R_a}{R_D + R_a} (C_D + C_e) \quad (2.9)$$

bestimmt.

Um eine hohe Zeitauflösung zu erreichen, müßte man also (bei vorgegebenem Detektor) einen Verstärker mit geringer Eingangskapazität benutzen und einen kleinen Widerstand für  $R_a$  anstreben.

Bei den vorangegangenen Ausführungen wurden die Schaltungskapazitäten nicht betrachtet. Selbstverständlich ist auf einen kapazitätsarmen Schaltungsaufbau zu achten. Eine Berücksichtigung von Schaltungskapazitäten in der Rechnung ist durch einen entsprechenden Zuschlag zu  $C_e$  leicht möglich.

Die sorgfältige Wahl eines geeigneten Detektors und dessen Betriebsbedingungen ist von großem Einfluß auf die erzielbare Zeitauflösung. Von besonderer Wichtigkeit ist, daß die einfallende Strahlung auch wirklich voll in der Feldzone des Detektors absorbiert wird. Eine Strahlungsabsorption in dem hinter der Feldzone liegenden feldfreien Kristallvolumen kann nämlich zu einer starken Erhöhung der Sammelzeit führen, da hier die Fortbewegung der Ladungsträger nur durch Diffusion erfolgt. Mit Detektoren, die eine sehr kurze Sammelzeit besitzen, lassen sich in Verbindung mit einer speziellen Elektronik Zählraten von  $10^7$  bis  $10^8$  Impulse pro Sekunde realisieren.

## 2.6. Energieauflösung

Das Energieauflösungsvermögen eines Detektors – meistens nur kurz „Energieauflösung“ genannt – ist eine außerordentlich wichtige Detektoreigenschaft. Sie gibt Aufschluß über die Amplitudenstreuung des Ausgangssignals bei der Messung einer monoenergetischen Teilchen- oder Quantenstrahlung.

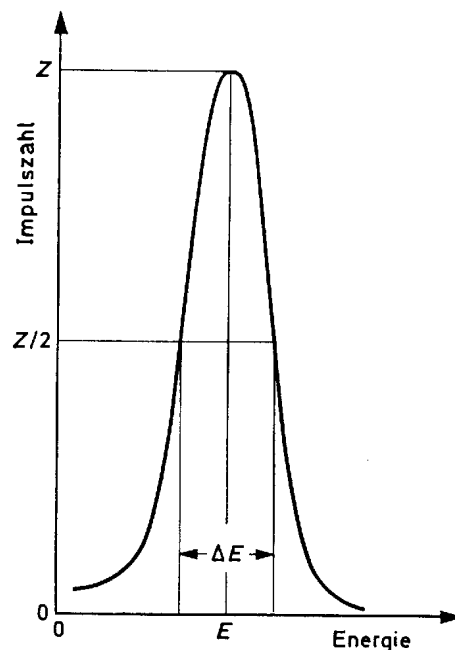


Bild 2.12. Prinzipieller Verlauf der Energieverteilung bei Messung einer monoenergetischen Strahlung.

Das Energieauflösungsvermögen eines Detektors (evtl. einschl. Verstärker) wird durch Angabe der Halbwertsbreite  $\Delta E$  der Verteilungskurve charakterisiert.

Eine monoenergetische Strahlung wird vom Detektor bei einer spektroskopischen Messung nicht als Energielinie, sondern als Energiespektrum ausgewiesen. Sortiert man die durch eine monoenergetische Strahlung ausgelösten Impulse in einem Impulshöhenanalysator und trägt die Impulszahl pro Energiegruppe über der Energie auf, so erhält man eine Energieverteilung, wie sie im Prinzip in Bild 2.12 dargestellt ist. Das Energieauflösungsvermögen eines

Detektors wird nun dadurch charakterisiert, daß man die Halbwertsbreite  $\Delta E$  der Energieverteilungskurve angibt.

Die Energieauflösung ist nicht nur von den Betriebsbedingungen, sondern auch von der Strahlungsart und der Strahlungsenergie abhängig.

Man findet daher in den Datenblättern für Strahlungsdetektoren beispielsweise folgende Angabe:  $\Delta E = 10 \text{ keV}$  bei  $E_\alpha = 5,477 \text{ MeV}$ . Diese Zahlen bedeuten, daß man bei der Bestrahlung des Detektors mit  $\alpha$ -Teilchen einheitlicher Energie ( $E_\alpha = 5,477 \text{ MeV}$ ) eine Energieverteilungskurve mit einer Halbwertsbreite von  $10 \text{ keV}$  erhalten würde. Anstelle des Betrages von  $\Delta E$  findet man manchmal auch eine Angabe, bei der die Halbwertsbreite in Prozenten der Teilchenenergie ausgedrückt wird. Im obigen Beispiel würde sich ein äquivalenter Wert von

$$\frac{\Delta E}{E_\alpha} = \frac{10 \text{ keV}}{5,477 \text{ MeV}} = 0,00182 \cong 0,182 \%$$

ergeben.

In der Regel beziehen sich Angaben über die Energieauflösung eines Detektors nicht auf diesen allein; sie gelten vielmehr nur im Zusammenhang mit bestimmten Vor- und Hauptverstärkern.

Die Energieauflösung eines Detektors bzw. deren Verschlechterung wird im wesentlichen durch folgende Faktoren bestimmt:

1. Die Anzahl der beim Ionisationsprozeß erzeugten Ladungsträger ist statistischen Schwankungen unterworfen.
2. Die bei der Ladungssammlung auftretenden Verluste sind nicht gleich.
3. Die Signalspannung wird durch das Rauschen beeinflusst.
4. Die Sammelzeiten sind unterschiedlich.

Zu Punkt 1:

Beim Szintillationszähler werden für jedes aus der Katode emittierte Elektron etwa  $300 \text{ eV}$  absorbiertes Teilchenenergie verbraucht. Gasgefüllte Ionisationskammern und Proportionalzähler benötigen etwa  $30 \text{ eV}$  pro Ionenpaar, während bei Halbleiter-Detektoren nur rund  $3 \text{ eV}$  zur Erzeugung von einem Elektron-Defektelektronpaar erforderlich sind. Die Anzahl der zum Nachweis zur Verfügung stehenden Ladungsträgerpaare ist also bei gleicher absorbiertes Teilchenenergie beim Halbleiter-Detektor um den Faktor 10 oder gar 100 größer als bei den erwähnten anderen Zählern. Dies hat zur Folge, daß die statistischen Schwankungen in der Zahl der erzeugten Ladungsträger relativ klein und daher die Energieauflösung entsprechend groß ist. Dieses ist der Hauptgrund für die bemerkenswerte Überlegenheit in der Energieauflösung der Halbleiter-Detektoren gegenüber den herkömmlichen Detektorarten.

Die durch Schwankungen der Zahl der erzeugten Ladungsträger hervorgerufene Verschlechterung der Energieauflösung ist zwar relativ klein. Sie stellt jedoch eine für Halbleiter-Detektoren spezifische Größe dar, die sich durch keinerlei Maßnahmen verbessern läßt.

Zu Punkt 2:

Wie bereits in Abschnitt 2.3 ausgeführt, gehen bei der Ladungssammlung stets Ladungsträger durch Rekombination verloren. Durch eine inhomogene Verteilung der Rekombinationszentren innerhalb des Kristallvolumens ist die Höhe der auftretenden Rekombinationsverluste davon abhängig, an welcher Stelle des Kristalls der Ionisationsprozeß abläuft.

Je höher Güte und Reinheit des Halbleiterkristalls sind, desto geringer ist die Zahl der Rekombinationszentren und desto weniger wirkt sich deren inhomogene Verteilung auf die Energieauflösung aus.

Germanium- und Siliziumkristalle können heute von so hoher Qualität hergestellt werden, daß der Beitrag zur Verschlechterung der Energieauflösung durch unterschiedliche Rekombinationsverluste meistens vernachlässigbar gering ist.

Zu Punkt 3:

Das Rauschen liefert in der Regel den größten Beitrag zur Verschlechterung der Energieauflösung. Es enthält einen Anteil, der im Detektor selbst entsteht und einen weiteren, der durch den angeschlossenen Verstärker geliefert wird.

Das vom Detektor verursachte Rauschen ist auf verschiedene Ursachen zurückzuführen. Der thermische Rauschanteil läßt sich dadurch vermindern, daß man den Detektor bei niedrigen Temperaturen betreibt, während ein anderer Anteil, das sogenannte Stromrauschen, durch Herabsetzen der Betriebsspannung verkleinert werden kann.

Zu Punkt 4:

Der Detektor läßt sich durch eine Ersatzschaltung gemäß Bild 2.13 darstellen. Es wird vereinfachend angenommen, daß bei einem Absorptionsvorgang die

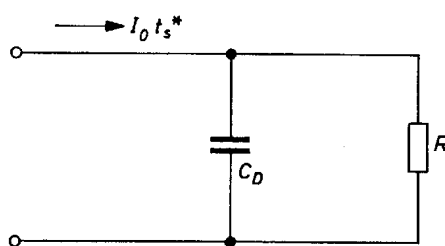


Bild 2.13. Vereinfachte Ersatzschaltung eines Detektors zur Untersuchung des Einflusses unterschiedlicher Sammelzeiten auf die Amplitude der vom Detektor gelieferten Signalspannung

Elektroden des Detektors (Kondensator  $C_D$ ) während der Sammelzeit  $t_s^*$  mit dem konstanten Strom  $I_0$  aufgeladen werden. Die im Kristallvolumen durch den Absorptionsvorgang erzeugte Ladung ist mit Gl. (2.3)

$$Q = \frac{e W}{w} = I_0 t_s^* .$$

Die Sammelzeit wird im vorliegenden Fall mit  $t_s^*$  bezeichnet, um sie von der in Abschnitt 2.3 als Detektorkenngröße definierten Sammelzeit  $t_s$  zu unterscheiden.  $t_s^*$  soll die für einen vorgegebenen Detektor durchaus unterschiedliche, tatsächliche Sammelzeit (Laufzeit) der einzelnen Ladungsträger darstellen, die von dem Ort im Kristall abhängig ist, an dem ein Teilchen absorbiert wird.

Ohne den Widerstand  $R$  würde  $C_D$  sich auf die Spannung  $U = Q/C_D = I_0 t_s^*/C_D$  aufladen. Mit dem Widerstand  $R$  lädt sich  $C_D$  wegen der unvermeidlichen Entladung während des Ladevorganges nur auf die geringere Spannung  $U^*$  auf. Die Rechnung ergibt für  $U^*$  mit guter Näherung

$$U^* = \frac{I_0 t_s^*}{C} \left( 1 - \frac{t_s^*}{2 R C_D} \right),$$

womit man

$$U^* = U \left( 1 - \frac{t_s^*}{2 R C_D} \right) \quad (2.10)$$

und für die Änderung  $\Delta U^*$  (bei Streuungen von  $t_s^*$  um  $\Delta t_s^*$ )

$$\Delta U^* = - \frac{U}{2 R C_D} \Delta t_s^* \quad (2.11)$$

erhält.

Bei einer Teilchenabsorption nahe der positiven Elektrode würde die Sammelzeit durch die Laufzeit der Defektelektronen, bei einer Absorption nahe der negativen Elektrode durch die der Elektronen bestimmt werden. Da sich die Laufzeiten der Ladungsträger proportional ihrer Beweglichkeiten verhalten, diese aber zum Beispiel in Silizium für Elektronen  $1800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  und für Defektelektronen nur  $400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  (bei  $300^\circ\text{K}$ ) betragen, ist schon aus diesem Grunde mit unterschiedlichen Sammelzeiten im Verhältnis bis etwa 1:4 zu rechnen.

Für eine gute Energieauflösung ist es vorteilhaft, die Werte für die dem Detektor parallel liegenden Widerstände und Kapazitäten möglichst hoch zu wählen, um durch große Impulsabfallzeiten den geschilderten nachteiligen Entladungseffekt klein zu halten. Allerdings muß man dann eine Verkleinerung der Signalspannung und eine Verschlechterung des Zeitverhaltens des Detektors in Kauf nehmen.

Auch durch schaltungstechnische Maßnahmen kann man die bei gleicher Ladung durch unterschiedliche Werte von  $t_s^*$  entstehenden Impulshöhenunterschiede weitgehend ausgleichen. Dieses kann zum Beispiel dadurch geschehen, daß man die Impulsanstiegszeit im Vorverstärker wesentlich größer wählt als die des Detektors. – Die Höhe des vom Verstärker geformten Impulses ist dann von den Streuungen der Sammelzeit  $t_s^*$  weitgehend unabhängig; dennoch ist sie der Ladung  $Q$  proportional.

Die Ausführungen zu Punkt 4 machen deutlich, daß ein Detektor nicht gleichzeitig die Eigenschaften höchster Energie- und Zeitauflösung in sich vereinen kann, daß vielmehr immer die Verbesserung der einen Eigenschaft auf Kosten der anderen geht.

### 3. Die verschiedenen Arten von Halbleiter-Strahlungsdetektoren

Um die günstigen Eigenschaften von Halbleiter-Strahlungsdetektoren optimal ausnutzen zu können, müssen die Detektoren der Art und Energie der zu messenden Strahlung angepaßt sein.

Die für einen bestimmten Anwendungsfall richtige Wahl eines Detektors setzt die Kenntnis der Funktionen und Eigenschaften der verschiedenen Detektor-typen voraus.

In den folgenden Ausführungen werden fünf Arten von Halbleiter-Detektoren behandelt, von denen drei aufgrund ihrer hervorragenden Eigenschaften in bedeutendem, ständig steigendem Maße in der Praxis eingesetzt werden. Es handelt sich hierbei um die Detektoren mit diffundierten *PN*-Übergängen, die Oberflächensperrschicht- und die lithium-gedrifteten Detektoren.

#### 3.1. Homogene Detektoren

Homogene Detektoren haben bis heute noch keine praktische Bedeutung erlangt, da man nicht in der Lage ist, die für diese Detektoren benötigten Halbleiter-Einkristalle in der erforderlichen Reinheit und Kristallgüte herzustellen. Aus didaktischen Gründen werden die Homogenen Detektoren jedoch trotzdem, und zwar an erster Stelle bei der Besprechung der verschiedenen Halbleiter-Detektorarten behandelt.

Bei einem Homogenen Detektor besteht das strahlungsempfindliche Volumen aus einem hochohmigen, schwach *P*- oder *N*-dotierten Halbleiterkristall. Einander gegenüberliegend befinden sich zwei Metallelektroden, die mit dem Kristall sperrfreie Kontakte bilden, und die über einen sehr hochohmigen Widerstand mit einer Gleichspannungsquelle verbunden sind.

Durch Absorption einfallender Strahlung entstehen Elektron-Defektelektron-paare. Sie verursachen über eine Ladungsänderung an den Elektroden einen Spannungsimpuls am Widerstand, der einem Verstärker zugeführt wird.

Um eine große strahlungsempfindliche Fläche bei kleinen Sammelzeiten zu erhalten, wird man, im Gegensatz zu Bild 2.1, die in Bild 3.1 gezeigte Ausführungsform vorziehen. Bei dieser ist die obere Elektrode als dünner Metallfilm ausgeführt. Sie bildet gleichzeitig das Fenster, durch welches die Strahlung in das Kristallvolumen eintreten kann.

Wie bereits erwähnt, besteht Linearität zwischen Strahlungsenergie und Impulsgröße, wenn die einfallende Strahlung vollständig absorbiert wird. Dieses setzt je nach Art und Energie der Strahlung ein entsprechend großes Kristallvolumen voraus.

Bei einem Homogenen Detektor ist es leicht möglich, das Kristallvolumen bzw. den Elektrodenabstand  $d$  in der gewünschten Größe herzustellen. Naturgemäß verlängert sich damit die Laufzeit der Ladungsträger, und die Sammelzeit  $t_s$  nimmt zu, womit neben anderen Nachteilen auch eine Verschlechterung des



Zeitaufklärungsvermögen verbunden ist. Aus Gl. (2.4),  $t_s = d/\mu E$  erkennt man, daß es günstig ist, den Detektor mit hoher Feldstärke  $E$  zu betreiben. Hierbei vergrößert sich jedoch der Dunkel- oder Ruhestrom durch den Detektor. Dieses wiederum hat eine Erhöhung des Rauschens und damit eine Verschlechterung der Energieauflösung zur Folge.

Für die Abhängigkeit des Rauschens bzw. des Rauschstromes vom Ruhestrom durch den Detektor gilt

$$I_R = \sqrt{2 e I_0 \Delta f}. \quad (3.1)$$

Hierin bedeuten:

- $I_R$  Effektivwert des Rauschstromes,
- $e$  Elementarladung,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  As,
- $I_0$  Ruhestrom durch den Detektor,
- $\Delta f$  Bandbreite des Verstärkers.

Da die Bandbreite  $\Delta f$  aus Gründen, die noch behandelt werden, einen bestimmten Mindestwert nicht unterschreiten kann, ist eine Abnahme des Rauschstromes nur über eine Verkleinerung des Ruhestromes zu erzielen.

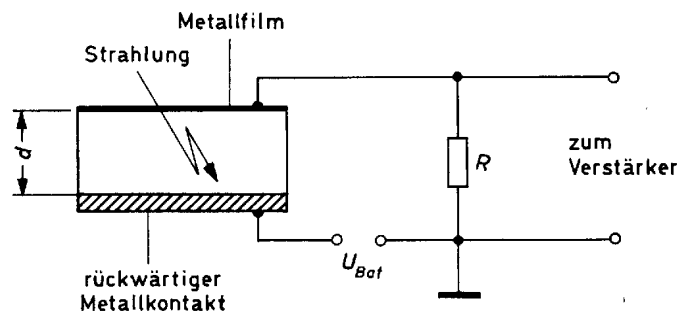


Bild 3.1. Schnitt durch einen Homogenen Detektor

Der Wert des Ruhestromes wird durch die Abmessungen und den spezifischen Widerstand des Kristalls sowie durch die an den Elektroden liegende Spannung bestimmt.

Die Abmessungen des Kristalls sind aus zum Teil schon behandelten Gründen vorgegeben. Die Feldstärke – der Ausgangspunkt dieser Betrachtung – sollte zugunsten einer kurzen Sammelzeit groß sein. Hieraus folgt, daß ein möglichst hoher spezifischer Widerstand des Kristalls anzustreben ist.

Der spezifische Widerstand von eigenleitendem (ungedoptem) Germanium beträgt bei  $T = 300$  °K etwa  $47 \Omega\text{cm}$ . Wegen des größeren Bandabstandes liegt der entsprechende Wert für Silizium bei  $300\,000 \Omega\text{cm}$ . Da sich gewisse Fremdatome nicht völlig aus dem Kristall entfernen lassen, kann aber in der Praxis nur mit Widerstandswerten von etwa  $10\,000 \Omega\text{cm}$  gerechnet werden. Wenn jedoch das Rauschen und damit die Energieauflösung eines Homogenen Detektors mit dem der üblichen Sperrschichtdetektoren (Abschnitt 3.3) vergleichbar sein soll,

müßte man Kristalle mit einem spezifischen Widerstand von etwa  $10^9 \Omega\text{cm}$  verwenden.

Es gibt nun Verfahren, um den spezifischen Widerstand „künstlich“ heraufzusetzen. Hierzu gehören gewisse thermische Behandlungen des Kristallmaterials sowie das Dotieren mit bestimmten Fremdatomen, zum Beispiel mit Gold. Die durch solche Maßnahmen erzielte Erhöhung des spezifischen Widerstandes wird allerdings durch eine starke Erniedrigung der Ladungsträgerlebensdauer ( $\tau < 10^{-6}$  s) und den damit verbundenen, in Abschnitt 2.3 behandelten Nachteilen erkauft.

Ferner besteht die Möglichkeit, den Kristall beim Betrieb des Detektors auf tiefe Temperaturen abzukühlen. Die Zahl der durch thermische Generation erzeugten Elektron-Defektelektronpaare wird dann gemäß der Beziehung

$$np \sim e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (3.2)$$

verkleinert und der spezifische Widerstand entsprechend heraufgesetzt.

In Gl. (3.2) bedeuten:

- $n, p$  Zahl der thermisch generierten Elektronen bzw. Defektelektronen,
- $\Delta E$  Bandabstand des Halbleiters,
- $k$  Boltzmann-Konstante,
- $T$  Temperatur in  $^\circ\text{K}$ .

Eine weitere Widerstandserhöhung kommt außerdem dadurch zustande, daß bei entsprechend niedrigen Temperaturen die zur Ionisation der (unerwünschten aber unvermeidlichen) Fremdatome erforderliche thermische Energie unterschritten wird, so daß diese elektrisch neutral bleiben und zur Leitfähigkeit des Kristalls nicht mehr beitragen können.

Es wurden mit Homogenen Detektoren Versuche durchgeführt, bei denen als strahlungsempfindliches Element Silizium-Einkristalle dienten, deren spezifischer Widerstand durch entsprechende Vorbehandlung und Abkühlung auf  $10^9 \Omega\text{cm}$  gebracht worden war. Die bei diesen Versuchen erzielten Ergebnisse fielen jedoch unbefriedigend aus, was zur Hauptsache auf die sehr niedrigen Lebensdauerwerte zurückzuführen war.

Versuche mit Galliumarsenid, einem Halbleitermaterial, welches aufgrund seines großen Bandabstandes ( $\Delta E = 1,35$  eV) und damit hohen spezifischen Widerstandes ( $5 \cdot 10^7 \Omega\text{cm}$  bei  $300^\circ\text{K}$ ) besonders geeignet erscheint, verliefen in ähnlicher Weise unbefriedigend. Hier lag die Ladungsträgerlebensdauer des Kristallmaterials bei etwa  $10^{-8}$  s.

Zusammenfassend kann man sagen:

Homogene Detektoren lassen sich relativ einfach und mit großem Volumen herstellen. Die derzeit zur Verfügung stehenden Halbleitermaterialien sind jedoch unter anderem wegen des zu niedrigen spezifischen Widerstandes oder der zu geringen Ladungsträgerlebensdauer wenig geeignet. Die Energie- und Zeitauflösung homogener Detektoren ist daher trotz des unerläßlichen Betriebes bei tiefen Temperaturen nicht ausreichend.

### 3.2. Detektoren mit diffundiertem PN-Übergang

Diffundierte PN-Übergänge werden erzeugt, indem man bestimmte Fremdatome bei hohen Temperaturen in einen Kristall eindiffundiert. Je nach Art des Kristalls verwendet man dafür Fremdatome mit Akzeptorcharakter bei *N*-leitenden und solche mit Donatorcharakter bei *P*-leitenden Kristallen.

Abhängig von der Ausgangskonzentration der Fremdatome, der Diffusionszeit und -temperatur tritt durch die eindiffundierten Fremdatome eine Umdotierung des Kristalls bis zu einer bestimmten Tiefe ein. Beispielsweise erzeugen Elemente aus der 5. Gruppe des periodischen Systems (z. B. P, Sb, As) in einem *P*-leitenden Ge- oder Si-Kristall eine *N*-leitende Schicht. Entsprechend würden umgekehrt Elemente aus der 3. Gruppe (z. B. In, Ga, Al) in einem *N*-leitenden Ge- oder Si-Kristall eine *P*-leitende Schicht erzeugen. Der Dotierungswechsel tritt in einer Tiefe auf, in der die Konzentration der eindiffundierten Fremdatome der Grunddotierung des Kristalls gleich ist. Die Grenzfläche, an der das überwiegend *P*-dotierte Kristallgebiet in das überwiegend *N*-dotierte übergeht, nennt man PN-Übergang. Es gilt also für

$$\text{das } N\text{-Gebiet } N_D > N_A,$$

$$\text{das } P\text{-Gebiet } N_A > N_D$$

$$\text{und den PN-Übergang } N_A = N_D,$$

wobei  $N_D$  und  $N_A$  die Konzentrationen der Donatoren und Akzeptoren sind (Bild 3.2).

