

Kapitel 6

Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren basieren, wie der Name schon zu erkennen gibt, auf kristallinen Halbleitermaterialien, typischerweise aus Silizium oder Germanium. Erste Kristalldetektoren wurden bereits um 1930 ausprobiert, die richtige Entwicklung dieser Technologie begann allerdings erst in den späten 50er Jahren, die mit den ersten gut funktionierenden Prototypen Mitte der 60er zum Erfolg wurde. Diese Geräte stellen die ersten hochauflösenden Detektoren zur Energiemessung zur Verfügung und wurden von der experimentellen Kern- und Teilchenphysik sehr schnell zum Nachweis geladener Teilchen sowie zur Gamma-Spektroskopie übernommen. In den jüngsten Entwicklungen zeigte sich, dass Halbleiterdetektoren auch als hochauflösende Spurdetektoren eingesetzt werden können. Bei vielen aktuellen und zukünftigen Großexperimenten der Teilchenphysik ist ein Halbleiterdetektor zusammen mit den im vorherigen Kapitel besprochenen Driftkammern das Herzstück der Spurrekonstruktion geladener Teilchen. Sie sind sehr gut geeignet für Experimente an Hochratenexperimenten, wie bei beispielsweise an pp -Beschleunigern.

Das grundlegende Funktionsprinzip von Halbleiterdetektoren ist dasselbe wie bei den gasgefüllten Ionisationsdetektoren, die im letzten Kapitel besprochen wurden. Anstelle von Gas ist das Medium nun ein Halbleiter, in dem beim Durchgang ionisierender Strahlung Elektron-Lochpaare entstehen, die anschließend in einem elektrischen Feld aufgesammelt werden. Der große Vorteil der Halbleiterdetektoren ist nun, dass die notwendige Energie, um ein Elektron-Lochpaar zu erzeugen, um einen Faktor 10 geringer ist als bei gasgefüllten Ionisationsdetektoren. Deshalb ist die produzierte Ladungsmenge bei einer gegebenen Energie um eine Größenordnung höher, was sich in der stark verbesserten Auflösung widerspiegelt. Auch haben Halbleiterdetektoren auf Grund ihrer höheren Dichte ein größeres Absorptionsvermögen als Gasdetektoren. Ferner sind sie von kompakter Größe und haben kurze Ansprechzeiten.

Generell haben Halbleiterdetektoren drei Hauptanwendungsgebiete:

- **Gamma-spektroskopie:** Messung der Energie von Photonen mit hoher Präzision
- **Vertexdetektoren:** Bestimmung des Auftreffortes geladener Teilchen mit großer Genauigkeit

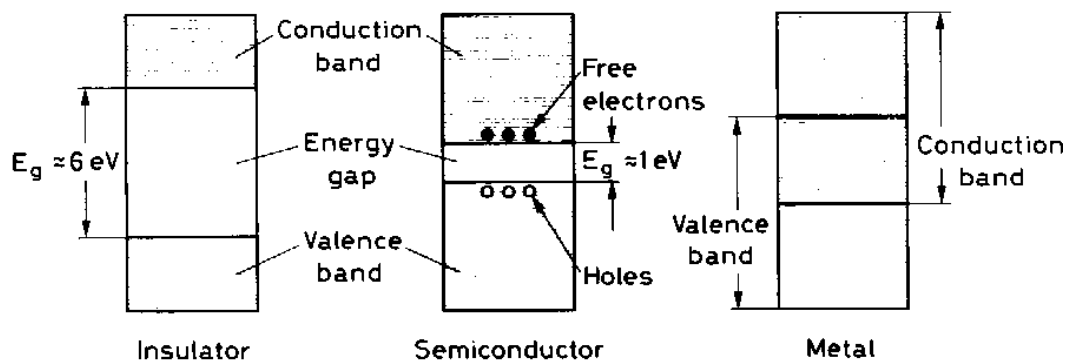


Abbildung 6.1: Struktur der Energiebänder in Isolatoren, Halbleitern und Leitern.