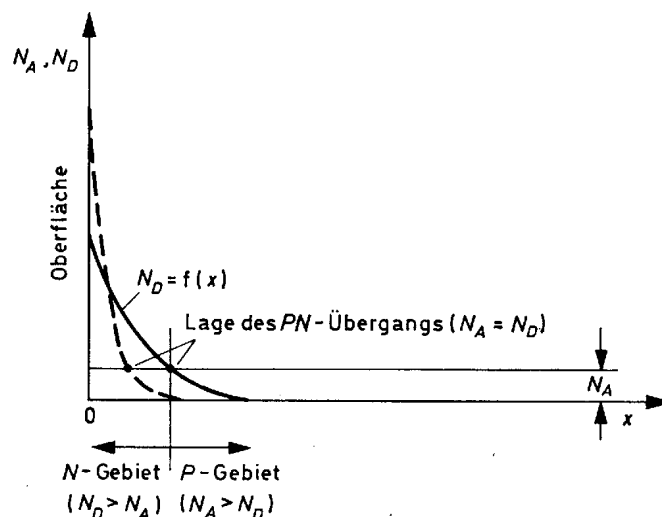


Bild 3.2. Konzentrationsverlauf der Donatoren und Akzeptoren in einem Detektor mit diffundiertem PN-Übergang

Die hohen Konzentrationsunterschiede an beweglichen Ladungsträgern beiderseits des PN-Überganges bewirken eine Diffusion der Elektronen aus dem *N*-seitigen Grenzgebiet in das *P*-seitige und der Defektelektronen aus dem *P*-seitigen Grenzgebiet in das *N*-seitige. Die im *N*-Gebiet verbleibenden (positiven) Donatoren bauen zusammen mit den in dieses Gebiet eindiffundierten

Defektelektronen eine positive Raumladung auf, während sich jenseits des *PN*-Überganges aus den (negativen) Akzeptoren zusammen mit den eindiffundierten Elektronen eine negative Raumladung ausbildet. Beide Raumladungen sind auch bei starken Konzentrationsunterschieden dem Betrage nach gleich, besitzen jedoch eine unterschiedliche räumliche Ausdehnung. Da die Anzahl der Elektronen und Defektelektronen in dem Kristallgebiet, welches von den beiden Raumladungen eingenommen wird, relativ gering ist, besitzt der Halbleiterkristall in diesem Bereich einen (scheinbar) stark erhöhten spezifischen Widerstand. Man nennt diesen Bereich Sperrschicht, Raumladungs- oder auch Feldzone.

Legt man an den Kristall und damit an den *PN*-Übergang eine Gleichspannung in Sperrichtung (plus an das *N*-, minus an das *P*-Gebiet), dann werden die beweglichen Ladungsträger unter dem Einfluß des elektrischen Feldes „auseinandergezogen“, wodurch die Sperrschicht verbreitert und der (scheinbare) spezifische Widerstand weiter erhöht wird.

Die Bahnwiderstände der beiderseits an die Sperrschicht anschließenden *P*- und *N*-Gebiete sind gegenüber dem Widerstand der Sperrschicht vernachlässigbar klein, so daß die außen angelegte Sperrspannung praktisch ungeschwächt an der Sperrschicht wirksam wird. Man kann die Anordnung als Ionisationskammer ansehen, wobei die Sperrschicht das strahlungsempfindliche Volumen und die angrenzenden *P*- und *N*-Kristallgebiete die Elektroden darstellen.

Durch diese vereinfachende Darstellung der in einem Detektor mit diffundiertem *PN*-Übergang vorliegenden Verhältnisse ist der Zusammenhang mit dem Homogenen Detektor hergestellt. Es wird jedoch auf zwei wesentliche Unterschiede hingewiesen:

1. Das elektrische Feld der Sperrschicht ist nicht homogen, sondern von dem Verlauf der Dotierungskonzentration abhängig.
2. Die Tiefe der Sperrschicht ist nicht konstant, sondern eine Funktion der angelegten Spannung.

Wie am Beispiel des Homogenen Detektors in Bild 3.1 gezeigt wurde, muß eine einfallende Strahlung zunächst ein „Fenster“ passieren, um in das eigentliche strahlungsempfindliche Volumen zu gelangen. Dieses Fenster besteht beim Homogenen Detektor aus einem dünnen Metallfilm, der die eine Elektrode darstellt. Beim Detektor mit diffundiertem *PN*-Übergang wird das Fenster durch ein dünnes, zwischen Oberfläche und Sperrschicht liegendes Kristallgebiet gebildet (Bild 3.3). Um die im Fenster entstehenden, die Eigenschaften des Detektors verschlechternden Absorptionsverluste klein zu halten, muß die Sperrschicht der Kristalloberfläche so nahe wie möglich gebracht werden. Man führt daher den Diffusionsprozeß mit einer extrem hohen Dotierungskonzentration an der Kristalloberfläche durch. Der dadurch entstehende steile Konzentrationsverlauf der Dotierungsatome (gestrichelte Kurve in Bild 3.2) bewirkt dann, daß der *PN*-Übergang sehr nahe unter der Oberfläche entsteht. Auf diese Weise gelingt es, Eingangsfenster mit nur 0,2  $\mu\text{m}$  Dicke herzustellen. (In der Regel liegt dieser Wert zwischen 0,2 und 0,5  $\mu\text{m}$ .)

In den folgenden Ausführungen wird aus Gründen der Anschaulichkeit und der leichteren formelmäßigen Erfassbarkeit vom abrupten  $PN$ -Übergang ausgegangen. Man versteht hierunter den sprunghaften Übergang der Dotierkonzentration vom  $P$ - zum  $N$ -Kristallgebiet im Gegensatz zum diffundierten  $PN$ -Übergang, bei dem sich die Konzentrationsänderungen fließend vollziehen. Die durch diese Vereinfachung entstehenden Fehler sind für die folgenden Betrachtungen gering und ohne grundsätzliche Bedeutung.

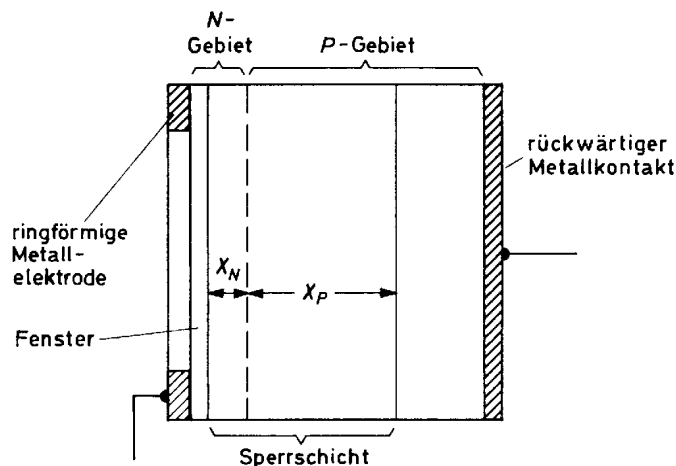


Bild 3.3. Schnitt durch einen diffundierten Detektor

Für Kernstrahlungsdetektoren verwendet man stets Kristalle, die einen stark unsymmetrischen  $PN$ -Übergang enthalten, bei denen sich also die Dotierkonzentrationen der  $P$ - und  $N$ -Gebiete um mehrere Zehnerpotenzen unterscheiden. Die starken Dotierungsunterschiede haben zur Folge, daß die räumliche Ausdehnung der Raumladungszone auf der hochdotierten Seite vernachlässigbar gering ist und die gesamte Sperrschicht praktisch aus dem Raumladungsgebiet der niedrig dotierten Seite besteht. Die Dicke einer solchen Sperrschicht errechnet sich näherungsweise aus

$$X = \left( \frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 U_s}{e N} \right)^{0,5} \quad (3.4)$$

Hierin bedeuten:

- $X$  Sperrschichtdicke,
- $\varepsilon$  Dielektrizitätskonstante,
- $\varepsilon_0$   $8,86 \cdot 10^{-14}$  As/Vcm,
- $U_s$  Sperrspannung,
- $e$  Elementarladung  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  As,
- $N$  Dotierkonzentration auf der niedrig dotierten Seite.

Als Zahlenwertgleichung findet man für Silizium mit  $\varepsilon = 11,8$

$$X = 3,61 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{U_s}{N}} \quad (3.5)$$

und für Germanium mit  $\varepsilon = 16$

$$X = 4,2 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{U_s}{N}}, \quad (3.6)$$

wobei für  $N$  die Dotierkonzentration des Grundkristalls einzusetzen ist. Zahlenbeispiel:

$$U_s = 500 \text{ V}, \quad N = 10^{13} \text{ cm}^{-3}, \quad \varepsilon = 11,8.$$

Mit Gl. (3.5) ergibt sich

$$X = 3,61 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{5 \cdot 10^2}{10^{13}}} \text{ cm} = 0,0256 \text{ cm} = 256 \mu\text{m}.$$

Aus Bild 3.4 ist die Abhängigkeit des spezifischen Kristallwiderstandes von der Dotierkonzentration zu ersehen. Weitere Zusammenhänge sind Bild 3.5 zu entnehmen.

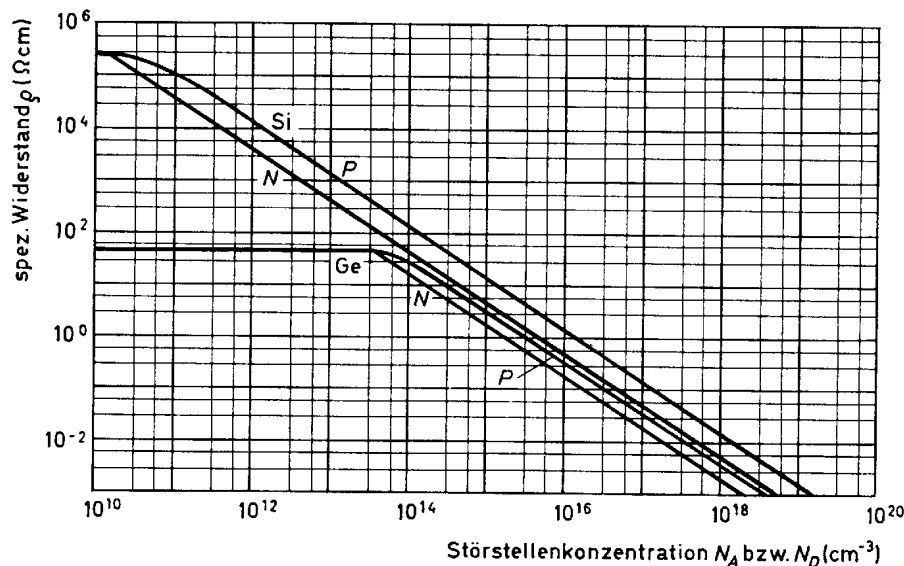


Bild 3.4. Zusammenhang zwischen dem spezifischen Widerstand und der Störstellenkonzentration in Germanium und Silizium.

Durch entsprechende Wahl der Grunddotierung des Kristalls und der Sperrspannung läßt sich die Tiefe  $X$  der Sperrschicht auf einfache Weise in bestimmten Grenzen ändern.

Die Spannungsabhängigkeit der Sperrschicht kann Nachteile mit sich bringen, auf die im Zusammenhang mit der Detektorkapazität noch näher eingegangen wird. Andererseits hat die Abhängigkeit den Vorteil, daß man die Sperrschichttiefe der Energie der zu messenden Teilchenstrahlung anpassen kann. Setzt man bei der Messung energieärmerer Strahlung die Betriebsspannung entsprechend herab, so tritt mit der Abnahme des Sperrstromes eine Verringerung des Rauschens auf, was wiederum eine Verbesserung des Energieauflösungsvermögens zur Folge hat.

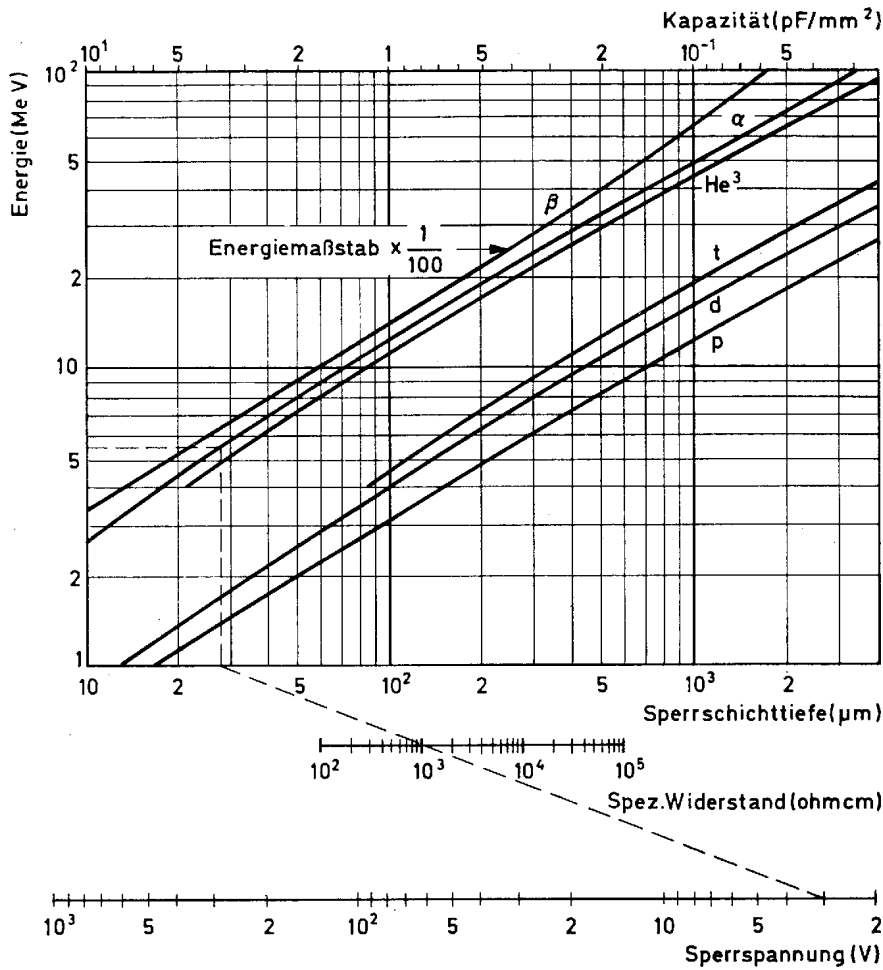


Bild 3.5. Zusammenhang zwischen der Teilchenenergie und der zur vollständigen Absorption erforderlichen Mindestsperrschichttiefe. Ferner lassen sich die jeweilige Detektorkapazität und die für den jeweils vorliegenden spezifischen Widerstand des Halbleitermaterials erforderliche Sperrspannung ablesen.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß in dem hinter der Sperrschicht liegenden P-leitenden Kristallgebiet ebenfalls eine Strahlungsabsorption und damit eine Erzeugung von Elektron-Defektelektronpaaren stattfinden kann. Da in diesem Gebiet jedoch praktisch kein elektrisches Feld wirksam ist, können sich die hier generierten Ladungsträger nur durch Diffusion fortbewegen. Dieser relativ langsam verlaufende Prozeß führt dazu, daß die Ladungsträger weitgehend durch Rekombination verlorengehen und damit für die Ladungssammlung ausfallen. Eine energieproportionale Anzeige ist unter diesen Umständen natürlich nicht zu erreichen.

Verändert man die Tiefe der Sperrschicht durch Variation der Sperrspannung, dann ändert sich zwangsläufig auch die Kapazität  $C$  des Detektors. Sie läßt sich für einen stark unsymmetrischen  $PN$ -Übergang mit der Formel

$$C = \frac{F}{2} \left( \frac{2 e \epsilon \epsilon_0 N}{U_s} \right)^{0,5} \tag{3.7}$$

berechnen. Hierin ist  $F$  die Fläche des PN-Überganges.

Die Abhängigkeit der Kapazität  $C$  von der Sperrspannung bedeutet, daß die durch Absorptionsvorgänge ausgelösten Spannungsimpulse, bei gleicher Ladung  $Q$  auf den Elektroden, unterschiedlich groß sein können. Dieses folgt aus der bekannten Beziehung  $U = Q/C$ . Bei quantitativen Untersuchungen muß also die Sperrspannung konstant oder deren Einfluß auf die Signalspannung bekannt sein.

Änderungen der Sperrspannung können sehr leicht dadurch auftreten, daß die Temperatur und damit der Sperrstrom  $I_0$  des Detektors nicht konstant ist. Schwankt aber der Sperrstrom, dann ändert sich der Spannungsabfall an dem sehr hochohmigen Vorwiderstand entsprechend und verursacht eine betragsgleiche Änderung der Sperrspannung ( $\Delta U_s = -\Delta I_0 R$ ; Bild 3.6).

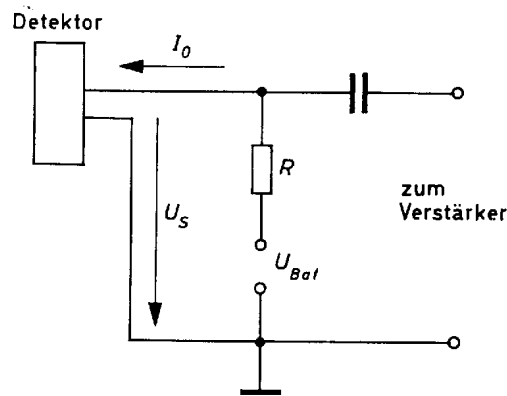


Bild 3.6. Schaltung zum Betrieb eines Halbleiter-Kernstrahlungsdetektors

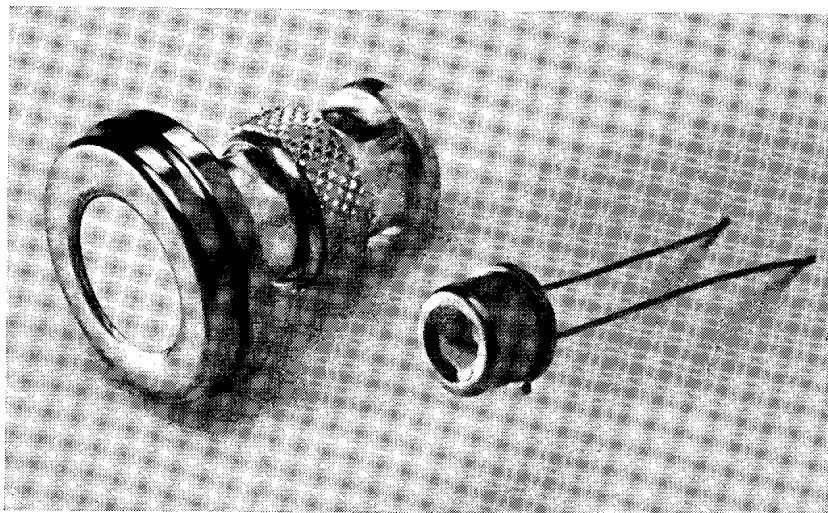


Bild 3.7. Zwei Ausführungsformen von Halbleiter-Strahlungsdetektoren mit diffundiertem PN-Übergang. Links: VALVO BPY 22 mit einer strahlungsempfindlichen Fläche von  $100 \text{ mm}^2$ , rechts: VALVO BPY 20 mit einer Fläche von  $12 \text{ mm}^2$ .



In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß natürlich nicht nur die reine Detektorkapazität, sondern auch die parallel liegende Schaltungskapazität sowie die Eingangskapazität des angeschlossenen Verstärkers die Größe der Signalspannung beeinflussen.

Man erhält eine hohe Signalspannung, wenn die Gesamtkapazität klein ist. Dieses bedeutet, daß die Sperrspannung des Detektors hoch, die Schaltungs- und Verstärkereingangskapazität möglichst niedrig gewählt werden müssen. Die Folge ist jedoch eine starke Abhängigkeit der Signalspannung von der Sperrspannung. Nach Möglichkeit sollte man daher einen ladungsempfindlichen Vorverstärker benutzen. Gegen dessen hohe Eingangskapazität ist die Detektorkapazität vernachlässigbar klein, wodurch eine große Unempfindlichkeit gegenüber Spannungsschwankungen erzielt wird. Zwei Ausführungsformen von diffundierten Detektoren zeigt Bild 3.7, und zwar die Typen VALVO BPY 22 und BPY 20.

### 3.3. Oberflächensperrschicht-Detektoren

Die Oberflächensperrschicht-Detektoren sind den Detektoren mit diffundiertem  $PN$ -Übergang verwandt, obgleich sie sich im Herstellungsverfahren und auch in ihren elektrischen Eigenschaften von diesen unterscheiden. Sie werden häufig auch als Oberflächengrenzschicht-Zähler bezeichnet.

Bei Detektoren mit diffundiertem  $PN$ -Übergang wird durch einen bei hohen Temperaturen durchgeführten Diffusionsprozeß ein  $PN$ -Übergang im Kristallvolumen nahe der Oberfläche erzeugt. Damit haften einem solchen Detektor grundsätzlich bereits zwei Nachteile an:

1. Durch die beim Diffusionsprozeß notwendigen hohen Temperaturen werden die Kristalleigenschaften ungünstig beeinflußt. Insbesondere tritt eine starke Verringerung der Ladungsträger-Lebensdauer ein.
2. Obgleich es gelingt, den  $PN$ -Übergang der Oberfläche sehr nahe zu bringen, muß die einfallende Strahlung doch erst eine dünne, hochdotierte Kristallschicht durchdringen, bevor sie in das strahlungsempfindliche Volumen – die Sperrschicht – gelangen kann. Es treten daher stets gewisse, wenn auch häufig vernachlässigbare Absorptionsverluste auf.

Die Herstellung eines Oberflächensperrschicht-Detektors hingegen erfordert grundsätzlich keinen Arbeitsgang, der bei erhöhter Temperatur durchgeführt werden muß. Die guten Ladungsträger-Lebensdauerwerte der Ausgangskristalle bleiben daher voll erhalten.

Da ferner die Sperrschicht direkt an der Kristalloberfläche beginnt, können Absorptionsverluste nur in dem hauptsächlich zur Kontaktierung der Oberfläche benötigten, aufgedampften Goldfilm auftreten. Diese Verluste sind aber wesentlich geringer als die unter günstigsten Bedingungen bei Detektoren mit diffundiertem  $PN$ -Übergang auftretenden. Ein Goldfilm mit einer Dicke von zum Beispiel 10 nm ist in seinem Absorptionsvermögen einer Siliziumschicht-

dicke von etwa 50 nm gleichzusetzen. (Die Dicke von Eingangsfenstern beträgt bei diffundierten Detektoren 200 bis 500 nm.)

Zur Theorie der Oberflächensperrschichten sei folgendes ausgeführt:

An der Oberfläche von Halbleitern bestehen bestimmte Energieterme, die durch elektrische Ladungen besetzt sein können; sie bilden die sogenannten Oberflächenzustände. Es ist unmöglich, Oberflächen ohne Oberflächenzustände herzustellen. Durch eine Ätzung der Kristalloberfläche lassen sich Oberflächenzustände zwar entfernen; doch schon während des Ätz-, Spül- und Trockenprozesses bilden sich neue Zustände aus. Selbst dann, wenn man einen Kristall im Hochvakuum zerbricht, sind die Bruchflächen nicht oberflächenzustandsfrei. Dieses erklärt sich aus dem Abbruch der periodischen Kristallstruktur an der Oberfläche. Dieser Abbruch bewirkt, daß freie Atombindungen auftreten, die zu einer gegenseitigen Absättigung (Doppelbindungen) und damit zu einer Verzerrung des Kristallgitters an der Oberfläche führen. Diese Verzerrungen wiederum sind die Ursache für das Auftreten von Oberflächenzuständen, die Akzeptorcharakter aufweisen. Darüber hinaus werden sofort Moleküle aus der umgebenden Atmosphäre adsorbiert (dieses gilt auch für Hochvakuum), wodurch weitere Oberflächenzustände in großer Zahl gebildet werden. Diese können sowohl Donator- als auch Akzeptorcharakter besitzen.

Geht man bei der Herstellung eines Oberflächensperrschicht-Detektors zum Beispiel von einem *N*-leitenden Germanium- oder Silizium-Kristall aus, so muß die Kristalloberfläche einem Behandlungsverfahren unterworfen werden, welches zur Bildung von Oberflächenzuständen mit Akzeptorcharakter führt.

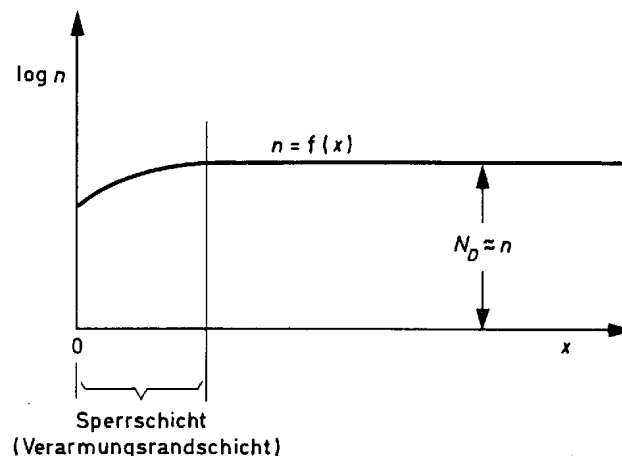


Bild 3.8. Konzentrationsverlauf der Elektronen bei einer Verarmungsrandschicht im *N*-Halbleiter

Ist auch nur ein Teil dieser „Oberflächenakzeptoren“ ionisiert, so wird auf der Oberfläche eine negative Flächenladung wirksam. Als Folge bildet sich im Kristall eine positive Raumladung dadurch aus, daß die Elektronen im oberflächennahen Kristallvolumen durch die negative Flächenladung eine Abstoßung erfahren. Die auf diese Weise entstehende Zone mit herabgesetzter Elektronenkonzentration nennt man Verarmungsrandschicht (Bild 3.8). Mit zuneh-

mender Vergrößerung der negativen Flächenladung auf der Kristalloberfläche verstärkt sich die Verarmungsrandschicht immer mehr, um dann in eine Inversionsrandschicht überzugehen. Bei dieser ist die Anzahl der Elektronen unmittelbar unter der Oberfläche so weit abgesenkt worden, daß hier die Zahl der Defektelektronen überwiegt (Bild 3.9). Bei starker Inversion kann sich unmittelbar unter der Oberfläche eine sehr dünne, hochleitende Randschicht ausbilden. Sowohl Verarmungs- als auch Inversionsrandschichten besitzen Sperrschichtcharakter. Sie ähneln in ihrem Verhalten und ihren elektrischen Eigenschaften der Sperrschicht eines diffundierten  $PN$ -Überganges und werden in den weiteren Ausführungen ebenfalls mit Sperrschicht oder Oberflächensperrschicht bezeichnet.

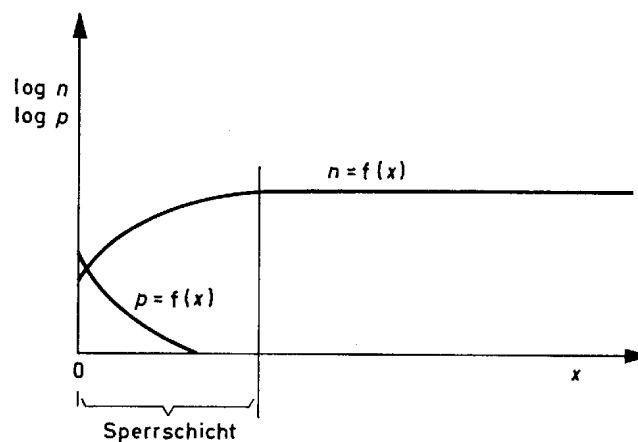


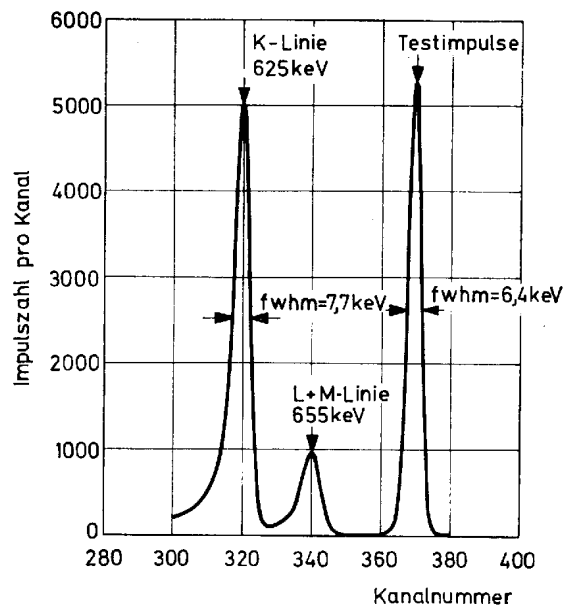
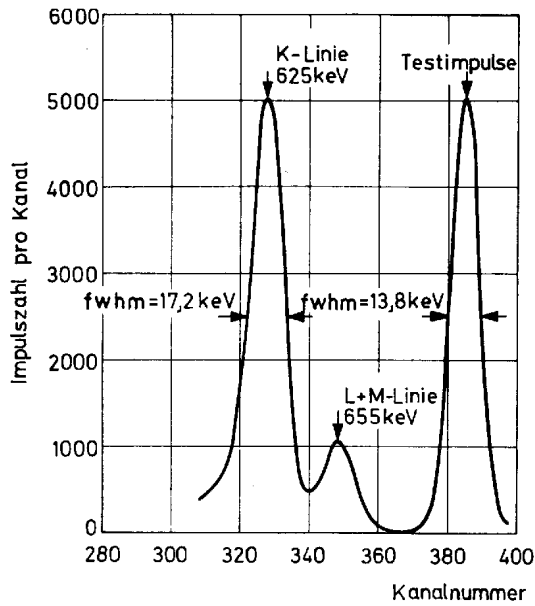
Bild 3.9. Konzentrationsverlauf der Elektronen und Defektelektronen bei einer Inversionsrandschicht im  $N$ -Halbleiter

Versieht man die Oberfläche mit einem dünnen Metallfilm und kontaktiert den Kristall von der Rückseite hier, läßt sich die Tiefe der Sperrschicht durch Anlegen einer Sperrspannung zwischen Metallfilm und rückseitigem Kontakt stark vergrößern. Hierbei wird in jedem Falle eine Inversionsrandschicht entstehen. Es lassen sich auf diese Weise Sperrschichten mit einer Dicke bis zu  $2000 \mu\text{m}$  erzielen.

Die in Abschnitt 3.2 angegebenen Gleichungen zur Berechnung der Eigenschaften von Sperrschichten können ohne wesentlichen Fehler auch auf Oberflächensperrschichten angewendet werden. Auch Angaben über den Zusammenhang der Kenngrößen eines Detektors mit den Eigenschaften des verwendeten Kristalls gelten gleichermaßen für Oberflächensperrschicht-Detektoren.

Bezüglich ihrer elektrischen Eigenschaften sind Oberflächensperrschicht-Detektoren den Detektoren mit diffundiertem  $PN$ -Übergang zum Teil erheblich überlegen.

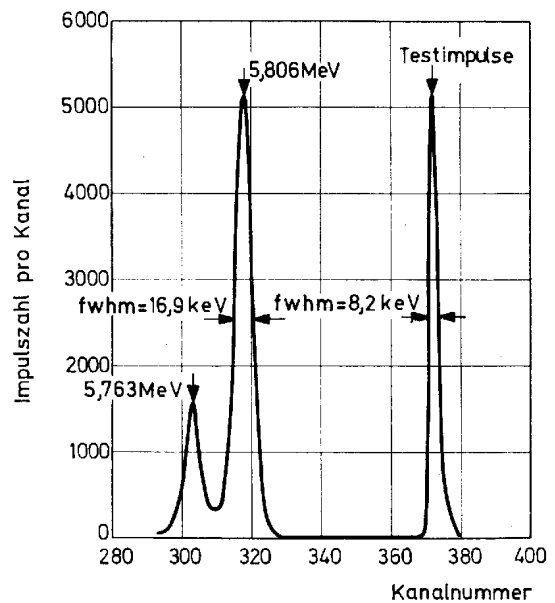
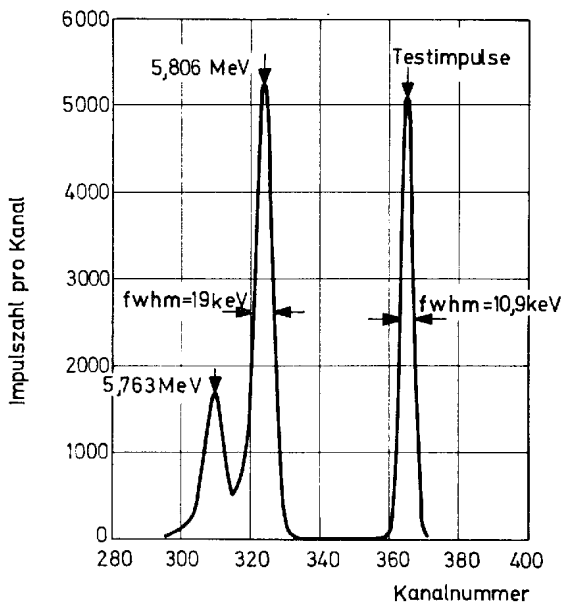
Die Oberfläche der Oberflächensperrschicht-Detektoren ist jedoch gegenüber mechanischen Beanspruchungen sowie Einflüssen aus der umgebenden Atmo-



Konversionselektronenspektrum von  $Ba^{137}$ , aufgenommen mit einem Oberflächensperrschicht-Si-Detektor (BPY 54).

Zählfläche 200 mm<sup>2</sup>,  
 Sperrschichttiefe 700 μm,  
 Detektorkapazität 50 pF,  
 Betriebsspannung 460 V,

Betriebstemperatur  
 (linkes Bild) 22 °C,  
 (rechtes Bild) - 30 °C.



$\alpha$ -Spektrum von  $Cm^{224}$ , aufgenommen mit einem Oberflächensperrschicht-Si-Detektor (BRY 53).

Zählfläche 100 mm<sup>2</sup>,  
 Sperrschichttiefe 500 μm,  
 Detektorkapazität 37 pF,  
 Betriebsspannung 214 V,

Betriebstemperatur  
 (linkes Bild) 22 °C,  
 (rechtes Bild) - 20 °C.

sphäre weit empfindlicher als die der diffundierten Detektoren. Durch diesen Nachteil sind die Einsatzmöglichkeiten von Oberflächensperrschicht-Detektoren begrenzt.

Eine besondere Ausführungsform des Sperrschicht-Detektors stellt der sogenannte  $dE/dx$ -Detektor dar. Bei diesem Detektortyp wird als strahlungsempfindliches Element ein sehr dünner scheibenförmiger, in der Regel  $N$ -dotierter Silizium-Kristall verwendet.

Die vorderseitige Kristalloberfläche wird in einer Weise behandelt, die in Verbindung mit einem aufgedampften Goldfilm, die Ausbildung einer Oberflächensperrschicht bewirkt. Die rückseitige Kristallkontaktierung erfolgt über einen aufgedampften Aluminiumbelag.

Der spezifische Widerstand des Kristalls ist mit dessen Dicke derart abgestimmt, daß die Sperrschicht bei der vorgeschriebenen Sperrspannung das gesamte Kristallvolumen einnimmt.

In einer entsprechend konstruierten Halterung ist die Kristallscheibe so angeordnet, daß der Teil einer einfallenden Strahlung, der wegen der geringen Kristalldicke nicht absorbiert wird, durch die Rückseite des Detektors ungehindert wieder austreten kann. Die Absorptionsverluste im Eintritts- und Austrittsfenster lassen sich sehr gering halten, da sie nur durch die Dicke der Oberflächenmetallfilme bestimmt werden (Dicke  $\approx 10$  nm).

$dE/dx$ -Detektoren werden mit Kristalldicken von etwa 3–2000  $\mu\text{m}$  hergestellt. Es lassen sich leicht mehrere von ihnen hintereinanderschalten bzw. in Kombination mit normalen Strahlungsdetektoren betreiben.

Die praktische Ausführungsform einiger Oberflächensperrschicht-Detektoren sowie eines  $dE/dx$ -Detektors zeigt Bild 3.10.

Eine weitere Ausführungsform stellt der „Schachbrettzähler“ dar. Dieser besteht aus einer größeren Anzahl von  $dE/dx$ -Detektoren, die schachbrettartig auf einer Kristallscheibe angeordnet sind.

Bei der Herstellung solcher Zähler benutzt man für den Aufdampfungsvorgang Schablonen. Diese sind so beschaffen, daß die Metallfilm-Elektroden in Form parallel liegender Streifen aufgedampft werden. Die Goldelektroden auf der Vorderseite des Kristalls sind dabei gegenüber den rückseitigen Aluminiumelektroden um  $90^\circ$  versetzt (Bild 3.11). Alle Streifen sind am Rande der Kristallscheibe kontaktiert.

Wird an einer Stelle des Kristalls Strahlungsenergie absorbiert, tritt zwischen den beiden, sich an der Absorptionsstelle kreuzweise überlappenden Streifenelektroden ein Signal auf. Neben der Messung des Energieverlustes, den die Strahlung beim Durchtritt durch die Scheibe erfährt, ist die Möglichkeit einer genauen Lokalisierung des Absorptionsortes gegeben.

Die einzelnen Streifenelektroden sind, wie aus Bild 3.12 zu ersehen ist, mit Ringkerntransformatoren verbunden. Das  $dE/dx$ -Signal wird einem ladungs-

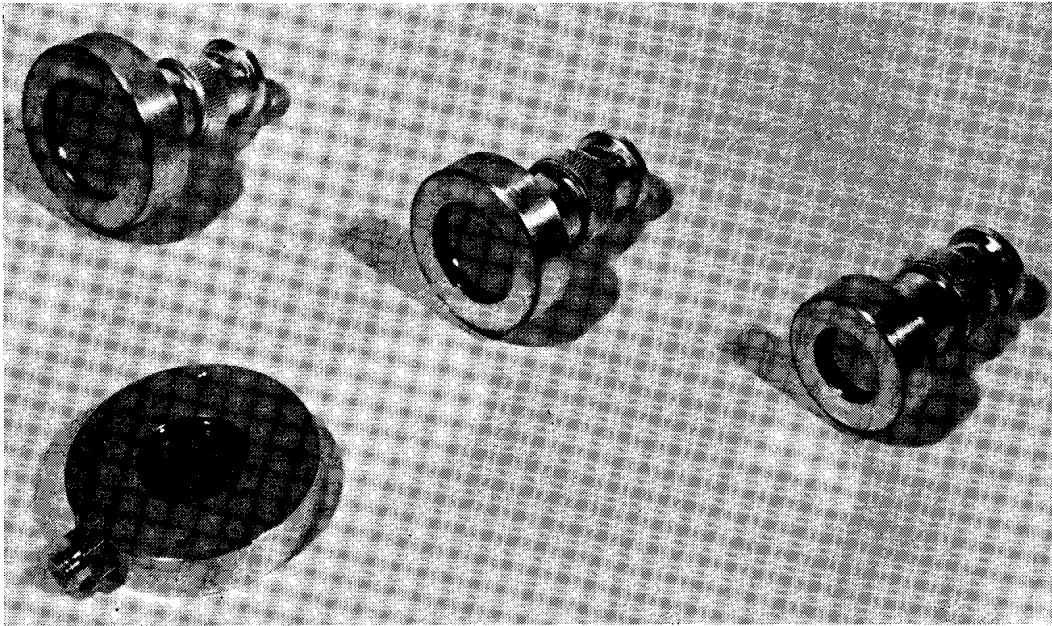


Bild 3.10. Ausführungsformen von Oberflächensperrschicht-Detektoren. Von links nach rechts die Typen: VALVO BPY 55 (300 mm<sup>2</sup>), BPY 54 (200 mm<sup>2</sup>) und BPY 53 (100 mm<sup>2</sup>), darunter: dE/dx-Detektor BPY 84 mit einer strahlungsempfindlichen Fläche von 200 mm<sup>2</sup>.

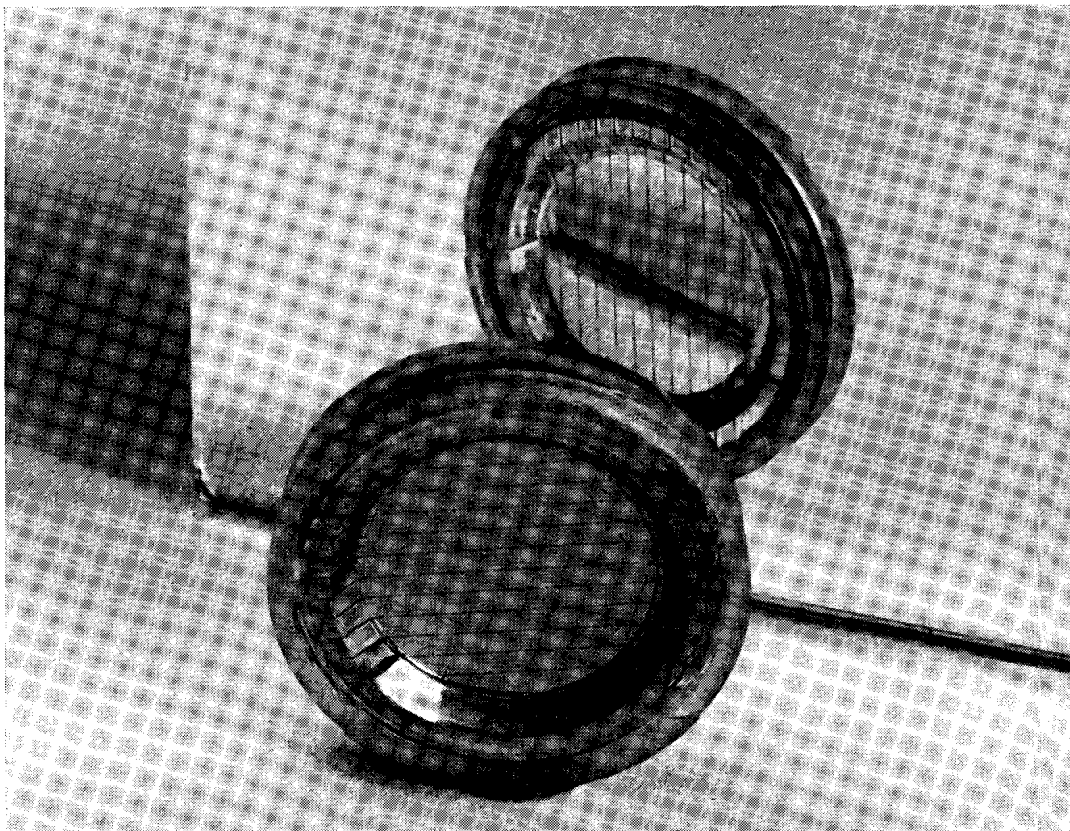


Bild 3.11. Vorder- und Rückseite des Schachbrettzählers VALVO BPY 75-300. Die Rückseite des Detektors wurde auf einem Spiegel abgebildet.

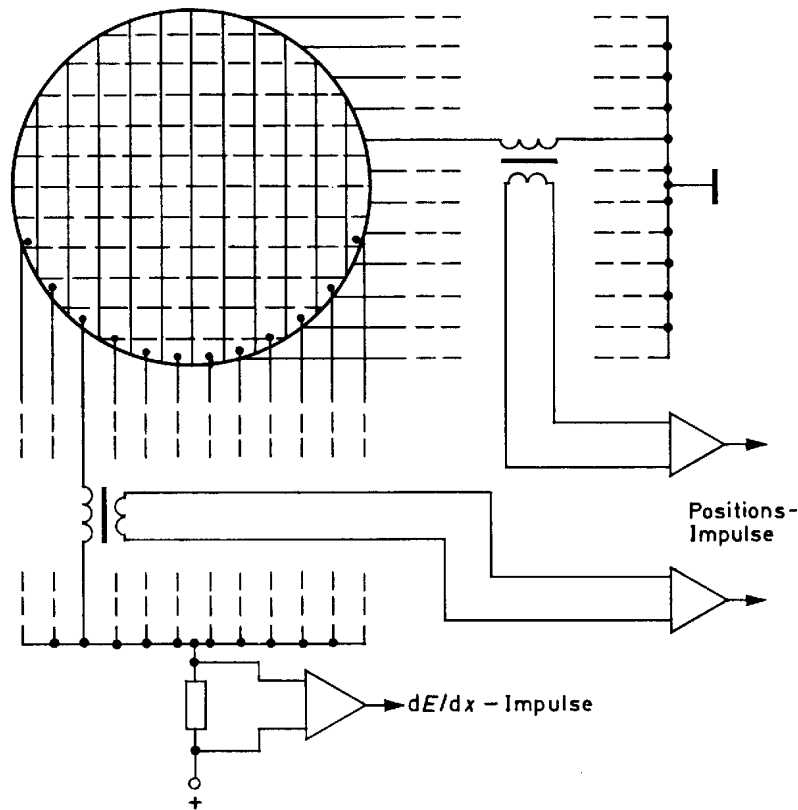


Bild 3.12. Prinzipschaltung mit Ringkerntransformatoren zum Betrieb eines Schachbrettzählers

empfindlichen Verstärker zugeführt, dessen Zeitkonstante groß ist gegenüber derjenigen der Transformatoreingänge.

Die in den Sekundärspulen der Ringkerntransformatoren auftretenden Spannungsimpulse stehen ausschließlich für die Ortsdiskriminierung zur Verfügung. Die elektronische Weiterverarbeitung dieser Signale kann je nach den Anforderungen in unterschiedlicher Weise erfolgen.

### 3.4. Lithium-gedriftete Detektoren

Bei jedem Detektor ist für die Strahlungsenergie eine obere Grenze gegeben, bis zu der eine vollständige Absorption der einfallenden Strahlung erfolgen kann.

Das Bestreben, diese Grenze heraufzusetzen oder, was gleichbedeutend ist, die Dicke der Sperrschicht zu vergrößern, führte zur Entwicklung des lithiumgedrifteten Strahlungsdetektors. Diese Detektoren, bei denen für den strahlungsempfindlichen Kristall sowohl Silizium als auch Germanium verwendet werden kann, besitzen eine *PIN*-Zonenfolge, wie in Bild 3.13 angedeutet ist. Es liegt also zwischen der *P*- und der *N*-dotierten Zone eine weitere, und zwar eine eigenleitende (intrinsic) Zone, deren Dicke bei den derzeit verfügbaren planargedrifteten Detektoren aus Germanium bis zu 12 mm, aus Silizium bis zu

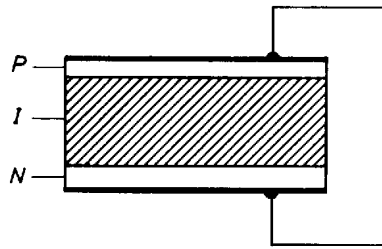


Bild 3.13. Schnitt durch einen lithium-gedrifteten Detektor in planarer Ausführung

5 mm betragen kann. Wegen der großen Abmessungen der Feldzone ist es möglich, die Längsausdehnung dieser Zone auszunutzen. Dieses führte zur Entwicklung der coaxialen lithium-gedrifteten Detektoren. Die Dicke der Feldzone beträgt bei diesen Detektoren zwar auch nur maximal 12 mm, durch den Strahlungseintritt von der Stirnseite der Kristalle her steht jedoch für die Strahlungsabsorption ein Kristallvolumen mit einer Tiefenausdehnung bis maximal 67 mm zur Verfügung (Bild 3.14).

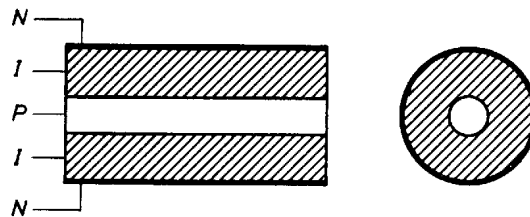


Bild 3.14. Schnitte durch einen lithium-gedrifteten Detektor in coaxialer Ausführung

Das strahlungsempfindliche Volumen eines lithium-gedrifteten Detektors umfaßt nicht nur die *I*-Zone, sondern auch an das *I*-Gebiet anschließende, schmale Bereiche in den *P*- und *N*-leitenden Raumladungszonen. Die Ausdehnungen dieser Randschichten sind jedoch gegenüber der *I*-Zone praktisch vernachlässigbar. Die raumladungsfreie *I*-Zone ist in ihrer Dicke – im Gegensatz zur Sperrschicht eines *PN*-Überganges – von der Betriebsspannung unabhängig; auch herrscht in ihr eine nahezu konstante Feldstärke.