- Messung der Energie geladener Teilchen mit Energien unterhalb einiger MeV

Des Weiteren ist die Entwicklung von Halbleiterdetektoren eng an die Entwicklung der Technik zur Herstellung von Mikrochips (Halbleiterelektronik) gekoppelt. Sie gestattet es, Strukturen mit einer Ortsauflösung von $\approx 10 \mu\text{m}$ in großer Stückzahl zu realistischen Preisen zu produzieren. Aufgrund der oben erwähnten physikalischen Mechanismen erkennt man einen weiteren wesentlichen Vorteil der Halbleiterdetektoren:

- **Szintillatoren:** $\mathcal{O}(100 \text{ eV})$ deponierte Energie zur Erzeugung eines Szintillations-Quantens notwendig
- **Gasdetektoren:** $\mathcal{O}(30 \text{ eV})$ Energiedeposition zur Erzeugung eines Ionenpaares notwendig
- **Halbleiterdetektoren:** $\mathcal{O}(3 \text{ eV})$ Energiedeposition zur Erzeugung eines Elektron-Lochpaares notwendig

6.1 Arbeitsprinzipien eines Halbleiterzählers

Zum genauen Verständnis der Funktionsprinzipien der Halbleiterzähler benötigt man einige wichtige Begriffe aus der Festkörperphysik, die im nächsten Kapitel erläutert werden.

6.1.1 Bandstruktur

Halbleiter sind kristalline Materialien, deren äußere Schale der atomaren Niveaus eine Bandstruktur aufweist. Ein Vergleich der Bandstruktur von Isolatoren, Halbleitern und Leitern in Abb. 6.1 dargestellt. Diese besteht aus einem *Valenzband*, einer verbotenen Energielücke sowie einem *Leitungsband*. Die Energiebänder sind Regionen, in denen viele diskrete Energieniveaus so eng beieinander liegen, dass sie als ein Kontinuum erscheinen, hingegen die verbotene Energielücke ist ein Bereich, in dem keine Energieniveaus zur Verfügung stehen. Die Bandstruktur bildet sich auf Grund

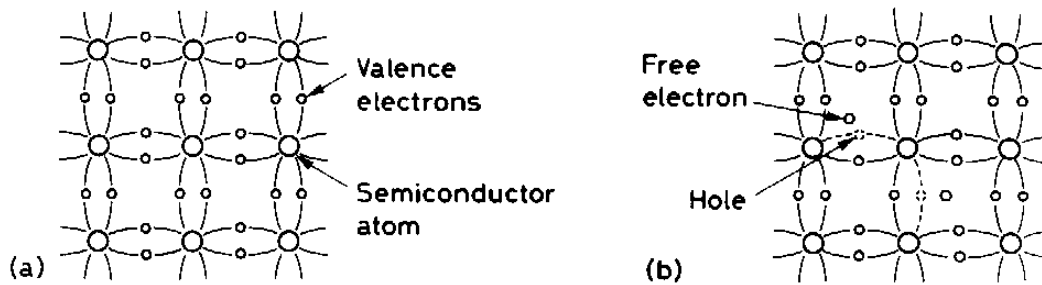


Abbildung 6.2: *Kovalente Bindungen im Silizium: bei 0 K (a) sind alle Elektronen gebunden, bei höheren Temperaturen (b) werden einige Bindungen durch thermische Energie überwunden und es bleibt ein Loch im Valenzband zurück.*

der engen regelmäßigen Anordnung der Atome im Kristall aus, die zum Überlap der Wellenfunktionen der Elektronen führt. Aufgrund des Pauli-Prinzipes wird die Entartung in den äußeren atomaren Energieniveaus aufgehoben und es bilden sich viele diskrete mögliche Energiezustände, die nur wenig voneinander entfernt sind. Die inneren Schalen bleiben wegen ihrer stärkeren Bindungsenergie davon unberührt. Das höchste Energieband wird als Leitungsband bezeichnet. Die Elektronen sind in dieser Region von ihren Rumpfatomen vollständig getrennt, und diffundieren frei durch den ganzen Kristall, hingegen sind die Elektronen im Valenzband fest gebunden.

Die Größe der Energielücke und der Bänder wird durch die Gitterabstände zwischen den Atomen bestimmt und sind somit temperatur- und druckabhängig. Im Falle von Leitern ist die Energielücke nicht existent, hingegen bei Isolatoren ist die Lücke so groß, dass die Elektronen aus dem Valenzband sie nicht überspringen können. Bei einem Halbleiter ist die Bandlücke klein genug, dass diese bei thermischen Energien von einigen Elektronen überwunden werden kann. Wird nun ein äußeres elektrisches Feld angelegt, beginnt ein kleiner Strom zu fließen. Wenn der Halbleiter gekühlt wird, fallen fast alle Elektronen in das Valenzband zurück und die Leitfähigkeit nimmt ab.

6.1.2 Ladungsträger im Halbleiter

Bei einer Temperatur von 0 K, dem Grundzustand eines Halbleiters, sind alle Elektronen im Valenzband mit kovalenten Bindungen zwischen den Atomen des Gitters gebunden (Abb. 6.2). Bei Zimmertemperatur hingegen werden Elektronen in das Leitungsband gehoben und lassen ein Loch im Valenzband zurück, das als positive Ladung durch das Material driftet. Der Strom in einem Halbleiter hat also zwei Quellen, einerseits die freien Elektronen im Leitungsband und die driftenden Löcher im Valenzband.

Elektron-Lochpaare werden, wie wir gesehen haben, durch thermische Energien erzeugt. Gleichzeitig rekombiniert aber immer eine bestimmte Zahl von Elektronen und Löchern. Unter stabilen Bedingungen stellt sich eine Gleichgewichtskonzentration von Elektron-Lochpaaren ein. Sei n_i die Konzentration von Elektronen (oder

Größe	Silizium	Germanium
Ladungszahl Z	14.	32.
Atomgewicht A	28.1	72.6
Dichte [g/cm ³]	2.33	5.32
innerer Widerstand (300 K) [Ωcm]	230000.	45.
Energielücke (300 K) [eV]	1.1	0.7
Energielücke (0 K) [eV]	1.21	0.785
Elektron-Mobilität (300 K) [cm ² /Vs]	1350.	3900.
Loch-Mobilität (300 K) [cm ² /Vs]	480.	1900.

Tabelle 6.1: *Physikalische Eigenschaften der Halbleiter Silizium und Germanium.*

Löchern) und T die Temperatur, dann gilt:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2kT}} = AT^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (6.1)$$

wobei N_c die Anzahl der Zustände im Leitungsband und N_v der im Valenzband seien. E_g bezeichnet die Größe der Energielücke bei 0 K. N_c und N_v werden in der Fermi-Dirac Statistik berechnet und zeigen eine Abhängigkeit von $T^{\frac{3}{2}}$, woraus man in Gl. 6.1 die temperaturunabhängige Konstante A erhält. Typische Werte für n_i bei einer Temperatur von $T = 300$ K sind $n_i = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ für Germanium und $n_i = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, was mit der Zahl von 10^{22} Atome/cm⁻³ zu vergleichen ist. Die Konzentrationen sind also sehr klein.

6.1.3 Mobilität und Rekombination

Analog zur Definition der Mobilität in Kap. 3.2.2 (Gl. 3.10) sind auch im Falle des Halbleiters in Anwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes E die Driftgeschwindigkeiten der Elektronen und Löcher definiert als

$$\begin{aligned} v_e &= \mu_e \cdot E \\ v_L &= \mu_L \cdot E \end{aligned} \quad (6.2)$$

wobei μ_e und μ_L die Mobilitäten der Elektronen bzw. der Löcher seien. Üblicherweise sind Mobilitäten Funktionen von E und T . Bei Normaltemperaturen sind μ_e und μ_L im Falle von Silizium Konstanten (Tab. 6.1) bis zu einer Spannung von $E < 10^3$ V/cm konstant, so dass der Zusammenhang von Driftgeschwindigkeit und E -Feld linear ist. Oberhalb zeigt sich zunächst eine funktionale Abhängigkeit von $E^{-\frac{1}{2}}$, die oberhalb von $E = 10^4$ V/cm in E^{-1} übergeht. Zwischen Temperaturen von $100 \text{ K} < T < 400 \text{ K}$ hängt μ mittels T^{-m} von der Temperatur ab, wobei m vom Material und Ladungsträger abhängig ist. Für Silizium gilt typischerweise $m = 2.5$ bei Elektronen und $m = 2.33$ bei Löchern, hingegen bei Germanium ist $m = 1.66$ für Elektronen und $m = 2.33$ für Löcher.