Bei der Herstellung eines lithium-gedrifteten Detektors geht man von einem relativ hochohmigen, *P*-dotierten Ge- oder Si-Einkristall aus. Der spezifische Widerstand muß ziemlich hoch sein, da sonst, wegen der für die Kompensation erforderlichen großen Zahl von Lithium-Atomen, die Ladungsträgerlebensdauer zu gering werden würde.

Von der einen Kristalloberfläche her wird nun Lithium mit hoher Anfangskonzentration eindiffundiert. Wegen des außergewöhnlich großen Diffusionskoeffizienten (ca.  $10^7$ mal höher als zum Beispiel bei Phosphor oder Bor) wird die Diffusionszeit sehr kurz, die Diffusionstemperatur mit etwa  $400^\circ\text{C}$  relativ



niedrig gewählt. Man erzielt auf diese Weise ein sehr steiles Konzentrationsgefälle an Li-Atomen und einen  $PN$ -Übergang, welcher sehr nahe unter der Kristalloberfläche liegt (Bild 3.15).

Die Li-Atome werden in Zwischengitterplätzen eingebaut und behalten sogar noch bei Raumtemperatur eine gewisse, wenn auch geringe Beweglichkeit.

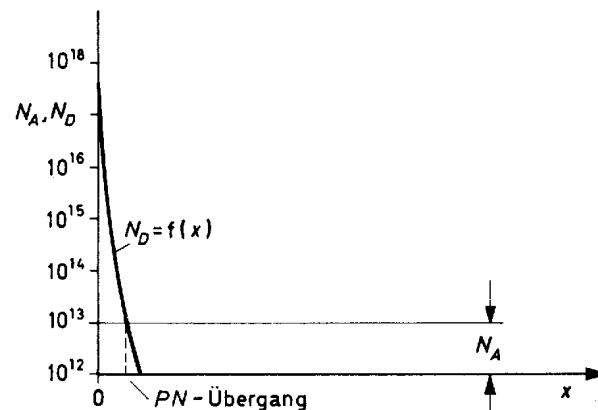


Bild 3.15. Konzentrationsverlauf der eindiffundierten Li-Atome vor der Weiterbehandlung des Kristalls

Im weiteren Verlauf des Herstellungsprozesses bringt man die Kristalltemperatur auf 100 bis 125 °C und legt gleichzeitig eine Spannung in Sperrichtung an den  $PN$ -Übergang. Das elektrische Feld, unterstützt durch die erhöhte Temperatur (und damit erhöhte Beweglichkeit der Li-Atome), bewirkt eine Drift der ionisierten und daher positiv geladenen Li-Atome zur negativ gepolten,  $P$ -dotierten Seite des  $PN$ -Überganges. Hier tritt nunmehr eine elektrostatische Bindung der positiven Li-Ionen mit den ebenfalls ionisierten und daher negativ geladenen Akzeptoren ein. Dieses hat eine fortschreitende Kompensation der  $P$ -Dotierung und damit die Bildung einer eigenleitenden <sup>1)</sup> Zone zur Folge.

Als Funktion der Zeit schiebt sich die Li-Ionenfront immer weiter vor, wobei die Nachlieferung von Li-Ionen aus dem oberflächennahen Gebiet hoher Li-Konzentration erfolgt. Im Idealfall würde sich der in Bild 3.16 gezeigte Konzentrationsverlauf ergeben.

Da der Ionendriftprozeß jedoch bei erhöhter Temperatur durchgeführt werden muß, findet im Kristall eine starke thermische Generation von Elektron-Defektelektronpaaren statt, wobei unter dem Einfluß des elektrischen Feldes eine Trennung der Elektronen und Defektelektronen erfolgt. Die hierbei entstehenden Raumladungen verhindern eine ideale Kompensation der Akzep-

1) Unter einem eigenleitenden (Intrinsic-)Halbleiter versteht man nicht nur einen Kristall, der überhaupt keine Dotierungsatome, sondern bedingt auch einen solchen, der die gleiche Anzahl Donatoren wie Akzeptoren enthält. Im zweiten Falle heben sich die elektrischen Wirkungen der Dotierungsatome auf, so daß die Eigenschaften eines kompensierten eigenleitenden Kristalls denen eines undotierten Kristalls in wesentlichen Punkten gleichen. Man nennt derartige Kristalle auch „Kompensations“-Halbleiter.

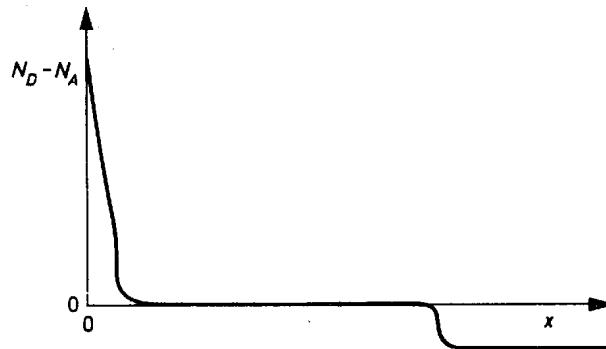


Bild 3.16. Idealisierter Konzentrationsverlauf der Dotierungsatome in einem lithium-gedrifteten Detektor. Über einen relativ großen Bereich ist eine vollständige Kompensation der Akzeptoren erfolgt.

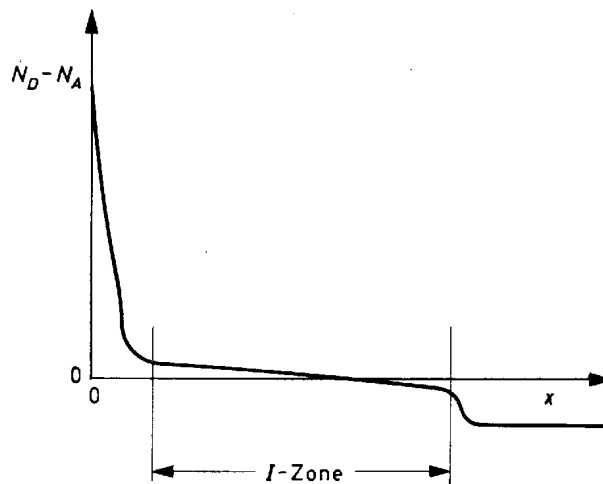


Bild 3.17. Erzielbarer Konzentrationsverlauf in einem lithium-gedrifteten Detektor. Die Abweichungen vom idealen Verlauf (Bild 3.16) werden durch Raumladungen verursacht.

toren, so daß es im Prinzip zu dem in Bild 3.17 gezeigten Konzentrationsverlauf kommt. Der so entstehende Fehler kann verkleinert werden, wenn man gegen Ende des Kompensationsvorganges die Kristalltemperatur erniedrigt und damit die Zahl der unerwünschten, thermisch generierten Ladungsträgerpaare herabsetzt.

Es gelingt auf diese Weise, eine nahezu eigenleitende Zone mit einer Dicke bis zu 12 mm herzustellen, ohne daß der verbleibende geringe Dotierungsfehler die Funktion des Detektors merklich beeinflusst.

Je nachdem, von welcher Seite man die Strahlung in den Kristall eindringen läßt, hätte diese einmal das hochdotierte  $N$ -Gebiet oder aber das unkompenzierte restliche  $P$ -Gebiet zu durchdringen, bevor sie in das strahlungsempfindliche Kristallvolumen gelangen kann. Hierbei treten Absorptionsverluste im Fenster auf. Um die Verluste gering zu halten, kann man folgende Maßnahmen durchführen.

1. Der  $P$ -leitende Grundkristall wird bis zur kompensierten  $I$ -Zone abgetragen. Es wird dann eine Oberflächenbehandlung durchgeführt, die zur Ausbildung einer Oberflächensperrschicht führt. Ein aufgedampfter Metallfilm aus Gold oder Platin ermöglicht die Kontaktierung des Kristalls. Die Absorptionsverluste im Fenster werden nun im wesentlichen durch die Dicke des Metallfilms bestimmt; sie lassen sich wie beim Oberflächensperrschicht-Detektor außerordentlich gering halten.
2. Vor dem Kompensationsprozeß wird durch Diffusion von Bor an der der Lithiumseite gegenüberliegenden Oberfläche eine etwa  $1\ \mu\text{m}$  dicke, sehr hoch dotierte  $P$ -Zone erzeugt. Die lithium-kompensierte Zone läßt man dann bis an die  $P^+$ -dotierte Zone heranwachsen. Da sich bei Betrieb des Detektors durch die anliegende Sperrspannung in der  $P^+$ -Zone noch eine Raumladung aufbaut, tritt nur der restliche Teil der  $P^+$ -Zone (ca.  $0,6\ \mu\text{m}$ ) als Eingangsfenster in Erscheinung.

Wegen der hohen Bordotierung läßt sich leicht ein Metallkontakt an der Kristalloberfläche anbringen.

Während der verschiedenen Arbeitsgänge bei der Herstellung eines  $PIN$ -Detektors muß der Kristall von einer möglichst sauerstoffreinen Schutzatmosphäre umgeben sein, da  $\text{Li}$ -Atome sehr leicht mit Sauerstoff reagieren und damit ihren Donatorcharakter verlieren. Die entstehenden Lithiumverbindungen  $\text{LiO}$  und  $\text{Li}_2\text{O}$  werden ebenfalls im Kristall eingebaut und führen eine Verringerung der Ladungsträgerlebensdauer und damit eine Verschlechterung der Detektoreigenschaften herbei.

Die mit lithium-gedrifteten Detektoren erreichbaren großen strahlungsempfindlichen Kristallvolumina gehen zwangsläufig zu Lasten der Sammelzeit  $t_s$ . (Die Auswirkungen von  $t_s$  auf die physikalischen Eigenschaften eines Strahlungsdetektors wurden bereits in Abschnitt 2.3 behandelt.) Gemäß Gl. (2.4) gilt  $t_s = d/\mu E$ , das heißt, die Sammelzeit steigt proportional der Dicke  $d$  des strahlungsempfindlichen Volumens an. Ein Ausgleich dieses Mangels ist nur durch eine Erhöhung der Beweglichkeit  $\mu$  möglich, da die Feldstärke  $E$  aus ebenfalls in Abschnitt 2.3 behandelten Gründen nicht wesentlich vergrößert werden kann.

Die erwünschte Zunahme der Beweglichkeit wird durch den Betrieb des Detektors bei niedrigen Temperaturen erreicht. In Germanium zum Beispiel steigt die Beweglichkeit der Defektelektronen von  $\mu = 1400\ \text{cm}^2/\text{Vs}$  bei Raumtemperatur auf  $\mu = 15\ 000\ \text{cm}^2/\text{Vs}$  bei Abkühlung des Kristalls auf  $77\ \text{°K}$  an. Die dadurch erzielbaren Sammelzeiten sind mit denen der bereits behandelten Detektorarten durchaus vergleichbar, sofern diese bei Raumtemperatur betrieben werden.

Der Betrieb lithium-gedrifteter Detektoren bei herabgesetzter Temperatur ist außerdem noch aus zwei weiteren Gründen vorteilhaft oder gar unerlässlich:

1. Wegen des großen Nutzvolumens steigt der Sperrstrom und damit das Rauschen an, wodurch sich das Energieauflösungsvermögen verschlechtert.

Durch eine Kühlung des Kristalls läßt sich der Sperrstrom so weit erniedrigen, daß dieser Mangel ausgeglichen wird.

- Die Lithium-Atome besitzen auch bei Zimmertemperatur noch eine geringe Beweglichkeit. Das bei der Herstellung des Detektors im Kristall erzeugte Konzentrationsprofil der Li-Atome kann man daher auf die Dauer – zumindest bei Germanium – nur dadurch erhalten, daß sogar die Lagerung der Detektoren bei erniedrigter Temperatur vorgenommen wird.

Für eine längere Lagerung sollte folgende Temperaturvorschrift eingehalten werden:

Li-gedriftete Detektoren aus Ge:  $t \leq -80^\circ\text{C}$  und Si:  $t \leq -40^\circ\text{C}$ .

Einige Ausführungsformen von lithium-gedrifteten Detektoren zeigt Bild 3.18.

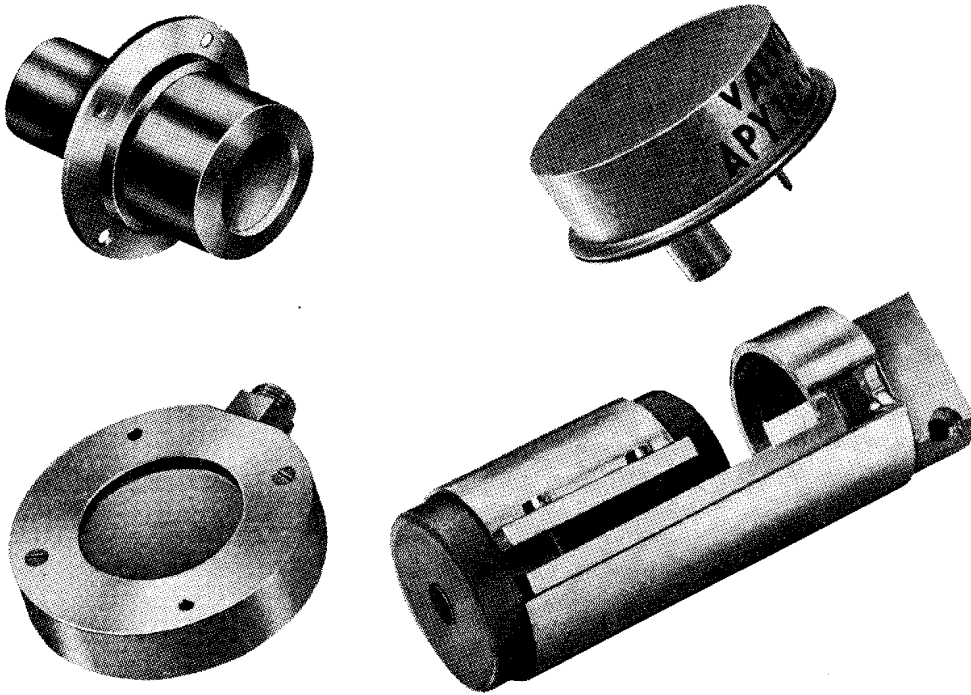


Bild 3.18. Ausführungsformen von lithium-gedrifteten Kernstrahlungsdetektoren. Links zwei Silizium-Detektoren, rechts oben ein planar-gedrifteter, rechts unten ein coaxial-gedrifteter Germanium-Detektor.

Eine spezielle Ausführung des coaxialen, lithium-gedrifteten Ge-Strahlungsdetektors stellt der „Bohrloch“-Detektor dar. Er enthält eine konzentrische Sackloch-Bohrung, die das zu messende Präparat aufnimmt. Es wird damit eine wesentliche Erhöhung der Ansprechwahrscheinlichkeit erzielt, da das strahlungsempfindliche Volumen des Detektors das Präparat fast vollständig umschließt.

### 3.5. Detektoren, deren Kristalleigenschaften durch Bestrahlung geändert werden

Setzt man Halbleiter einer Teilchenstrahlung aus, können Veränderungen im Kristall auftreten.

Abhängig von der Art und Energie der Strahlung besteht sowohl die Möglichkeit, daß durch Stoßprozesse Atome aus ihren Gitterbindungen gerissen werden (z. B. bei schnellen Neutronen), als auch, daß es zu Kernumwandlungen kommt (z. B. bei thermischen Neutronen).

Bei den Gitterstörungen handelt es sich um die sogenannten „Frenkel-Defekte“, während bei Kernumwandlungen Fremdatome im Kristall erzeugt werden.

Unabhängig von der Art der Störungen werden durch diese die Kristalleigenschaften verändert. An erster Stelle steht dabei die Verringerung der Ladungsträgerlebensdauer, da viele Kristallfehler als Rekombinationszentren wirken. Darüber hinaus können im verbotenen Band zusätzliche Akzeptor- und Donatortherme entstehen. Diese gleichen in ihren Auswirkungen einer zusätzlichen Dotierung, da durch sie die Anzahl der freien Ladungsträger und damit der spezifische Widerstand des Kristalls geändert wird. Der zuletzt geschilderte Effekt tritt nur relativ schwach in Erscheinung.

Die durch eine Bestrahlung im Kristall verursachten Veränderungen lassen sich meßtechnisch erfassen, wobei es naheliegend wäre, die Lebensdauer der Ladungsträger direkt zu messen. Derartige Messungen stoßen aber auf große experimentelle Schwierigkeiten. Eine indirekte Messung der Ladungsträgerlebensdauer läßt sich jedoch in einfacher Weise durchführen. Da nämlich die Größe des Sättigungsstromes eines *PN*-Überganges unter anderem von der Lebensdauer der Ladungsträger abhängt, ist lediglich eine Strommessung vor und nach der Bestrahlung des *PN*-Überganges vorzunehmen.

Wird ein *PN*-Übergang einer gleichbleibenden Strahlung von zum Beispiel schnellen Neutronen ausgesetzt, dann steigt der Sättigungsstrom während der Bestrahlung linear mit der Zeit an oder, was gleichbedeutend ist, die Änderung des Sättigungsstromes ist dem integrierten Strahlungsfluß proportional.

Detektoren für derartige Messungen arbeiten mit einem Halbleiterkristall aus Germanium oder Silizium, in dem sich ein diffundierter *PN*-Übergang befindet. Sie besitzen eine hohe Empfindlichkeit gegenüber schnellen Neutronen, während sie gegenüber thermischen Neutronen sowie  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlungen relativ unempfindlich sind.

Es können Dosismessungen durchgeführt werden, ohne daß die Detektoren während der Bestrahlung mit irgendwelchen Meßstromkreisen verbunden zu werden brauchen. Die durch Neutronenbestrahlung verursachten Gitterfehler bleiben auch nach der Bestrahlung bestehen, wodurch die im Kristall gespeicherte Information zu einem beliebig späteren Zeitpunkt durch Messung des Sättigungsstromes entnommen werden kann. Die letzte Aussage bezieht sich nur auf Silizium-Detektoren, da bei Germanium-Detektoren bereits bei Raumtemperatur eine „Selbsteilung“ der erzeugten Gitterstörungen auftreten kann.

Sowohl für Silizium- als auch Germanium-Detektoren gilt, daß die Gitterstörungen eine bestimmte Dichte nicht überschreiten dürfen. Darüber hinausgehende Strahlungsschäden führen zu einer zunehmenden Verschlechterung der Detektoreigenschaften. Die geschädigten Kristalle kann man jedoch durch Tempern bei bestimmten Temperaturen regenerieren, ein Vorgang, der sich mehrfach wiederholen läßt.

Die vorangehend beschriebenen Detektoren – Dosismesser für schnelle Neutronen – sind in ihrer Entwicklung noch nicht ausgereift, so daß zur Zeit keine Liefermöglichkeit besteht.

#### 4. Die Messung von Korpuskular- und Quantenstrahlung

Die nachfolgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Anwendungsgebiete der verschiedenen Arten von Halbleiter-Kernstrahlungsdetektoren.

Anwendungsgebiet	Detektorart					
	Diff. PN-Übergang	Oberfl.-sperrschicht	$dE/dx$	Lithiumgedriftet Ge	Lithiumgedriftet Si	Schachbrettzähler
$\alpha$	X	X	X		X	
$\beta$		f. niedr. Energien			X	
$\gamma$				X	f. niedr. Energien	
p, d, t	X	X	X		X	
Spaltprodukte	X	X				
Teilchendis-kriminierung		X	X		X	
Winkelkorrelation						X
Biophysik	X					

#### 4.1. $\alpha$ -Teilchen

Halbleiterdetektoren mit diffundierten PN-Übergängen sowie Oberflächen-sperrschicht-Detektoren eignen sich – wie bereits ausführlich dargestellt – hervorragend zum Nachweis und zur Spektroskopie von  $\alpha$ -Strahlungen. Wegen der geringen Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen verwendet man zu ihrer Messung Detektoren, deren strahlungsempfindliches Element aus einem Halbleiter-

kristall mit relativ niedrigem spezifischen Widerstand besteht. Die sich ausbildende Sperrschicht besitzt dann eine entsprechend geringe Tiefe, so daß man kurze Sammelzeiten und damit eine gute Energieauflösung erhält. Zum Beispiel lassen sich bei der Messung von  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie  $E_\alpha = 5,477$  MeV Halbwertsbreiten  $\Delta E < 20$  keV (15 keV) erzielen. In Bild 4.1 ist das mit einem Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektor aufgenommene  $\alpha$ -Spektrum von  $\text{Am}^{241}$  dargestellt.

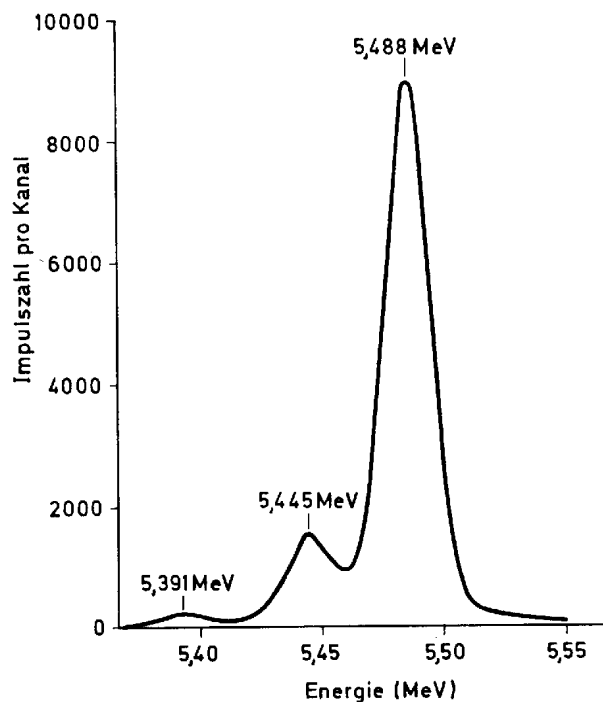


Bild 4.1.  $\alpha$ -Spektrum von  $\text{Am}^{241}$ , aufgenommen von einem Oberflächensperrschicht-Strahlungsdetektor

Zur Prüfung und Eichung von Strahlungsdetektoren lassen sich die natürlichen  $\alpha$ -Strahler besonders gut verwenden. Sie besitzen monoenergetische, bekannte Energien hoher Intensität.

Folgende  $\alpha$ -Strahler werden hauptsächlich verwendet:

- Uran : 4,19, 4,37 und 4,76 MeV,
- Po<sup>210</sup> : 5,30 eV,
- ThC : 6,05 und 6,09 MeV,
- ThC' : 8,78 MeV.

ThC bietet mit seinen beiden nur 0,04 MeV auseinander liegenden, im Intensitätsverhältnis 3:1 stehenden Gruppen eine sehr gute Möglichkeit, das Energieauflösungsvermögen von Detektoren zu prüfen.

## 4.2. Protonen, Deuteronen, Tritonen

Bei dem Nachweis und der Messung schwerer, geladener Teilchen ergeben sich keine besonderen Schwierigkeiten. Um eine der Teilchenenergie proportionale Anzeige zu erhalten, ist lediglich darauf zu achten, daß die Tiefe der Sperrschicht des Strahlungs-Detektors der Teilchenreichweite angepaßt ist. Die für eine vollständige Absorption erforderlichen Sperrschichttiefen für die verschiedenen Teilchen in Abhängigkeit von ihrer Energie können den Bildern 2.6 und 2.7 entnommen werden.

Es lassen sich also bei vielen Messungen Strahlungsdetektoren mit diffundierten *PN*-Übergängen oder auch Oberflächensperrschicht-Detektoren einsetzen. Für die Messung von Teilchen mit wesentlich höheren Energien sind die lithium-gedrifteten Detektoren sehr geeignet. Wegen der einfacheren Handhabung werden hierbei die mit einem Siliziumkristall arbeitenden Detektoren vorgezogen. Sie besitzen darüber hinaus den Vorteil einer geringeren Ansprechempfindlichkeit für  $\gamma$ -Strahlungen. Energiespektren geladener Teilchen lassen sich daher auch bei etwa vorhandenem starken  $\gamma$ -Untergrund relativ gut aufnehmen.