Die Mobilität bestimmt letztlich den Strom im Halbleiter. Mit der Stromdichte $j = \rho \cdot v$, wobei ρ die Ladungsdichte und v die Geschwindigkeit seien, gilt für j in

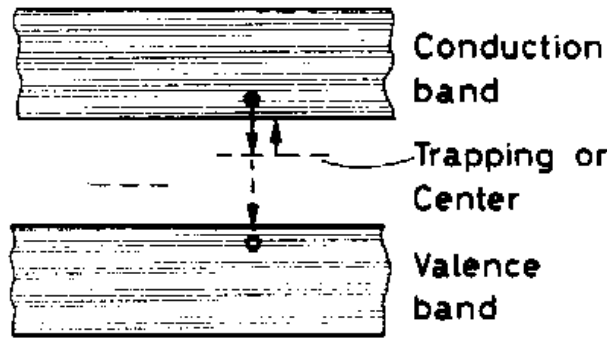


Abbildung 6.3: *Rekombinationszentren und Fallen in der Energielücke eines Halbleiters.*

einen reinen Halbleiter

$$j = e \cdot n_i (\mu_e + \mu_L) \cdot E \quad (6.3)$$

wobei wir Gl. 6.2 für v eingesetzt haben und berücksichtigtigen, dass sowohl die Elektronen (μ_e) als auch die Löcher (μ_L) zum Strom beitragen. Ferner gilt mit der Leitfähigkeit σ mit $j = \sigma \cdot E$ woraus man dann mit Gl. 6.3 erhält

$$\sigma = e \cdot n_i \cdot (\mu_e + \mu_L) \quad (6.4)$$

was uns als Inverse auch den spezifischen Widerstand liefert.

Unter Rekombination versteht man, wenn ein Elektron aus dem Leitungsband über Abstrahlung eines Photons von einem unbesetzten Energieniveau¹ im Valenzband absorbiert wird. Dies ist der umgekehrte Prozess der Ionisation, und da Impuls und Energie erhalten sind, müssen Elektron und Loch exakt dieselben Quantenzahlen aufweisen, damit dies geschehen kann. Dies ist sehr unwahrscheinlich, und man würde Lebensdauern von mehreren Sekunden erhalten, was den experimentellen Messungen der Lebensdauer dieser Zustände zwischen Nanosekunden und einigen Mikrosekunden widerspricht. Dieser Prozess sowie das Phänomen, dass ein Ladungsträger kurzfristig von einem Energieniveau in der Energielücke eingefangen werden kann (Trapping), ist in Abb. 6.3 dargestellt.

Ein wesentlicher Effekt, der andere Übergänge ermöglicht, ist die Anwesenheit von Verunreinigungen, die eine Änderung der Bandstruktur durch Hinzufügung zusätzlicher Niveaus in der Energielücke verursachen. Diese Niveaus können ein Elektron aus dem Leitungsband einfangen und es entweder nach einiger Zeit an das Leitungsband zurückgeben oder es kann von einem Loch aus dem Valenzband eingefangen werden.

Dieser Effekt ist für Halbleiterdetektoren von großer Bedeutung, da dadurch die Zeit, in der die Ladungsträger frei sind, stark reduziert wird. Andererseits muss diese Zeit länger sein, als die, die zur Aufsammlung der erzeugten Ioisationsladung benötigt wird, weshalb man für Halbleiterdetektoren relativ reine Kristalle benötigt².

¹also einem Loch

²wobei die Zahl der Störstellen immer noch ca. 10^{10} cm^{-3} beträgt

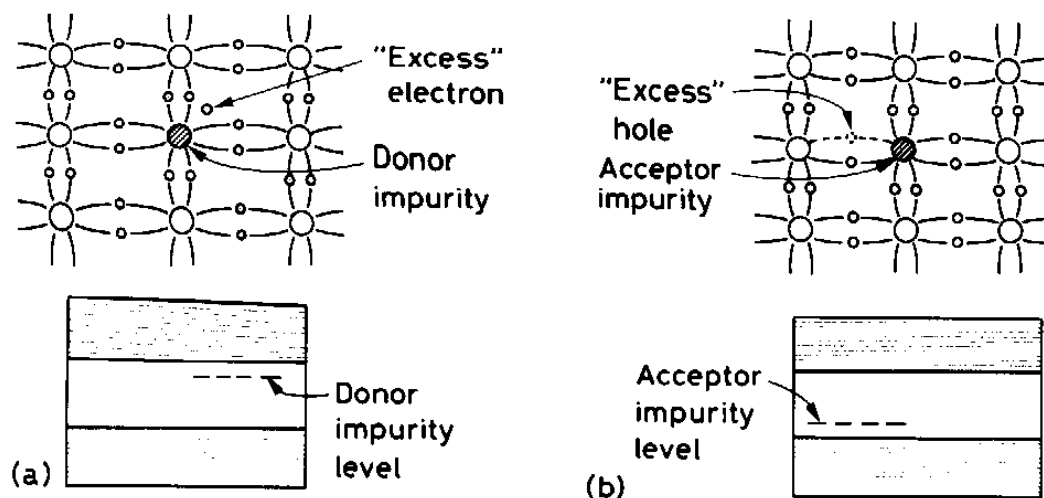


Abbildung 6.4: *Dotierte Halbleiter: 5-wertiger Donator (a) zur Erzeugung zusätzlicher freier Elektronen (n-Dotierung) und 3-wertiger Akzeptor (b) zur Erzeugung zusätzlicher Löcher (p-Dotierung).*

6.1.4 Dotierte Halbleiter

In einem reinen Halbleiterkristall halten sich die Elektronen im Leitungsband die Waage mit den Löchern. Diese Balance kann durch Hinzufügung von Störatomen, die ein Valenzelektron mehr oder weniger haben, verschoben werden. Im Falle des vierwertigen Siliziums oder Germaniums handelt es sich hierbei um 5- oder 3-wertige Atome, die sich selbst in das Kristallgitter integrieren. Man spricht dann von einem dotierten Halbleiter. Die Konzentration ist aber relativ klein, bei einer typischen atomaren Dichte von 10^{22} Atome/cm³ beträgt die Konzentration von Dotierungsatomen ca. 10^{13} Atome/cm³.

Im Falle einer 5-wertigen Dotierungssubstanz, bleibt ein Elektron übrig, das nicht im Valenzband gebunden werden kann und bildet ein zusätzliches Energieniveau in der Bandlücke knapp unterhalb des Leitungsbandes ($\Delta E = 0.05$ eV (Si) bzw. $\Delta E = 0.01$ eV (Ge)). Deshalb kann bei thermischen Energien das Elektron leicht in das Leitungsband angehoben werden und erhöht somit die Leitfähigkeit des Halbleiters. Ferner können die überschüssigen Elektronen auch Löcher im Valenzband füllen. In diesem Falle herrscht ein Elektronenüberschuss und man bezeichnet diese Form als **n-Typ** Halbleiter (Abb. 6.4 (a)). Typische Donatormaterialien sind Arsen oder Phosphor.

Bei einer Dotierung mit 3-wertigen Substanzen sind nicht genügend Elektronen vorhanden, um das Valenzband ganz anzufüllen und es bildet sich ein Überschuss an Löchern im Valenzband aus. Es bildet sich in diesem Falle ein zusätzliches Niveau in der Bandlücke in der Nähe des Valenzbandes aus. Dadurch können zusätzliche Elektronen aus dem Valenzband bei thermischen Energien auf angeregte Niveaus gehoben werden, es bildet sich ein Überschuss an Löchern aus. Diese Form der Halbleiter bezeichnet man als **p-Typ** Halbleiter (Abb. 6.4 (b)). Als Akzeptormaterialien werden meistens Gallium, Bor oder Indium eingesetzt.