## 4.3. Spaltprodukte

Halbleiter-Strahlungsdetektoren zur Untersuchung von Spaltprodukten werden aus einem Kristallmaterial (meistens Silizium) mit besonders niedrigem spezifischen Widerstand hergestellt. Wegen der geringen Reichweite der Spaltprodukte benötigt man nämlich zu deren vollständiger Absorption nur Sperrschichten mit einer Tiefe von weniger als 25  $\mu\text{m}$ .

Bei der Messung von Spaltprodukten treten an den Detektoren Strahlungsschäden auf, so daß deren Verwendungsdauer begrenzt ist. Je nach Art und Energie der Teilchen stellt sich nach einer Absorptionsdosis von etwa  $10^9$  bis  $10^{12}$  Teilchen pro  $\text{cm}^2$  eine deutlich zunehmende Verschlechterung der Detektoreigenschaften ein, was sich am auffälligsten in einem Ansteigen des Sperrstromes sowie einer Abnahme der Impulshöhe und des Energieauflösungsvermögens äußert.

## 4.4. $\beta$ -Teilchen (Elektronen)

Die Messung von Elektronen erfordert bereits für mittlere Elektronenenergien Sperrschichten von einer Tiefe, wie sie bei Oberflächensperrschicht-Detektoren nur mit sehr hochohmigen Kristallen und hohen Sperrspannungen erreichbar sind. In vielen Fällen wird man daher lithium-gedriftete Detektoren einsetzen müssen.

Bei einem guten Halbleiter-Strahlungsdetektor ist für eine Messung, bei der sich das Signal noch deutlich vom Rauschen abheben soll, eine Mindestelektronenenergie von etwa 30 keV erforderlich.



Beim Messen monoenergetischer Elektronenstrahlungen erhält man Kurven, die bei der jeweiligen Elektronenenergie ein Maximum mit steilem Abfall zu höheren Energien aufweisen, während sich für niedrigere Energien ein Kontinuum anschließt. Das Kontinuum entsteht durch Elektronen, die nur einen Teil ihrer Energie innerhalb des strahlungsempfindlichen Volumens abgegeben haben. Ein Impulshöhen-Spektrum monoenergetischer, schneller Elektronen zeigt Bild 4.2. Man erkennt ein weiteres Maximum bei etwa 180 bis 250 keV; dieses wird von den Elektronen hervorgerufen, die ohne jegliche Streuungen an Atomkernen die Sperrschicht senkrecht durchqueren.

Die energieproportionale Anzeige bleibt auch dann noch erhalten, wenn die Tiefe der Sperrschicht nur 1/5 bis 1/6 derjenigen Strecke beträgt, die ein Elek-

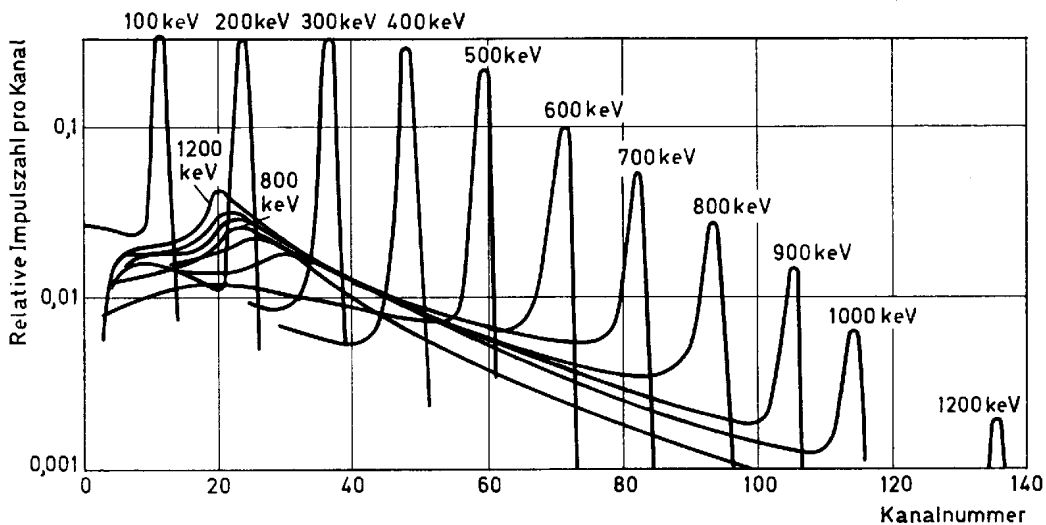


Bild 4.2. Spektrum monoenergetischer, schneller Elektronen, aufgenommen von einem Si-Strahlungsdetektor mit diffundiertem PN-Übergang

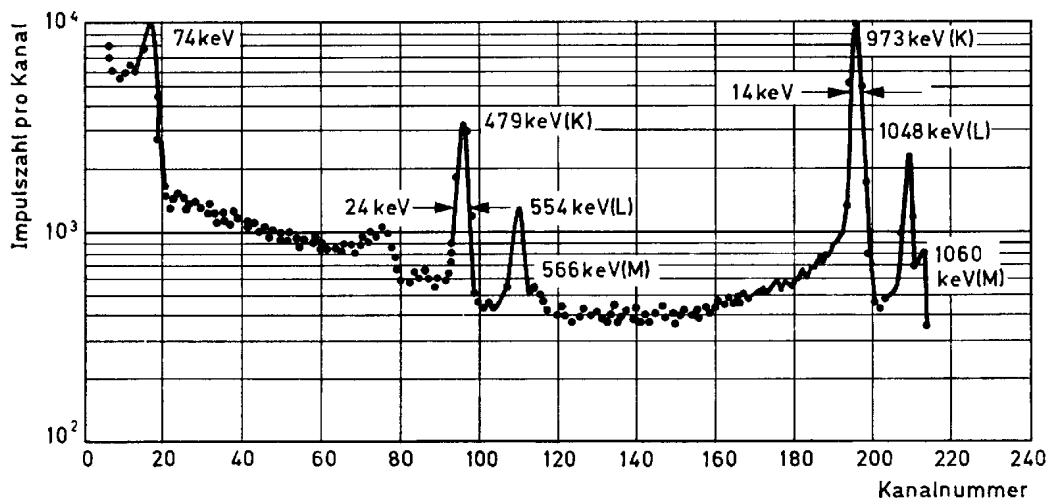


Bild 4.3. Konversionselektronenspektrum von  $\text{Bi}^{207}$ , aufgenommen von einem lithium-gedrifteten Si-Detektor mit einer Temperatur von  $245^\circ\text{K}$

tron zur vollen Absorption benötigen würde. Dieses ist darauf zurückzuführen, daß die meisten Elektronen den Kristall nicht geradlinig durchlaufen, sondern mehrfach gestreut werden, wodurch sich ihr Weg im strahlungsempfindlichen

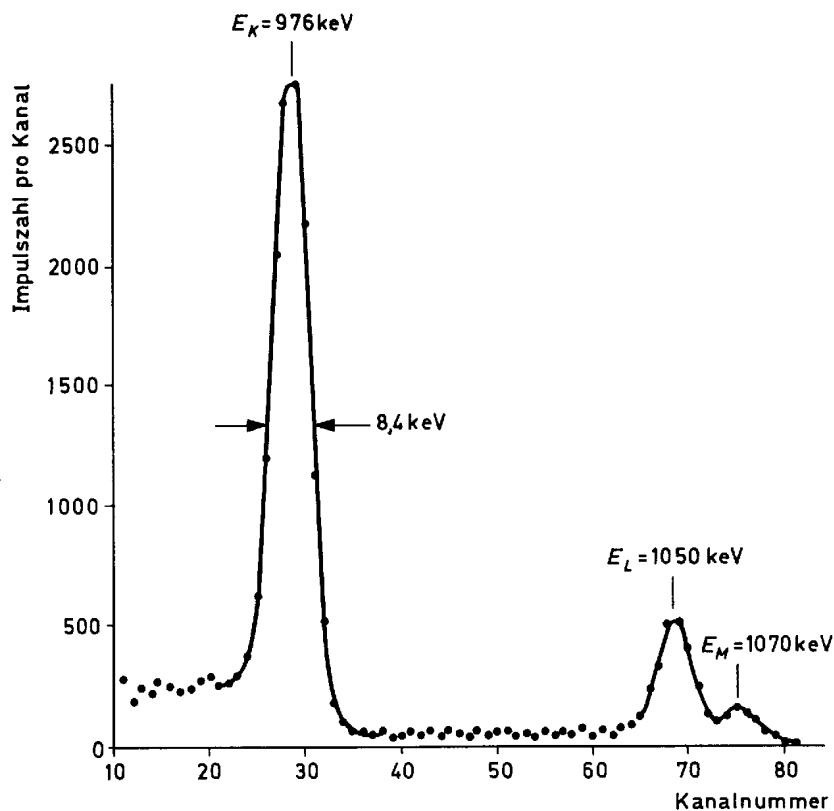


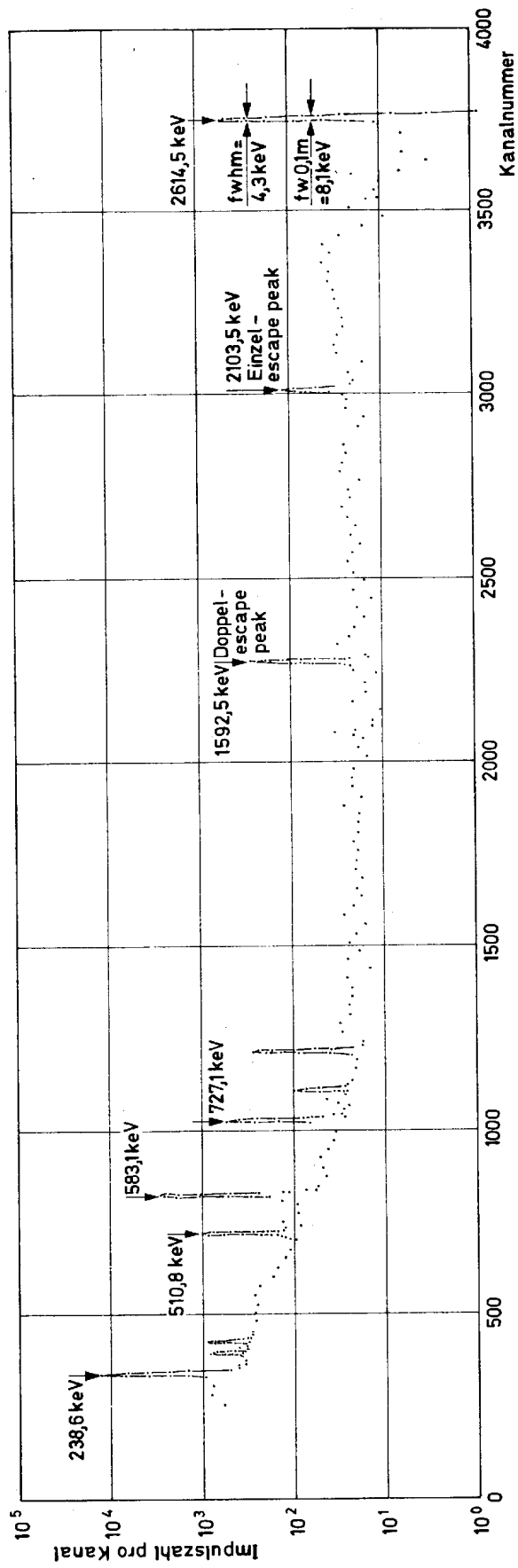
Bild 4.4. Konversionselektronenspektrum von  $\text{Bi}^{207}$ , aufgenommen von einem Oberflächensperrschicht-Detektor mit einer Temperatur von  $77^\circ\text{K}$

Kristallvolumen entsprechend verlängert. Aufgrund dieser Mehrfachstreuungen lassen sich für eine ganze Reihe von Messungen und Untersuchungen von  $\beta$ -Strahlungen Detektoren mit diffundierten PN-Übergängen sowie Sperrschicht-Detektoren, trotz der relativ geringen Tiefe der Raumladungszone, erfolgreich einsetzen.

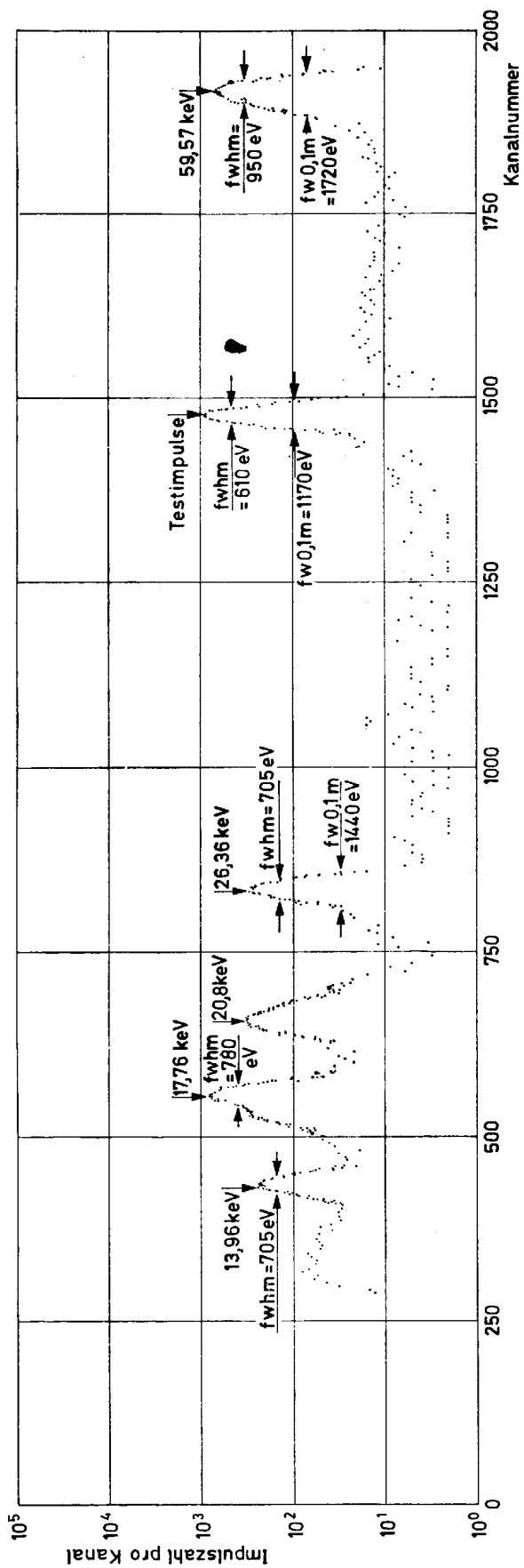
Bild 4.3 zeigt das Konversionselektronenspektrum von  $\text{Bi}^{207}$ , aufgenommen mit einem lithium-gedrifteten Si-Detektor, Bild 4.4 einen Ausschnitt desselben Spektrums, aufgenommen mit einem Oberflächensperrschicht-Detektor.

#### 4.5. Röntgen- und $\gamma$ -Strahlung

Wie bereits in Abschnitt 2.2 ausgeführt, werden auch bei der Absorption von Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung Elektron-Defektelektronpaare erzeugt. Abhängig von der Höhe der Strahlungsenergie sind Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung in unterschiedlichem Umfang am Absorptionsprozeß beteiligt.



$\gamma$ -Spektrum von  $\text{Th}^{228}$ , aufgenommen mit einem koaxialen, lithium-gedrifteten Ge-Detektor



Röntgenspektrum von  $Am^{241}$ , aufgenommen mit einem lithium-gedrifteten Si-Detektor

Die Nachweisempfindlichkeit für Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung ist wegen des kleinen Wirkungsquerschnittes in Silizium (Ordnungszahl  $z = 14$ ) recht gering. Wesentlich bessere Ausbeuten erzielt man mit Detektorelementen aus Germanium ( $z = 32$ ).

Die große Reichweite der Strahlung bedingt Detektoren mit möglichst ausgedehntem strahlungsempfindlichem Volumen. Lithium-gedriftete Ge-Strahlungsdetektoren sind daher besonders geeignet. Sie ermöglichen den Nachweis, das Zählen und die Spektroskopie von Gammastrahlung bis zu einigen MeV.

Vergleicht man das Energieauflösungsvermögen eines lithium-gedrifteten Ge-Detektors mit dem eines NaJ-Szintillators, so zeigt sich, daß zum Beispiel bei einer Quantenenergie von 0,5 MeV der Ge-Detektor ein etwa 20fach besseres Auflösungsvermögen besitzt. Selbst das sehr aufwendige Beugungsspektrometer wird bei Energien über 200 keV im Energieauflösungsvermögen vom lithium-gedrifteten Ge-Detektor übertroffen.

Bild 4.5 zeigt das  $\gamma$ -Spektrum von  $\text{Co}^{60}$ , Bild 4.6 ein solches von  $\text{Ho}^{166}$ . Die Messungen wurden jeweils einmal mit einem lithium-gedrifteten Ge-Detektor und einmal mit einem NaJ-Szintillator durchgeführt.

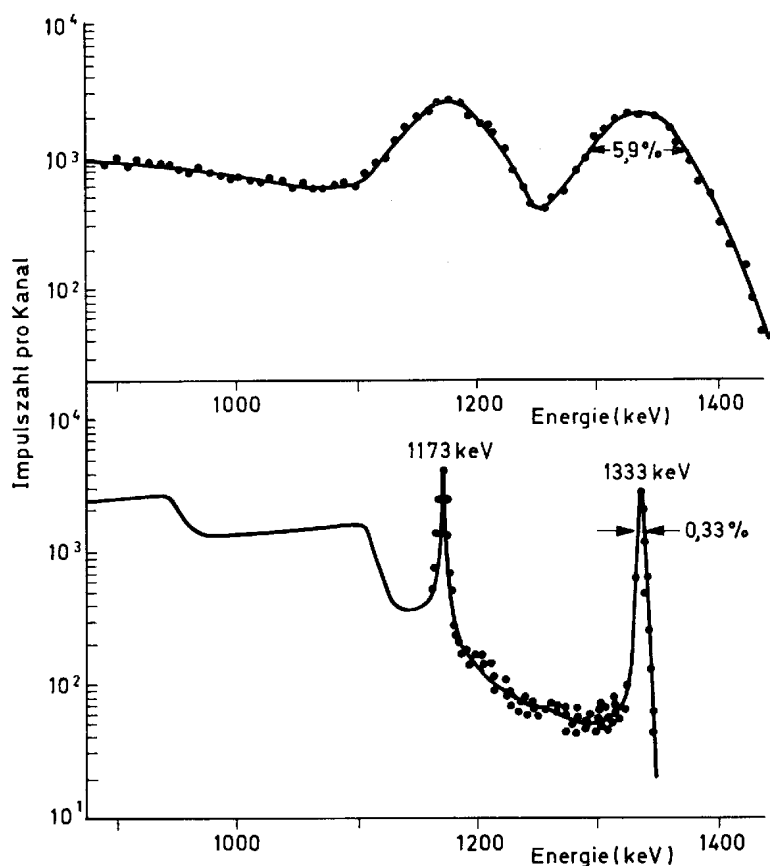


Bild 4.5.  $\gamma$ -Spektrum von  $\text{Co}^{60}$ , einmal gemessen mit einem lithium-gedrifteten Ge-Detektor und einmal, zum Vergleich, mit einem NaJ-Szintillationszähler

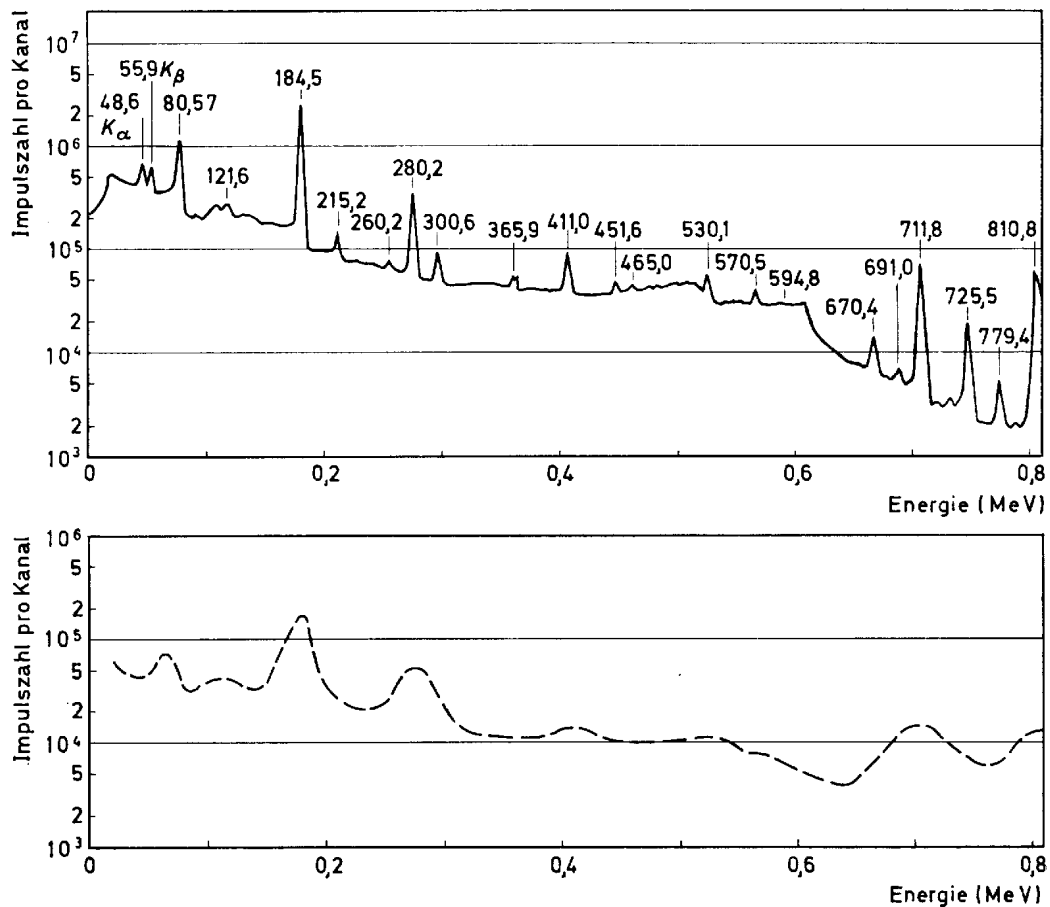


Bild 4.6.  $\gamma$ -Spektrum von  $\text{Ho}^{166}$  ebenfalls einmal mit einem lithium-gedrifteten Ge-Detektor und einmal mit einem Szintillationszähler gemessen

#### 4.6. Neutronen

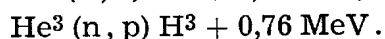
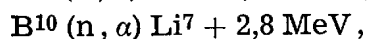
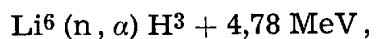
Wie in Abschnitt 3.5 ausgeführt, läßt sich der Nachweis und die Dosismessung von langsamen und schnellen Neutronen mit Detektoren vornehmen, bei denen durch die Bestrahlung die Eigenschaften des Halbleiterkristalls geändert werden. Auf derartige Messungen soll hier nicht näher eingegangen werden.

Bei den gebräuchlichen Methoden zum Nachweis und zur Spektroskopie von Neutronen macht man von dem Umweg über Kernreaktionen oder über die Erzeugung von Rückstoßprotonen Gebrauch.

Durch eine Kernreaktion werden die für das Ansprechen des Halbleiter-Detektors erforderlichen ionisierenden Teilchen  $p$ ,  $t$ ,  $\text{He}^3$ ,  $\alpha$  oder Spaltstücke geliefert. Kernreaktionen können sowohl durch schnelle als auch langsame Neutronen ausgelöst werden. Im Gegensatz hierzu dienen Rückstoßprotonen, die in einem wasserstoffhaltigen Medium erzeugt werden, nur zum Nachweis schneller Neutronen.

### Nachweis und Spektroskopie langsamer Neutronen

Langsame Neutronen lassen sich besonders gut durch folgende Kernreaktionen nachweisen:



Die Energie der entstehenden Reaktionsprodukte hängt nur von deren Massenverhältnis, der Reaktionsenergie und der kinetischen Energie des stoßenden Neutrons ab.

Da die Energie langsamer Neutronen gegenüber der Reaktionsenergie vernachlässigbar klein ist, kann man die Summe der Energien der Reaktionsprodukte der Reaktionsenergie gleichsetzen. Zum Beispiel erhält man bei der oben angeführten  $\text{Li}^6$ -Reaktion  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie von 2,05 MeV sowie Tritonen mit einer Energie von 2,73 MeV.

Zur praktischen Durchführung solcher Messungen belegt man das Eingangsfenster eines Halbleiter-Detektors mit einer dünnen, einige  $\mu\text{m}$  starken Schicht, die zum Beispiel  $\text{Li}^6$  oder  $\text{B}^{10}$  enthält. Von den in dieser Schicht entstehenden Spaltprodukten werden im Detektor diejenigen Teilchen registriert, die aufgrund ihres Austrittswinkels und ihrer Reichweite in das strahlungsempfindliche Volumen des Detektors gelangen.

Die Ausbeute an ionisierenden Teilchen nimmt mit der Dicke der Reaktionsschicht zu. Es tritt jedoch in zunehmendem Maße der Nachteil auf, daß die Teilchen beim Austritt aus der Schicht ihre einheitliche Energie verloren haben, da der Weg vom Ort ihrer Entstehung bis zur Detektoroberfläche unterschiedlich lang und damit der auftretende Energieverlust verschieden groß ist. Der Detektor vermag in solchem Falle als Impulshöhenspektrum nur ein Kontinuum zu liefern.

Spektroskopische Untersuchungen setzen also Detektoren mit sehr dünnen Reaktionsschichten voraus, wobei man die entsprechend geringe Ausbeute an ionisierenden Teilchen in Kauf nehmen muß. Bei der Messung monoenergetischer Neutronen lassen sich auf diese Weise scharfe Impulsgruppen erzielen, die den Energien der Reaktionsprodukte entsprechen.

Oft ist es zweckmäßig, eine „Sandwich“-Anordnung zu benutzen, die aus zwei Detektoren mit einer zwischen ihnen angeordneten Reaktionsschicht besteht. Die entstehenden ionisierenden Teilchen, die sich in entgegengesetzten Flugrichtungen voneinander entfernen, können dann in den beiden Detektoren registriert werden. Durch elektrische Addition der Signale erhält man einen Summenimpuls, der die Höhe der Reaktionsenergie zuzüglich der (bei langsamen Neutronen vernachlässigbaren) Neutronenenergie anzeigt.

Durch Ausnutzung der Koinzidenz zwischen dem zeitlichen Auftreten beider Teilchen läßt sich die Energieauflösung noch verbessern. In Bild 4.7 ist ein Impulshöhenspektrum für langsame Neutronen dargestellt.

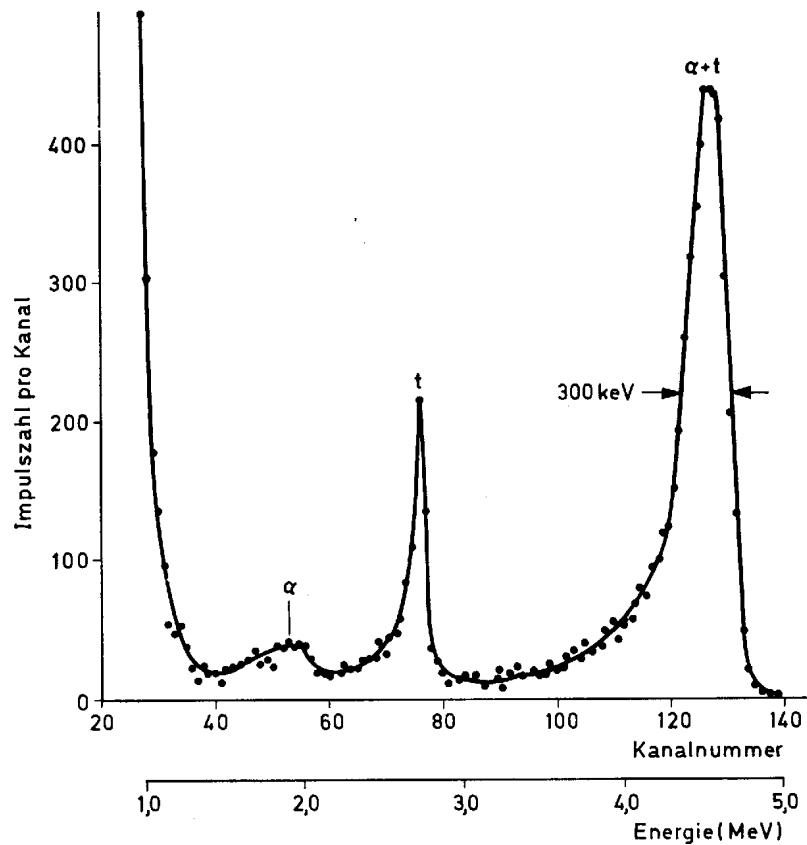
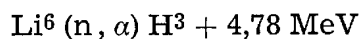


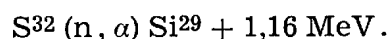
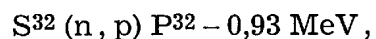
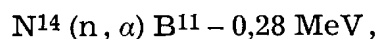
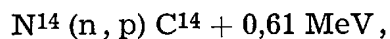
Bild 4.7. Spektrum langsamer Neutronen, aufgenommen mit einem Li<sup>6</sup>F-Sandwichdetektor

### Nachweis und Spektroskopie schneller Neutronen

Auch schnelle Neutronen lassen sich über Kernreaktionen nachweisen und messen. Wegen des geringen Wirkungsquerschnitts für schnelle Neutronen ist die Nachweisempfindlichkeit, verglichen mit langsamen Neutronen, wesentlich geringer. Auch hier läßt sich die schon erwähnte Reaktion



ausnutzen; darüber hinaus sind unter anderem folgende Reaktionen möglich



Ein anderes Verfahren, schnelle Neutronen nachzuweisen, liegt in der Erzeugung von Rückstoßprotonen. Diese erhält man zum Beispiel durch elastische Streuung von Neutronen an den Atomkernen des Wasserstoffs. Die Energien der entstehenden Protonen hängen von der Energie des stoßenden Neutrons und dem Winkel zwischen der Flugrichtung des stoßenden Neutrons und der des gestoßenen Protons ab.



#### 4.7. Teilchendiskriminierung

Die Kombination eines  $dE/dx$ -Detektors mit einem normalen Detektor bietet die Möglichkeit, eine Diskriminierung eingestrahelter Teilchen nach Masse und Ladung vorzunehmen. Für derartige Messungen ist es erforderlich, den  $dE/dx$ -Detektor mit einer Kristalldicke zu wählen, die es den eingestrahlenen Teilchen ermöglicht, den Detektor mit vernachlässigbar geringem Energieverlust zu durchqueren. Der nachfolgende Detektor hingegen muß eine Feldzonendicke aufweisen, die eine vollständige Absorption der Teilchen bewirkt.

Das Ausgangssignal des  $dE/dx$ -Detektors ist dem im Kristall auftretenden Energieverlust, das Signal des nachgeschalteten Detektors der Gesamtenergie des Teilchens proportional.

Zwischen der Masse  $M$ , der Kernladungszahl  $Z$  und der Energie  $E$  des zu identifizierenden Teilchens sowie den von den Detektoren gelieferten Meßgrößen  $dE/dx$  und  $E$  gilt näherungsweise die Beziehung

$$E \cdot dE/dx \sim M^{0,8} Z^2 E^{0,2}.$$

Für eine bestimmte Teilchensorte sind  $M$  und  $Z$  konstant, so daß das Produkt  $E \cdot dE/dx$  in erster Näherung als energieunabhängig angesehen werden kann.

Trägt man von Teilchen gleicher Sorte aber unterschiedlicher Energie die  $dE/dx$ - und  $E$ -Werte in ein  $x, y$ -Koordinatensystem ein bzw. stellt sie auf einem Oszillografenschirm dar, so erhält man eine Hyperbel. Für andere Teilchensorten ergeben sich andere Hyperbeln. Entsprechend dem Produkt  $MZ^2$  verhalten sich die Abstände der Hyperbeln zum Beispiel für Protonen, Deuteronen, Tritonen und  $\alpha$ -Teilchen etwa wie 1:2:3:16.

Auch andere Arten geladener Teilchen lassen sich nach diesem Verfahren identifizieren.

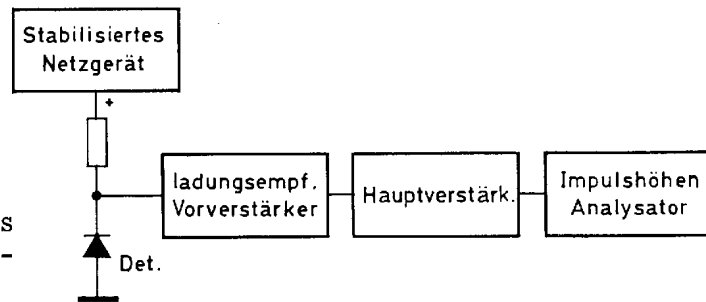
### 5. Signalverstärkung

#### 5.1. Allgemeine Betrachtungen

Die von einem Halbleiter-Kernstrahlungsdetektor gelieferten Signale müssen erheblich verstärkt werden, bevor sie einer Auswertung zugänglich sind. Optimale Ergebnisse erhält man dabei nur, wenn neben dem Detektor auch der Vorverstärker sowie die übrigen elektronischen Zusatzgeräte den Meßbedingungen und Meßanforderungen sorgfältig angepaßt sind. Dieses gilt für Halbleiter-Kernstrahlungsdetektoren wegen des besseren Energieauflösungsvermögens und des wesentlich kleineren Ausgangssignals in viel stärkerem Maße als zum Beispiel bei Szintillations- und Proportionalzählern.

Für Messungen, bei denen es auf höchste Zählraten ankommt, ist der Einsatz von Breitbandverstärkern erforderlich, um die Signalimpulse mit möglichst kurzen Anstiegs- und Abfallzeiten übertragen zu können. Viel häufiger jedoch ist bei Kernstrahlungsmessungen ein möglichst gutes Energieauflösungsver-

Bild 5.1.  
Blockschaltbild eines Meßplatzes für energiespektroskopische Messungen



mögen von besonderem Interesse. Das Blockschaltbild eines Meßplatzes für energiespektroskopische Messungen ist in Bild 5.1 dargestellt.

In den folgenden Ausführungen werden der ladungsempfindliche Vorverstärker ausführlich, die weiteren Stufen des Meßplatzes hingegen nur kurz behandelt.

## 5.2. Ladungsempfindlicher Vorverstärker

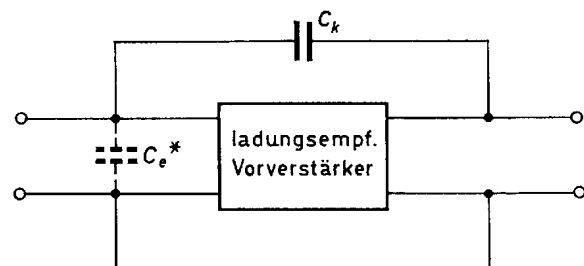
Zur Vorverstärkung haben sich die ladungsempfindlichen Verstärker weitgehend durchgesetzt. Zu ihren Eigenschaften und ihrer Arbeitsweise sei folgendes ausgeführt:

Für eine bestimmte, durch eine Strahlungsabsorption im Detektor erzeugte Ladung ist die Höhe der dem Eingang eines „normalen“ Vorverstärkers zugeführten Signalspannung von der Detektorkapazität  $C_D$ , der Schaltungskapazität  $C_S$  und der Verstärkereingangskapazität  $C_e$  abhängig. Von den genannten Kapazitäten ist nur  $C_e$  bekannt und kann als konstante Größe angesehen werden.  $C_S$  hingegen ist vom Schaltungsaufbau,  $C_D$  von der Sperrspannung abhängig. Die Kapazitätswerte von  $C_S$  und  $C_D$  müssen jeweils experimentell ermittelt und laufend kontrolliert werden, da erst ihre genaue Kenntnis die Durchführung energiespektroskopischer Messungen ermöglicht.

Der geschilderte Nachteil, der sich außerordentlich störend auswirken kann, wird bei Verwendung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers weitgehend vermieden.

Die Prinzipschaltung eines solchen Verstärkers, der den Verstärkungsfaktor  $v$  haben möge, ist in Bild 5.2 dargestellt. Der Kondensator  $C_K$  bewirkt eine starke

Bild 5.2.  
Prinzipschaltung eines ladungsempfindlichen Verstärkers.  $C_K$  ist die Gegenkopplungskapazität,  $C_e^*$  die scheinbare zusätzliche Eingangskapazität.



kapazitive Gegenkopplung auf den Verstärkereingang. Dadurch tritt an den Eingangsklemmen des Verstärkers eine vergrößerte zusätzliche Eingangskapazität  $C_e^*$  auf, die sich gemäß

$$C_e^* = C_K (1 + v) \quad (5.1)$$

errechnet.

Eine durch Strahlungsabsorption im Detektor erzeugte Ladung  $Q$  führt am Verstärkereingang zu einem Spannungsimpuls mit dem Scheitelwert

$$U_{e\ max} \approx \frac{Q}{C_D + C_S + C_e + C_e^*} \quad (5.2)$$

Am Ausgang des Verstärkers erhält man die verstärkte Spannung

$$U_{a\ max} \approx \frac{v Q}{C_D + C_S + C_e + C_e^*} = \frac{v Q}{C_D + C_S + C_e + C_K (1 + v)} \quad (5.3)$$

Ist der Verstärkungsfaktor  $v$  sehr groß, kann man  $C_D$ ,  $C_S$  und  $C_e$  gegen  $C_K (1 + v)$  vernachlässigen und es ergibt sich mit  $1 + v \approx v$

$$U_{a\ max} \approx \frac{Q}{C_K} \quad (5.4)$$

Man erhält also am Ausgang des Vorverstärkers eine Signalspannung, die der im Detektor erzeugten Ladung proportional und die von der Größe der Detektor- und Schaltungskapazität unabhängig ist. Dieses kommt besonders bei der Detektorkapazität zum Tragen, da deren Größe von der Sperrspannung und diese wiederum vom Sperrstrom (Spannungsabfall am Vorwiderstand) und damit von der Temperatur abhängig ist (siehe Abschnitt 3.2). Darüber hinaus ist die Ausgangsspannung auch von der Eigenverstärkung  $v$  des Vorverstärkers unabhängig. Änderungen von  $v$  zum Beispiel durch Alterung der Transistoren bzw. Verstärkerröhren oder durch Temperatur- oder Versorgungsspannungsschwankungen treten (in weiten Grenzen) nicht in Erscheinung.

Man bezieht bei ladungsempfindlichen Verstärkern die Ausgangsspannung auf die Energie des im Detektor absorbierten Teilchens, so daß man eine Empfindlichkeitsangabe in mV/MeV erhält. Die Ladungsempfindlichkeit derartiger Verstärker liegt bei 20 bis 100 mV/MeV.

Der Hauptnachteil von ladungsempfindlichen Verstärkern liegt in ihrer hohen Eingangskapazität  $C_e^*$ . Beispielsweise würde  $C_e^*$  für  $C_K = 1$  pF und  $v = 3000$  gemäß Gl. (5.1) einen Wert von

$$C_e^* = C_K (1 + v) \approx 3000 \text{ pF}$$

annehmen.

Diese hohe Eingangskapazität begrenzt trotz schaltungstechnischer Maßnahmen die Zählgeschwindigkeit der Anordnung. Dennoch lassen sich, wenn man eine etwas verschlechterte Energieauflösung in Kauf nimmt, bis zu etwa  $10^5$  Imp/s zählen.

Für einen Vorverstärker ist es von besonderer Wichtigkeit, daß sein Beitrag zum Rauschen sehr klein ist. Dieses führt häufig dazu, den Vorverstärker oder

zumindest dessen Eingangsstufe bei tiefen Temperaturen zu betreiben, ein Verfahren, das mit erheblichen Umständen verbunden ist.

Die speziell für diesen Zweck entwickelten Vorverstärker 56 050 und 56 051 sind für den Betrieb bei Raumtemperatur vorgesehen. Sie besitzen ein sehr niedriges Rauschen, welches zur Hauptsache durch die Verwendung besonders ausgesuchter Feldeffekt-Transistoren in den Eingangsstufen erzielt wird. Beide Verstärker sind voll transistorisiert.

Die Rauscheigenschaften der Verstärker werden durch eine Angabe charakterisiert, die den Beitrag der Verstärker zur Verschlechterung der Energieauflösung ausdrückt. Für den Verstärker heißt es zum Beispiel, daß das Rauschen (bei bestimmten Nebenbedingungen) geringer sei als  $2 \text{ keV fwhm} + 0,02 \text{ keV/pF}$ . Dies bedeutet, daß bei Absorption einer monoenergetischen Strahlung auch eine, von einem idealen Detektor gelieferte, rauschfreie Signalspannung nicht als Energielinie, sondern als eine Verteilungskurve mit einer Halbwertsbreite (fwhm) von  $2 \text{ keV}$  ausgewiesen werden würde. (Siehe Abschnitt 2.6 sowie Bild 2.12.)

Diese Angabe bezieht sich auf den irrealen Fall einer äußeren Eingangskapazität  $C_D + C_S = 0$ . Mit steigenden Werten für  $C_D + C_S$  verschlechtert sich die Energieauflösung. Die Abhängigkeit des als Halbwertsbreite aufgetragenen Rauschens von  $C_D + C_S$  zeigt Bild 5.3. Die zusätzliche Angabe  $\dots + 0,02 \text{ keV/pF}$

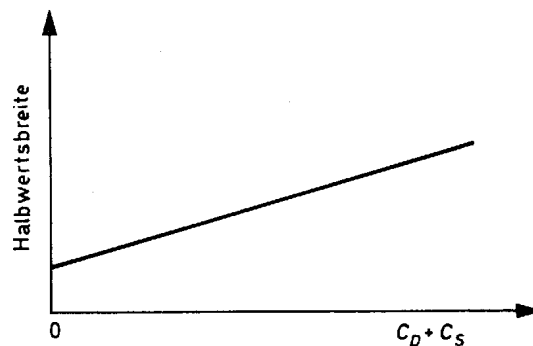


Bild 5.3. Abhängigkeit des als Halbwertsbreite aufgetragenen Rauschens von der Detektor- und Schaltungskapazität

ermöglicht nun die Berechnung des Rauschens im praktischen Fall, das heißt bei der jeweils gegebenen äußeren Eingangskapazität. Liegt diese zum Beispiel mit  $C_D + C_S = 100 \text{ pF}$  vor, so erhält man einen Zuschlag von  $100 \cdot 0,02 \text{ keV} = 2 \text{ keV}$ , womit sich der Gesamtbeitrag zur Verschlechterung der Energieauflösung auf  $4 \text{ keV}$  beläuft.

Der Grund für das Ansteigen des Rauschens mit zunehmender Parallelkapazität ist in der Abhängigkeit des Rauschens von der durch  $C_K$  verursachten Gegenkopplung zu sehen. Diese wird mit steigender Größe von  $C_D + C_S$  herabgesetzt und führt damit ein Ansteigen des Rauschens herbei.

Trotz der beim ladungsempfindlichen Verstärker großen Unempfindlichkeit gegenüber Störungen und Schwankungen der Eingangskapazitäten ist also auch bei dieser Verstärkerart eine kleine Detektorkapazität und ein kapazitätsarmer Aufbau von Vorteil.

Bild 5.4 zeigt den Aufbau, Bild 5.5 das Äußere und die Bilder 5.6 und 5.7 die Schaltungen der beiden Verstärker 56 050 und 56 051.

Zu den Schaltungen sei noch gesagt, daß die Eingangsstufen der Verstärker zur Erfüllung der hohen Rauschanforderungen nötigenfalls mit zwei oder drei parallelgeschalteten Feldeffekt-Transistoren bestückt werden.

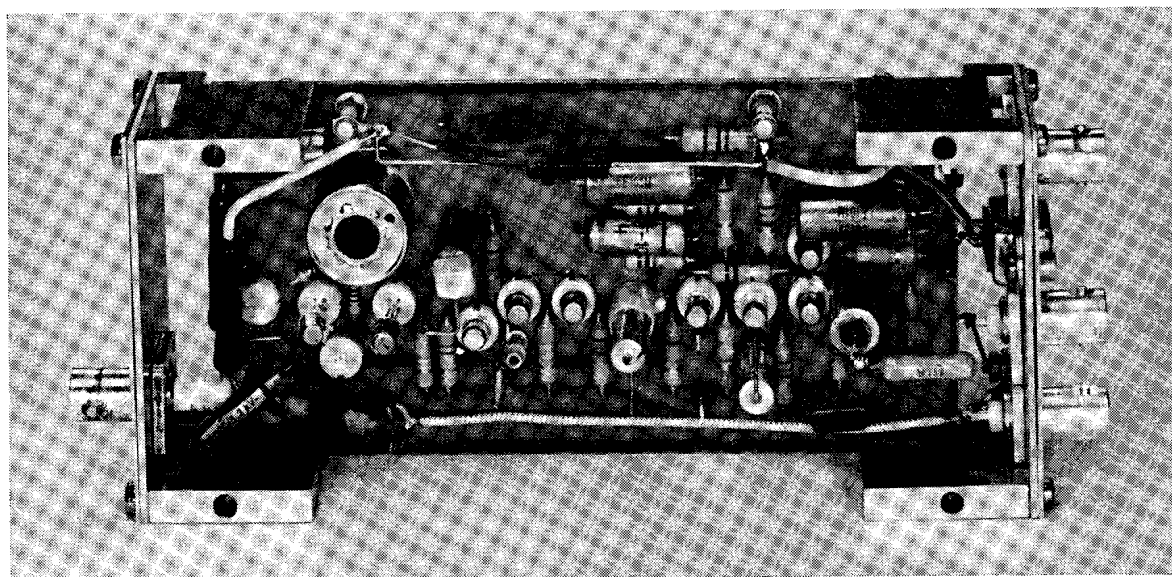
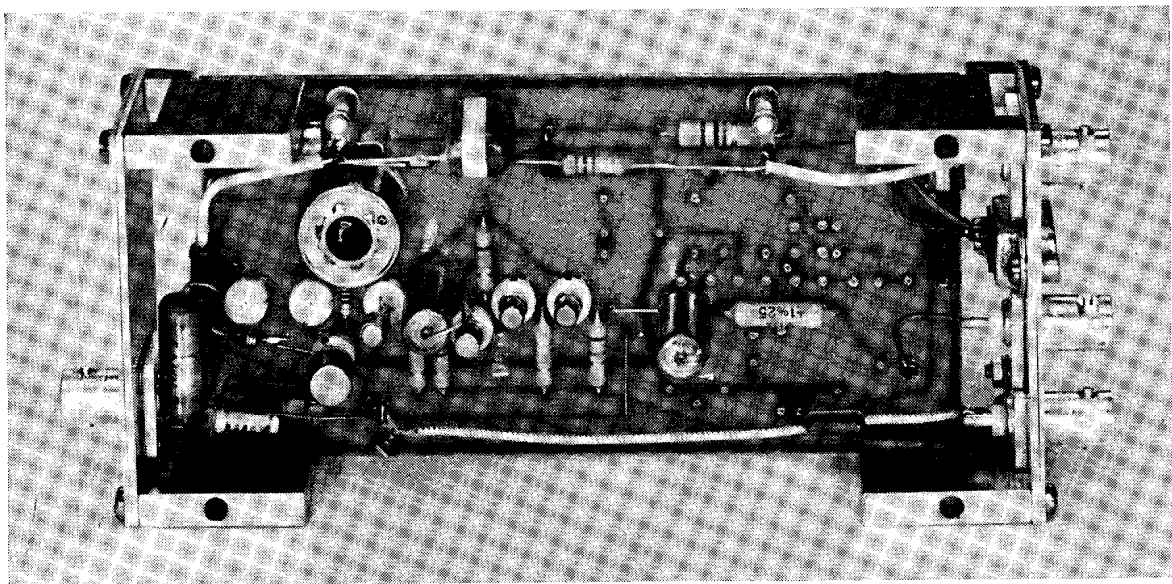


Bild 5.4. Der innere Aufbau der Vorverstärker. Oben Typ 56 050, unten Typ 56 051

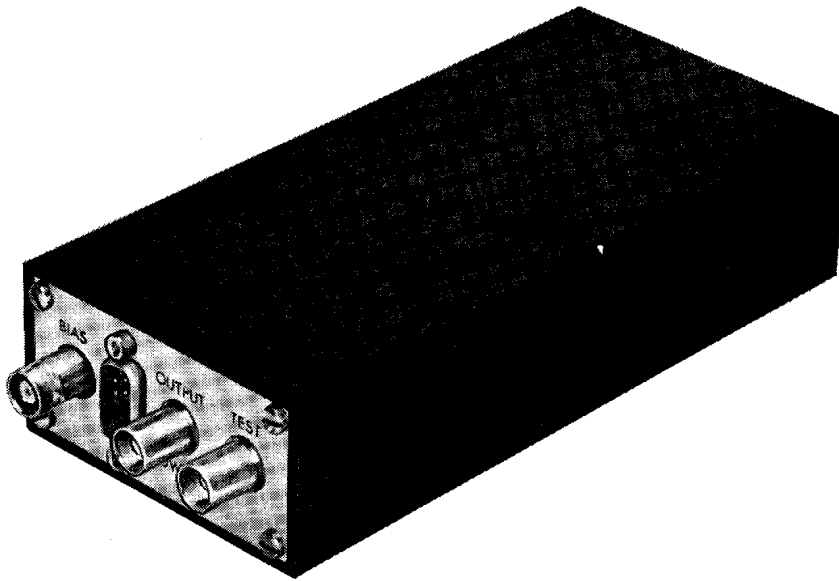


Bild 5.5. Das Äußere des ladungsempfindlichen Vorverstärkers VALVO 56 050 bzw. 56 051

Die Drosseln von 10 mH bzw. 65 mH in den Drainleitungen der Eingangstransistoren bestimmen die Abfallzeiten der Impulse, während die jeweils aus  $R_I$  und  $C_I$  bestehenden Serienglieder für die oberen Grenzfrequenzen der Verstärker verantwortlich sind.