Unabhängig von der Art der Dotierung hängt die Konzentration von Elektronen und Löchern im thermischen Gleichgewicht von einem einfachen Massenwirkungsgesetz ab. Sei n die Konzentration von Elektronen und p die Konzentration von Löchern, so gilt:

$$n \cdot p = n_i^2 = AT^3 e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (6.5)$$

wobei n_i die intrinsische Konzentration an Ladungsträgern sei (Gl. 6.1). Da der Halbleiter elektrisch neutral ist, müssen die positiven und elektrischen Ladungskonzentrationen dieselben sein:

$$N_D + p = N_A + n \quad (6.6)$$

mit N_D Konzentration der Donatoren und n_A Konzentration der Akzeptoren. In einem Halbleiter vom Typ n ist $N_A = 0$ und $n \gg p$, womit für die Elektronendichte folgt:

$$n \simeq N_D \quad (6.7)$$

Mit Gl. 6.5 folgt für die Dichte der Löcher

$$p \simeq \frac{n_i^2}{N_D} \quad (6.8)$$

und mit der Definition der Leitfähigkeit (Gl. 6.4) erhält man die Leitfähigkeit von n -dotierten Halbleitern:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \simeq e \cdot N_D \cdot \mu_e \quad (6.9)$$

Die Resultate für die p -dotierten Halbleiter findet man analog.

6.1.5 Grenzschichten

Bei endlichen Temperaturen³ sind die Elektronen in einem Halbleiter entsprechend der Fermi-Dirac Statistik verteilt:

$$f_D(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (6.10)$$

wobei für die Fermi-Energie E_F gilt $f_D(E_F) = \frac{1}{2}$. Bringt man nun einen p - und n -Halbleiter zusammen und fordert, dass sie im thermischen Gleichgewicht sind, dann müssen die Fermi-Energien beider Systeme entsprechend der Fermi-Dirac Statistik gleich sein (Abb. 6.5 (b)). Auf Grund der stark inhomogenen Dichteverteilungen diffundieren die Elektronen und die Löcher solange, bis das entstehende \vec{E} -Feld zwischen Donatoren und Akzeptoren dem Fluss entgegenwirkt und ihn beendet. Im Grenzbereich verschwinden die Ladungsträger, man spricht hier von einer **Verarmungszone**. Die beiden Fermigrenzen müssen im Gleichgewicht übereinstimmen, weshalb sich die beiden Bänder gegeneinander verschieben (Abb. 6.5) und eine ladungsfreie Sperrschicht der Dicke d bilden, in der Elektronen und Löcher rekombinieren⁴.

³z.B. bei Zimmertemperatur ($kT = 0.03$ eV)

⁴Dies entspricht einer Halbleiterdiode, wie sie in der Elektronik häufig zur Gleichrichtung verwendet wird.

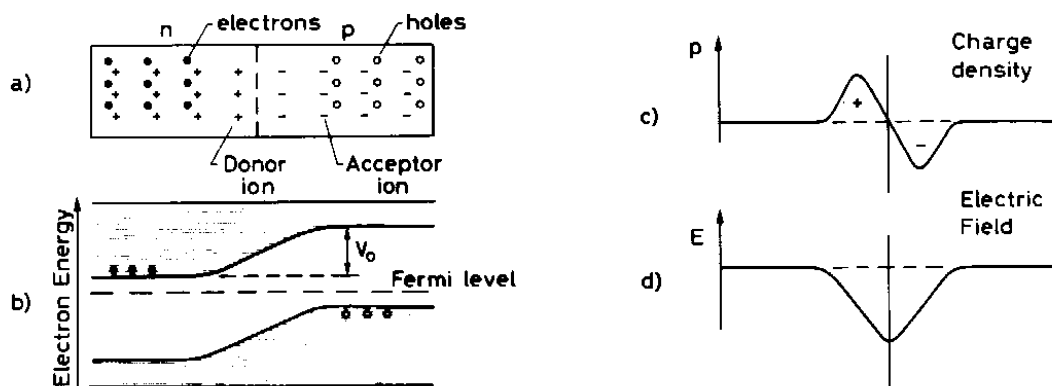


Abbildung 6.5: Schematische Ortssabhängigkeit der Energiebänder an der pn-Grenzschicht.