Die letzten vier Transistoren des Verstärkers 56 051 gehören nicht zum eigentlichen, ladungsempfindlichen Teil, sondern dienen einer zusätzlichen Spannungsverstärkung.

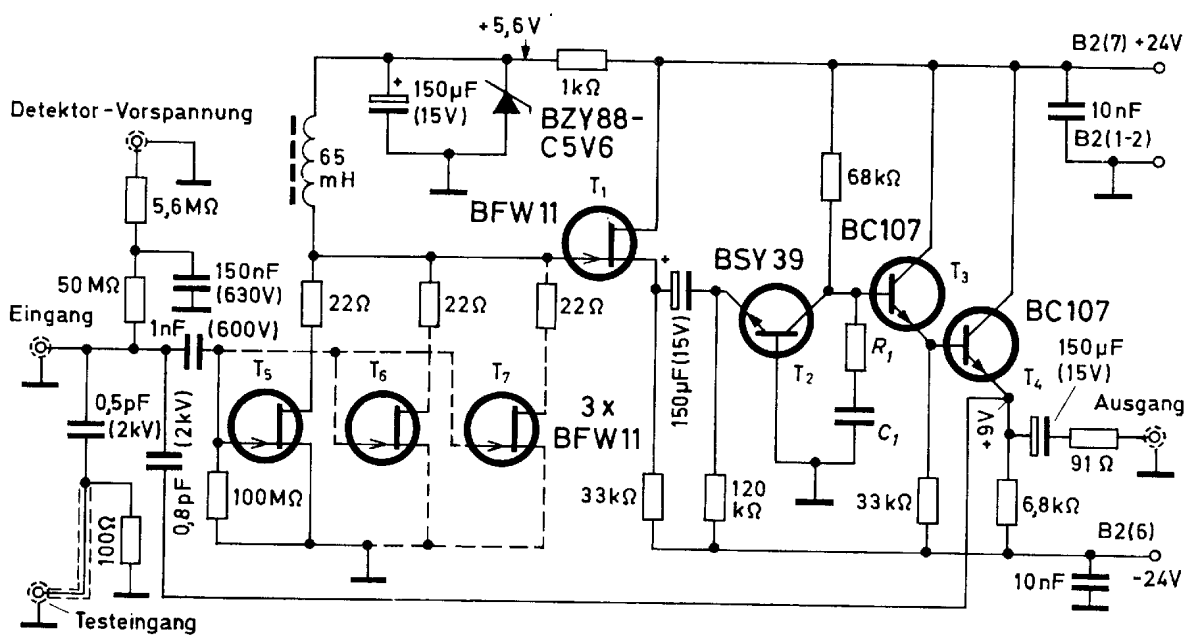


Bild 5.6. Schaltung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers VALVO 56 050

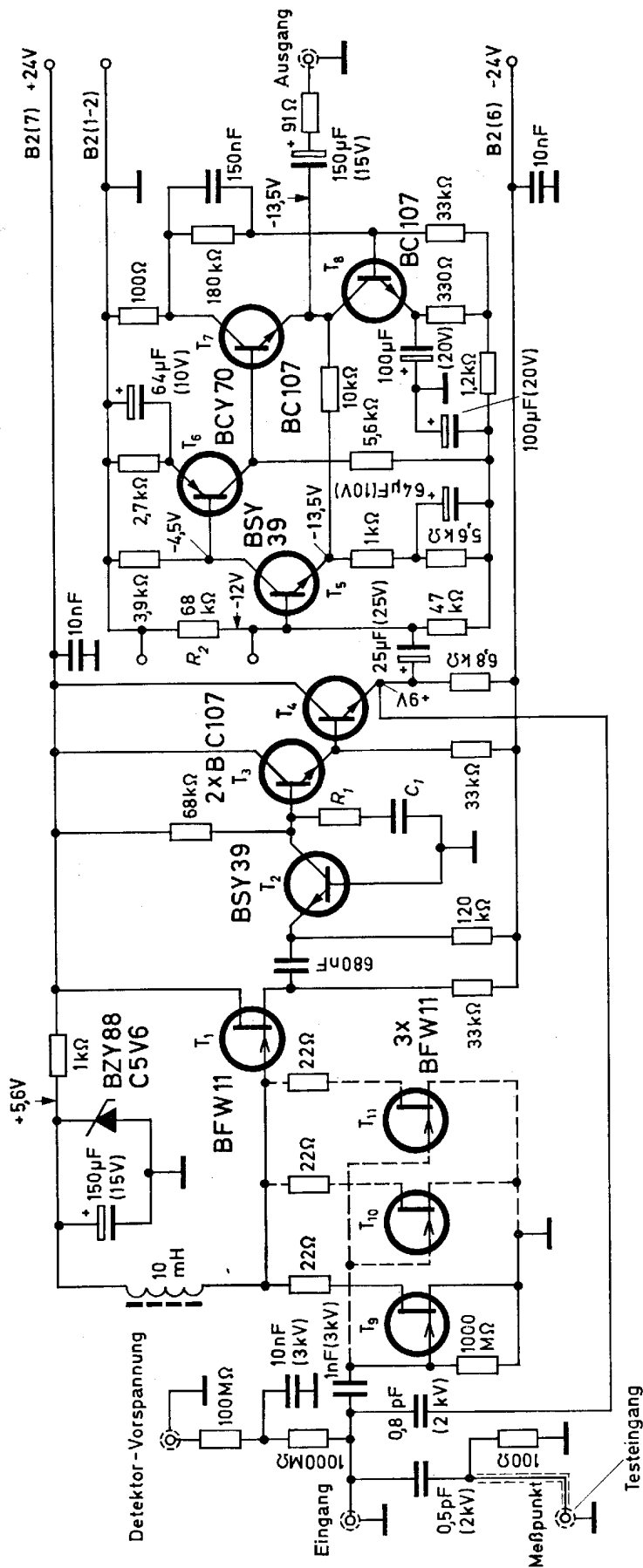


Bild 5.7. Schaltung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers VALVO 56 051

### 5.3. Hauptverstärker

Der Hauptverstärker besitzt die Aufgabe, die vom Vorverstärker gelieferten Signale auf das Maß zu verstärken, welches zur exakten Auswertung im nachfolgenden Impulshöhenanalysator erforderlich ist. Der Frequenzgang des Verstärkers wird durch ein Differentiationsglied mit nachfolgendem Integrationsglied bestimmt. Für minimales Rauschen und damit höchste Energieauflösung der Anlage müssen die Zeitkonstanten  $\tau_D$  und  $\tau_I$  für das Differentiations- und Integrationsglied gleich groß gewählt werden. Die für die beiden Vorverstärker 56 050 und 56 051 veröffentlichten Rauschwerte beziehen sich auf die Hauptverstärker-Zeitkonstanten  $\tau_D = \tau_I = 3,2 \mu\text{s}$ .

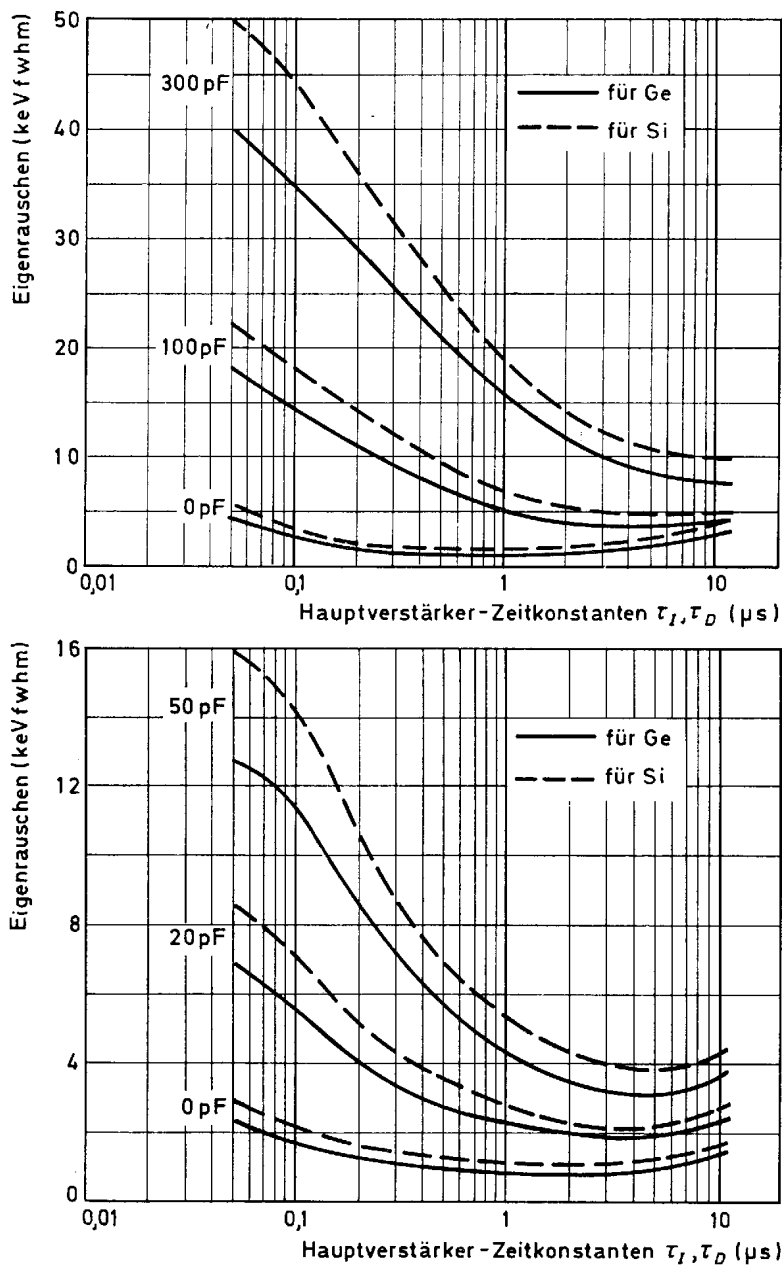


Bild 5.8. Abhängigkeit des als Halbwertsbreite ausgedrückten Rauschens von der Hauptverstärker-Zeitkonstanten bei verschiedenen Eingangskapazitäten



Für diese Zeitkonstanten läßt sich kein allgemein gültiger optimaler Wert angeben, da dieser sowohl vom Detektor selbst und dessen Betriebsbedingungen als auch von den am Eingang des Vorverstärkers liegenden Parallelkapazitäten ( $C_D + C_S + C_e$ ) abhängt. In Bild 5.8 ist die Abhängigkeit des Rauschens (ausgedrückt als Halbwertsbreite der Verteilungskurve) für die Verstärker 56 050 und 56 051 von den Hauptverstärker-Zeitkonstanten ( $\tau_D = \tau_I$ ) dargestellt.

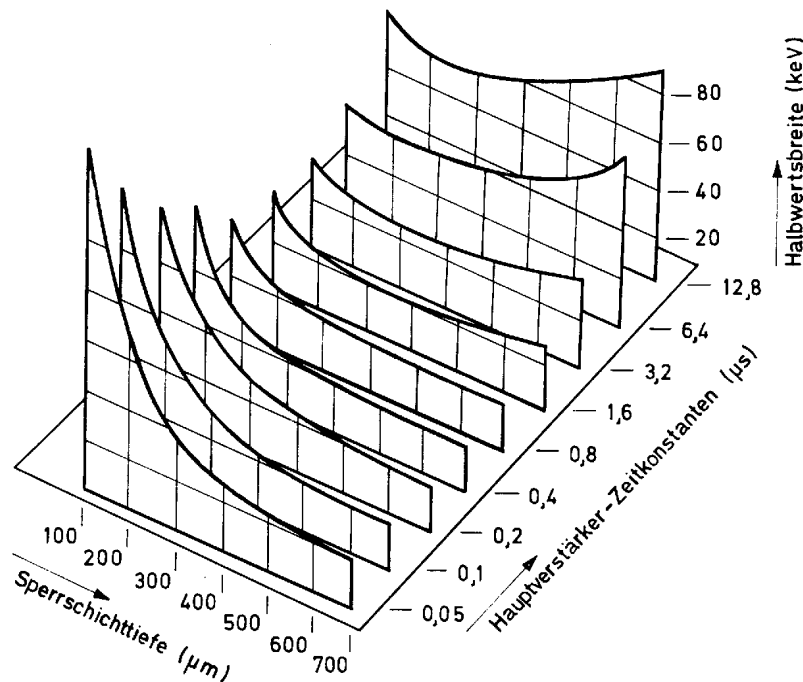


Bild 5.9. Abhängigkeit des als Halbwertsbreite ausgedrückten Rauschens von der Sperrschichttiefe bei verschiedenen Hauptverstärker-Zeitkonstanten. Für die Messungen wurde ein Si-Oberflächensperrschicht-Detektor mit einer strahlungsempfindlichen Fläche von  $200 \text{ mm}^2$  und als Strahlungsquelle  $\text{Am}^{241}$  verwendet.

Für einen Si-Grenzschichtdetektor mit einer Oberflächengröße von  $200 \text{ mm}^2$  wird in Bild 5.9 das als Halbwertsbreite ausgedrückte Rauschen in Abhängigkeit von der Sperrschichttiefe des Detektors und den Hauptverstärker-Zeitkonstanten angegeben.

Wenn auch alle Grenzschichtdetektoren im Prinzip die gleichen Abhängigkeiten aufweisen, müssen doch für jeden einzelnen Detektor die günstigsten Bedingungen zur Erzielung optimaler Energieauflösung empirisch ermittelt werden.

#### 5.4. Impulshöhenanalysator

Bei energiespektrometrischen Messungen wird der interessierende Energiebereich in eine Anzahl von Teilbereichen unterteilt und die Zahl der auf jeden Teilbereich entfallenden Impulse gezählt. Je kleiner das Energieintervall pro

Teilbereich ist, desto größer wird deren Anzahl und desto besser wird die Energieauflösung der Meßanordnung. Um das hohe Energieauflösungsvermögen von Halbleiter-Kernstrahlungsdetektoren voll ausnutzen zu können, ist es erforderlich, daß die Energieauflösung des Impulshöhenanalysators besser als die des Detektors ist. Beträgt die Energieauflösung des Detektors beispielsweise 25 keV fwhm, dann dürften zur angemessenen Darstellung der Meßwerte die Energieteilbereiche des Analysators einen Wert von 5 keV nicht wesentlich überschreiten. Dieses bedeutet aber, daß zum Beispiel für einen Energiebereich von 0 bis 5 MeV eine Unterteilung in 1000 Teilbereiche (Kanäle) erforderlich wäre.

Für eine Spektroskopie von Gamma-Strahlungen kann zur vollen Ausnutzung der hohen Energieauflösung von lithium-gedrifteten Ge-Detektoren eine Unterteilung in 5000 und mehr Kanäle erforderlich werden.

Grundsätzlich lassen sich energiespektroskopische Messungen mit einem Ein-kanal-Impulshöhenanalysator durchführen. Es werden dabei nacheinander sämtliche Teilbereiche erfaßt und die innerhalb einer bestimmten, stets gleichen Zeitspanne anfallenden Impulse gezählt. Für eine größere Anzahl von Teilbereichen ist dieses Verfahren häufig zu zeitraubend. Es werden daher meistens Vielkanal-Impulshöhenanalysatoren verwendet, die das gleichzeitige Zählen von Impulsen in vielen Kanälen gestatten.

## 6. Kryostat

### 6.1. Einleitung

Lithium-gedriftete Ge-Strahlungsdetektoren werden bevorzugt zur Messung von  $\gamma$ -Strahlungen höherer Energien eingesetzt.

Leider besitzen diese Detektoren wegen der großen Beweglichkeit der Li-Atome den Nachteil, daß sie bei niedrigen Temperaturen gelagert werden müssen. Schon bei Zimmertemperatur würden die Li-Atome in merklichem Umfang im Kristall diffundieren. Die dadurch verursachten Veränderungen des Verlaufes der Dotierungskonzentrationen im Kristall können die guten Eigenschaften des Detektors verschlechtern oder gar zu dessen völliger Unbrauchbarkeit führen. Die Lagertemperatur des Detektors muß daher unter  $-80^{\circ}\text{C}$  liegen.

Der Betrieb des Detektors erfolgt bei Temperaturen  $< 150^{\circ}\text{K}$ , da dann das Detektorrauschen sehr gering ist. Außerdem tritt bei diesen Temperaturen eine wesentliche Erhöhung der Ladungsträgerbeweglichkeit und damit eine entsprechende Verkürzung der Sammelzeit ein.

Aus praktischen Gründen benutzt man zur Kühlung meistens flüssigen Stickstoff, dessen Siedetemperatur  $77^{\circ}\text{K}$  beträgt, womit sich eine Betriebstemperatur für den Detektor von etwa  $80$  bis  $85^{\circ}\text{K}$  realisieren läßt.

Um den Kühlmittelverbrauch möglichst gering halten zu können, muß jegliche Eisbildung verhindert werden. Man erreicht dieses durch Einbau des Detektors

in eine Vakuumkammer, wobei gleichzeitig ein Schutz der empfindlichen Kristalloberfläche gegen Beschädigungen und Verunreinigungen erzielt wird.

Die unumgänglichen Voraussetzungen für den Betrieb eines lithium-gedrifteten Ge-Kernstrahlungsdetektors sind also Kühlung und Vakuum. Beide Voraussetzungen lassen sich durch den Einbau des Detektors in einen speziell für diesen Zweck entworfenen, mit flüssigem Stickstoff betriebenen Kryostaten erfüllen.

## 6.2. Aufbau des Kryostaten CRY 2

Einen Schnitt durch den Kryostaten zeigt Bild 6.1. Der Detektor (1) ist auf einem Aluminium-Adapter (2) befestigt, dessen Unterseite in gutem Wärmekontakt mit dem Kühlfinger (3) verbunden ist. Der Kühlfinger besteht aus einem unten geschlossenen Kupferrohr, welches fast bis auf den Boden des Vorratsbehälters herabreicht. Die obere Hälfte des Kühlfingers ist von einem dünnwandigen Edelstahlrohr (5) umgeben, welches an seinem unteren Ende mit dem Kühlfinger vakuumdicht verbunden ist. Der Innendurchmesser des Stahlrohres ist etwa 3 mm größer als der Außendurchmesser des Kühlfingers, so daß zwischen beiden Teilen ein rohrförmiger Hohlraum liegt.

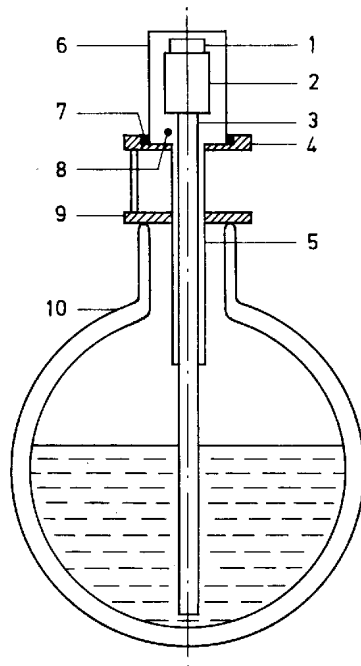


Bild 6.1. Schnitt durch einen Kryostaten

Das obere Ende des Stahlrohres ist an dem Montageflansch (4) befestigt. Der Metallbecher (6) ruht – bei Zwischenlage eines Dichtungsringes (7) – lose auf dem Flansch (4). Der Atmosphärendruck reicht aus, um zwischen Flansch und Becherrand einen vakuumdichten Übergang zu erzielen. Die Vakuumkammer (8), bestehend aus dem Innenraum des Bechers und dem Raum zwischen Kühlfinger und Stahlrohr, kann über ein im Flansch befindliches, nicht mit-eingezeichnetes Hochvakuumventil ausgepumpt werden. Der Flansch enthält

ferner elektrische Durchführungen zum Betrieb des Detektors und zum Anschluß eines Druckmessers. Ein zweiter Flansch, mit dem ersten durch Abstandsstücke fest verbunden, ruht auf dem Rand des Dewargefäßes. Zwischen den Flanschen kann der Signal-Vorverstärker untergebracht werden. Der Innenraum des hohlen Kühlfingers ist mit Zeolithen ausgefüllt.

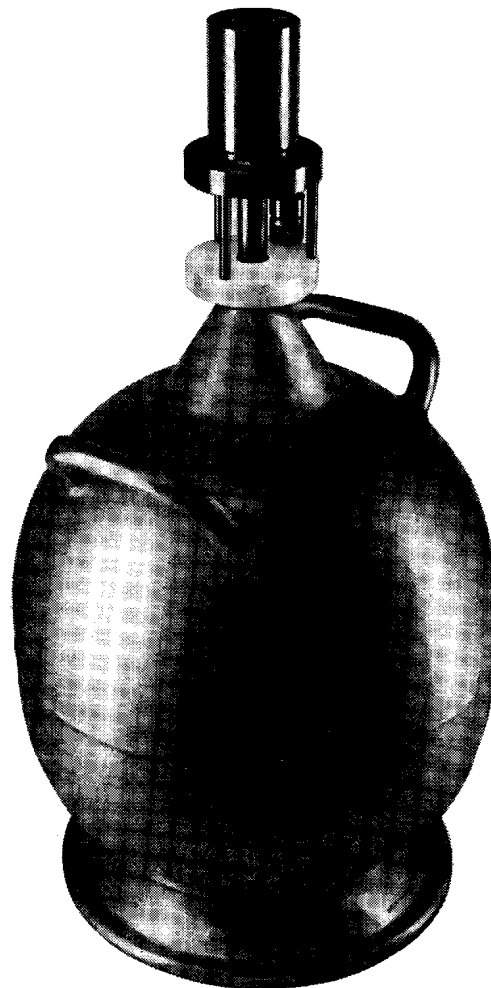
### 6.3. Technische Einzelheiten des Kryostaten

Bevor eine Strahlung den Detektor erreichen kann, muß sie die Bodenfläche des Metallbeckers (6) passieren. Um die Absorptionsverluste klein zu halten, wurde die Blechdicke des Bodens außerordentlich dünn und als Bechermaterial Aluminium gewählt.

Der ebenfalls aus Aluminium hergestellte Adapter (2) ist auswechselbar. Seine Abmessungen richten sich nach der Form und Größe des verwendeten Detektors.

Die den Kühlfinger umschließende Metallröhre (5) muß eine möglichst geringe thermische Leitfähigkeit besitzen. Es wurde daher ein Rohr aus Edelstahl gewählt, dessen Wärmeleitfähigkeit bei niedrigen Temperaturen nur etwa  $1/40$

Bild 6.2.  
Kryostat mit Dewargefäß  
(VALVO CRY 2)



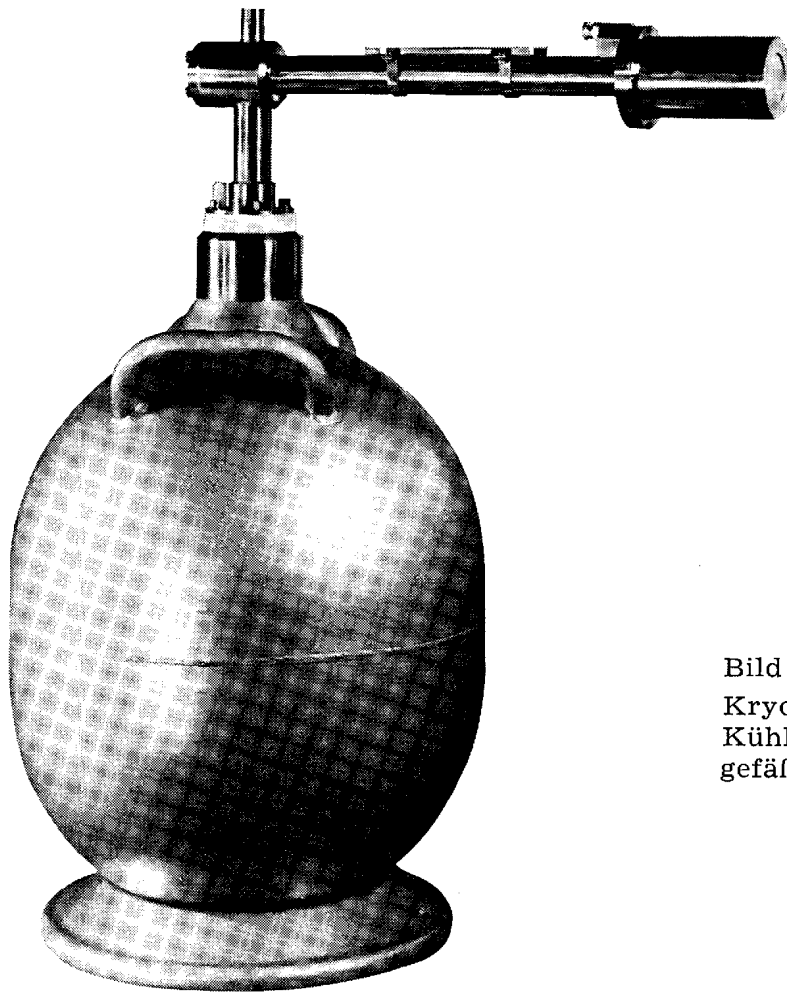


Bild 6.3.

Kryostat mit abgewinkeltem Kühlstab oberhalb des Dewargefäßes (VALVO CRY 3).

derjenigen von Kupfer beträgt und dessen mechanische Eigenschaften trotz der geringen Wandstärke von 0,3 mm einen stabilen Aufbau des Kryostaten gewährleisten.

Zur Herabsetzung der Kühlmittelverluste durch Strahlung wurde die Oberfläche des Kühlfingers vergoldet; aus dem gleichen Grunde ist der Aluminium-Adapter (2) poliert.

Die Temperatur des Kühlfingers direkt unterhalb des Edelstahlrohres beträgt auch dann noch nahezu  $77^{\circ}\text{K}$ , wenn die Oberfläche des flüssigen Stickstoffs stark abgesunken ist. Besondere Beachtung ist dem Übergang Detektor-Adapter und dem Übergang Adapter-Kühlfinger zu schenken. Hier können merkliche Wärmeübergangswiderstände auftreten. Die Übergangsflächen müssen daher möglichst plan und die Befestigungsschrauben sehr stark angezogen sein. Es läßt sich ein Wärmegefälle zwischen Detektor und Kühlflüssigkeit von weniger als 10 Grad erzielen.

Das Dewargefäß besitzt ein Fassungsvermögen von 25 l. Der Verbrauch an flüssigem Stickstoff beträgt etwa 0,84 l pro 24 Stunden. Dieser Wert, der nahezu unabhängig von der Höhe des Flüssigkeitsspiegels ist, ermöglicht daher einen wartungsfreien Betrieb von etwa 24 Tagen.

Der Kühlfinger ist mit Zeolithen gefüllt. Diese bestehen aus einem sehr porösen Material und sind in Form kleiner Kugeln oder Pillen im Handel. Die Zeolithe können große Mengen von Gasen adsorbieren. Diese Fähigkeit nimmt mit abnehmender Temperatur zu. Die Unterbringung der Zeolithe im Kühlfinger ist daher wegen der hier herrschenden niedrigen Temperatur besonders günstig. Nach einmaligem Auspumpen der Vakuumkammer auf  $10^{-2}$  bis  $10^{-3}$  Torr wird durch die starke Getterwirkung der gekühlten Zeolithe das Vakuum auf etwa  $10^{-5}$  Torr gebracht und in dieser Höhe für lange Zeit (etwa 1 Jahr) gehalten.

„Verbrauchte“ Zeolithe kann man durch Erhitzen im Vakuum für mehrere Stunden bei einer Temperatur von etwa  $200^{\circ}\text{C}$  vollständig regenerieren.

Bild 6.2 zeigt den in ein Dewargefäß eingebauten Kryostaten. Der Kryostat wird auch mit abgewinkeltem Kühlstab (Bild 6.3) geliefert. Bei einer weiteren Ausführung ist der ebenfalls abgewinkelte Kühlstab von unten her in das Dewargefäß eingeführt, wie aus Bild 6.4 zu ersehen ist.

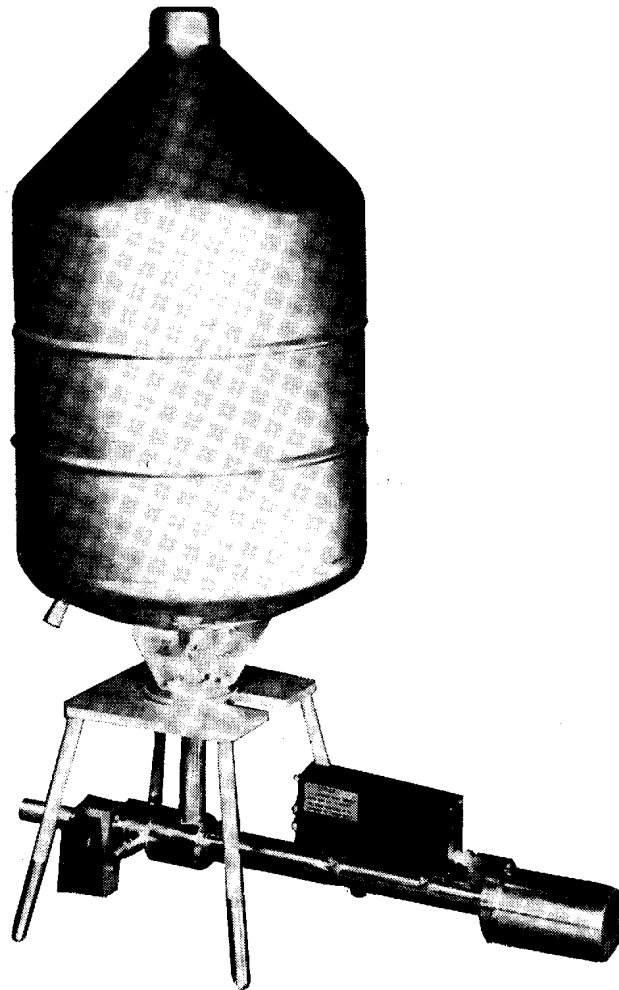


Bild 6.4. Kryostat mit abgewinkeltem Kühlstab unterhalb des Dewargefäßes (VALVO CRY 4).

## 7. Verschiedene Hinweise

### 7.1. Detektorrauschen in Abhängigkeit von der Sperrspannung

Das Energieauflösungsvermögen eines Detektors wird zur Hauptsache durch das Rauschen begrenzt. Eine wesentliche Rauschquelle stellt der Sperrstrom durch den Detektor dar. Die Höhe des Sperrstromes hängt unter anderem von der Kristalltemperatur und der Sperrspannung ab.

Eine direkte Messung des Rauschens in Abhängigkeit von der Kristalltemperatur und der Sperrspannung führt zu Kurven, deren prinzipieller Verlauf in Bild 7.1 dargestellt wurde. Die Messung wurde am Ausgang des Vorverstärkers vorgenommen. Alle Kurven zeigen bei kleinen Sperrspannungen einen Anstieg

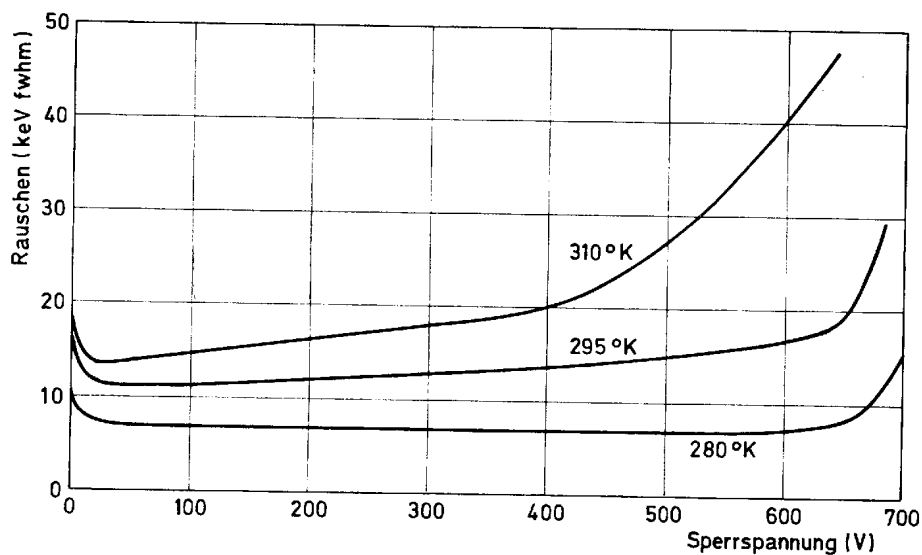


Bild 7.1. Abhängigkeit des als Halbwertsbreite ausgedrückten Rauschens von der Sperrspannung bei einem Si-Oberflächensperrschicht-Detektor

des Rauschens, der auf die Zunahme der Sperrschichtkapazität zurückzuführen ist. Im mittleren Bereich verlaufen die Kurven horizontal oder schwach steigend. Oberhalb einer von der Kristalltemperatur abhängigen Spannung setzt ein mit zunehmender Spannung immer steiler werdender Anstieg des Rauschens ein, der durch das Anwachsen des Sperrstromes verursacht wird.

Die Kenntnis der in Bild 7.1 dargestellten Kurvenverläufe ist wichtig, um die Betriebsbedingungen eines Detektors für einen bestimmten Anwendungsfall optimal wählen zu können.

Die experimentelle Bestimmung der erwähnten „Rauschkurven“ verursacht keine besonderen Schwierigkeiten. Die Rauschamplitude kann auf einem Oszillografenschirm abgelesen oder mit einem Röhrenvoltmeter gemessen werden.

## 7.2. „Pile up“-Effekt

Liegen die im Detektor ausgelösten Impulse zeitlich so dicht zusammen, daß der jeweilige Folgeimpuls schon eintrifft, bevor der vorangegangene Impuls abgeklungen ist, kommt es zu einer Überlagerung der Einzelimpulse, zum sogenannten „pile up“-Effekt. Bei hohen Impulsraten kann diese Erscheinung zu einer wesentlichen Verschlechterung der Energieauflösung führen.

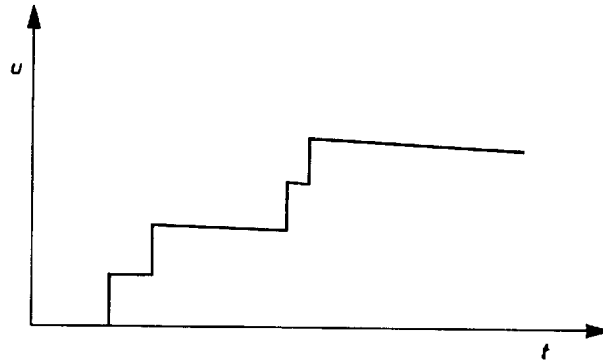


Bild 7.2. Treppenstufenförmiges Ansteigen der Signalspannung bei Absorption schnell aufeinanderfolgender, monoenergetischer Teilchen

Die Gründe hierfür sind folgende:

1. Betrachtet man den Detektor als Kondensator, der durch die bei einer Absorption von monoenergetischen Teilchen entstehenden Ladung  $\Delta Q$  stufenförmig aufgeladen wird (Bild 7.2), so fließt in jedem Augenblick ein Entladestrom, der dem Abstand der Spannung von der Null-Linie proportional ist. Dieser Entladestrom bewirkt, wie bereits in Abschnitt 2.6 Absatz 4 behandelt wurde, daß der durch die Ladung  $\Delta Q$  verursachte Spannungsanstieg nicht ganz dem Verhältnis  $\Delta Q/C$  entspricht.

Dieser Fehler, der durch schaltungstechnische Maßnahmen für Einzelimpulse sehr klein gehalten werden kann, nimmt bei hohen Zählraten wegen des auftretenden „pile up“-Effektes und dem damit verbundenen Ansteigen des Entladestromes zu. Die „Treppenstufen“ werden daher mit zunehmendem Abstand von der Null-Linie kleiner.

2. Durch den „pile up“-Effekt tritt eine Gleichspannungskomponente auf, die im Verstärker zu Arbeitspunktverschiebungen führt. Wird hierbei der geradlinige Kennlinienteil der Transistoren verlassen, vermindert sich die Verstärkung und es entstehen wiederum „Treppenstufen“ geringer Höhe.

Durch schaltungstechnische Maßnahmen, insbesondere durch entsprechend gewählte Verstärkerzeitkonstanten, läßt sich das Auftreten des geschilderten Mangels zu höheren Zählraten hin verschieben.



### 7.3. Ermittlung der Sperrschichttiefe

Die Sperrschichttiefe eines Detektors ist ein Maß dafür, bis zu welchen Strahlungsenergien eine energieproportionale Anzeige zu erwarten ist. Die Kenntnis der Sperrschichttiefe, möglichst noch in Abhängigkeit von der Sperrspannung, ist daher sehr wichtig.

Sind für einen Detektor diesbezügliche Angaben nicht bekannt, lassen sie sich auf verschiedenen Wegen gewinnen:

1. aus dem spezifischen Widerstand des Kristalls,
2. mit Hilfe der Sperrschichtkapazität,
3. mittels Absorption von Teilchen bekannter Energie.

Zu Punkt 1:

Liegt der spezifische Widerstand des Halbleitermaterials vor, kann die Sperrschichttiefe in Abhängigkeit von der Sperrspannung dem Nomogramm Bild 3.5 entnommen werden. Es wird jedoch darauf hingewiesen, daß der tatsächlich vorliegende Widerstand wesentlich von dem ursprünglichen spezifischen Kristallwiderstand abweichen kann, da dieser sich häufig im Verlauf der für die Herstellung des Detektors notwendigen Temperaturbehandlungen ändert.

Zu Punkt 2:

Eine bekannte Möglichkeit zur Ermittlung der Sperrschichttiefe besteht darin, die Sperrschichtkapazität zu messen und mittels dieses Wertes die Sperrschichttiefe zu errechnen oder einem Nomogramm (Bild 3.5) zu entnehmen. Kapazitätsmessungen lassen sich zwar sehr genau durchführen, doch ist es leider nur möglich, die Gesamtkapazität des Detektors, nicht aber die Sperrschichtkapazität allein zu messen. Der gemessene Wert wird also zu groß sein, da Parallelkapazitäten (Leitungen, Durchführungen, Abschirmungen usw.) nicht zu vermeiden sind.

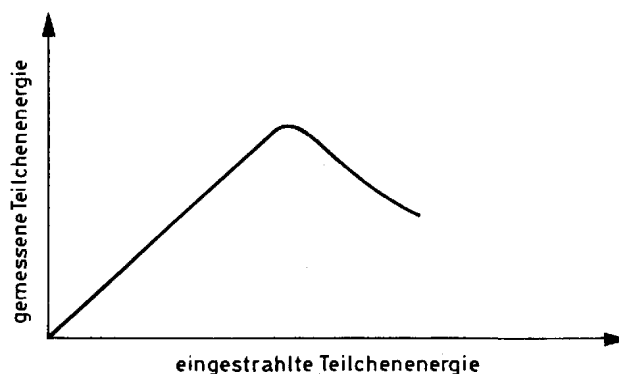


Bild 7.3. Zur Ermittlung der Sperrschichttiefe wird der Detektor mit Teilchen bekannter aber unterschiedlicher Energie bestrahlt. Die vom Detektor registrierten Energien erreichen ein Maximum für Teilchen, deren Energie gerade noch vollständig im strahlungsempfindlichen Volumen des Detektors absorbiert wird.

Zu Punkt 3:

Bei einer weiteren Methode, die Sperrschichttiefe zu bestimmen, wird der Detektor mit Teilchen gleicher Art aber unterschiedlicher Energie bestrahlt. Trägt man die jeweils gemessene Energie über der Teilchenenergie auf, erhält man eine Kurve, wie sie im Prinzip in Bild 7.3 gezeigt wird. Nach einem geradlinigen Anstieg knickt die Kurve bei einer bestimmten Teilchenenergie ab. Das Abknicken bedeutet, daß Teilchen mit höherer Energie nicht mehr voll in der Sperrschicht absorbiert werden. Der Abfall der Kurve jenseits des Knickpunktes ist darauf zurückzuführen, daß sich der in der Sperrschicht absorbierte Energieanteil mit zunehmender Teilchenenergie verkleinert. Hat man den Abknickpunkt ermittelt, läßt sich mit Hilfe einer Energie/Reichweite-Kurve für die betreffende Teilchenart die Sperrschichttiefe ablesen.

Bei der Energieeichung des Detektors ist darauf zu achten, daß alle Teilchen senkrecht in den Kristall eintreten.

#### 7.4. Ermittlung der Fensterdicke

Alle Detektoren besitzen Eingangsfenster, welche von der einfallenden Strahlung passiert werden müssen, bevor diese in das eigentliche, strahlungsempfindliche Volumen eindringen kann.

Die in den Fenstern entstehenden Strahlungsverluste sind je nach Art und Konstruktion des Detektors verschieden groß; darüber hinaus hängen sie auch noch von der Art (und Energie) der Strahlung ab.

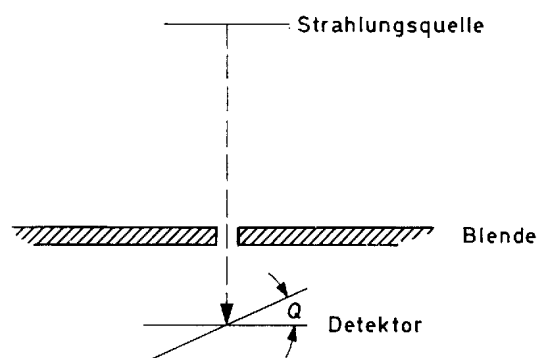


Bild 7.4. Anordnung zur Ermittlung der Fensterdicke von Strahlungsdetektoren

Bei der Messung einer hochenergetischen Strahlung kann man die Fensterverluste – unabhängig von der Art des Detektors – vernachlässigen. Bei niederenergetischer Strahlung können sie jedoch zu einer merklichen Beeinträchtigung der energieproportionalen Anzeige führen. Dieses gilt in erster Linie für Detektoren mit diffundiertem *PN*-Übergang, bei denen das Fenster durch das an der Oberfläche liegende feldfreie Kristallgebiet gebildet wird.

Die effektive Dicke eines solchen Kristallfensters läßt sich in folgender Weise ermitteln:

Durch eine Blende wird der Detektor mit Teilchen monoenergetischer Energie bestrahlt (Bild 7.4). Beispielsweise lassen sich hierfür sehr gut  $\alpha$ -Teilchen aus einer Polonium<sup>210</sup>-Quelle verwenden. Man nimmt nun das Impulshöhenspektrum bei senkrechtem Strahlungseinfall und einmal mit verändertem Einfallswinkel auf. Unter der Voraussetzung, daß die das Fenster passierende Strahlungsenergie vollkommen im strahlungsempfindlichen Volumen absorbiert wird, läßt sich die Dicke des Fensters leicht berechnen. Es gilt gemäß Bild 7.4:

$$E = l \frac{dE}{dx} + E_1,$$

$$E = \frac{l}{\cos \Theta} \frac{dE}{dx} + E_2.$$

Subtrahiert man die zweite Gleichung von der ersten, erhält man für die effektive Fensterdicke

$$l = (E_1 - E_2) \frac{\cos \Theta}{1 - \cos \Theta} \frac{dx}{dE}. \quad (7.1)$$

In den Gleichungen bedeuten:

- $E$  die Energie der absorbierten Teilchen,
- $l$  effektive Fensterdicke,
- $\frac{dE}{dx}$  Energieverlust im Fenster pro Längeneinheit,
- $\Theta$  Einfallswinkel der Strahlung,
- $E_1, E_2$  die im strahlungsempfindlichen Volumen absorbierten, also vom Detektor registrierten Energien.

Zahlenbeispiel:

$$E_1 - E_2 = 39 \text{ keV},$$

$$\Theta = 45^\circ$$

und

$$\frac{dE}{dx} = 140 \text{ keV}/\mu\text{m} \text{ (in Silizium)}.$$

Man erhält mit Gl. (7.1) das in der Praxis durchaus vorkommende Ergebnis

$$l = 39 \cdot 10^3 \frac{\cos 45^\circ}{1 - \cos 45^\circ} \frac{1}{140 \cdot 10^3} \mu\text{m} \approx 0,67 \mu\text{m}.$$

### Die wichtigsten Eigenschaften von Germanium und Silizium

	Silizium (Si)	Germanium (Ge)
Ordnungszahl	14	32
Atomgewicht	28,1	72,6
Isotopenzusammensetzung	28 (92,2 ‰)	70 (20,5 ‰)
	29 ( 4,7 ‰)	72 (27,4 ‰)
	30 ( 3,1 ‰)	73 ( 7,8 ‰)
		74 (36,5 ‰)
		76 (7,8 ‰)
Gitterkonstante	5,43 Å	5,66 Å
Anzahl der Atome cm <sup>-3</sup>	4,98 · 10 <sup>22</sup>	4,40 · 10 <sup>22</sup>
Dichte	2,33 gcm <sup>-3</sup>	5,32 gcm <sup>-3</sup>
Schmelzpunkt	1420 °C	940 °C
thermischer Ausdehnungskoeffizient bei 25 °C	4,2 · 10 <sup>-6</sup> grd	6,1 · 10 <sup>-6</sup> grd
spez. Wärme bei 25 °C	0,181 cal/g grd	0,074 cal/g grd
rel. Dielektrizitätskonstante	11,8	16
Bandabstand bei 300 °K	1,1 eV	0,72 eV
spez. Widerstand bei Eigenleitung und 300 °K	2,5 · 10 <sup>5</sup> Ωcm	47 Ωcm
Ladungsträgerkonzentration bei Eigenleitung und 300 °K	1,5 · 10 <sup>10</sup> cm <sup>-3</sup>	2,35 · 10 <sup>13</sup> cm <sup>-3</sup>
Beweglichkeit d. Elektronen	1400 cm <sup>2</sup> /Vs	3600 cm <sup>2</sup> /Vs
Beweglichkeit d. Defektelektronen	440 cm <sup>2</sup> /Vs	1800 cm <sup>2</sup> /Vs