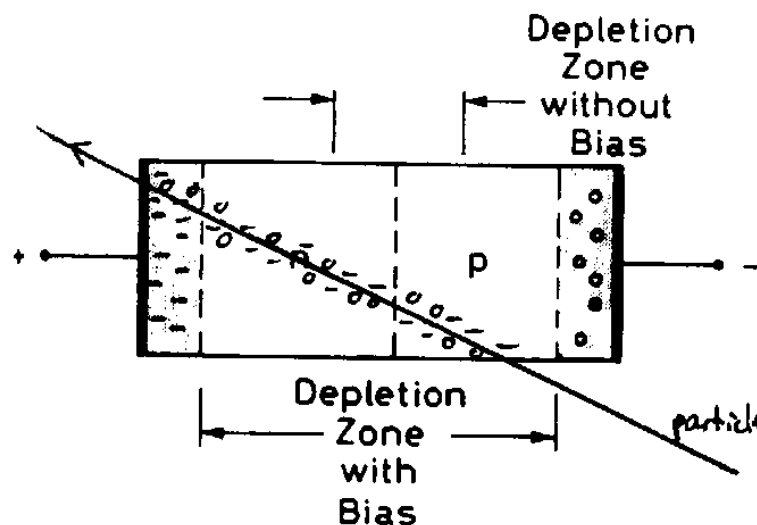


Abbildung 6.6: Teilchendurchgang in einem in Sperrichtung betriebenen pn-Halbleiterdetektor.

Eine in Sperrichtung betriebene Diode stellt nun eine *Festkörperionisationskammer* dar. Bei einem Teilchendurchgang entstehen in Sperrichtung Elektron-Lochpaare, die dann zu den entsprechenden Elektroden driften und dort ein elektrisches Signal erzeugen (Abb. 6.6). Um das gesamte Kristallvolumen als Detektor nutzbar zu machen, dehnt man die Sperrichtung durch Anlegen einer Spannung V_0 auf das ganze Halbleitermaterial aus. Damit wird zusätzlich eine hohe Feldstärke geschaffen, um Elektronen und Löcher abzusaugen, bevor sie durch Rekombination verloren gehen.

Wir wollen nun die Sperrichtungsdicke d berechnen. Dazu lassen wir zu, dass die Ladungsträgerkonzentrationen N_A und N_D ungleich sind. Da der Kristall insgesamt elektrisch neutral sein muss, ist der Teil der Sperrichtung x_n im n -Halbleiter ungleich dem Teil x_p im p -Halbleiter (Abb. 6.7):

$$x_n N_D = x_p N_A \quad d = x_n + x_p \quad (6.11)$$

Die Feld- und Potentialverteilungen erhält man aus den Maxwell'schen Gleichungen:

$$\vec{\nabla} \vec{D} = \rho \quad (6.12)$$

wobei es sich um ein eindimensionales Problem mit der dielektrischen Verschiebung D handelt:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (6.13)$$

und man demnach mit $\vec{\nabla} V = \vec{E}$ schreiben kann, falls man nur die x -Richtung betrachtet

$$\frac{dE_x}{x} = -\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} \quad (6.14)$$

E_x sei die Feldstärke in Richtung des $p-n$ -Überganges, V die angelegte Spannung und ρ die Ladungsdichte. Die \hat{x} -Achse weise von der p - zur n -Schicht, an der Kontaktstelle sei $x = 0$ und die Ladungsverteilung in der Sperrschicht sei uniform:

$$\rho = \begin{cases} e N_D & 0 < x < x_n \\ -e N_A & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (6.15)$$

Mit der Randbedingung $E_x(x \leq -x_p) = E_x(x \geq x_n) = 0$ erhält man

$$\epsilon \epsilon_0 E_x = \begin{cases} e N_D \cdot (x - x_n) & 0 < x < x_n \\ -e N_A \cdot (x + x_p) & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (6.16)$$

Nochmalige Integration liefert dann die Spannung

$$\epsilon \epsilon_0 V = \begin{cases} -\frac{1}{2} e N_D \cdot (x - x_n)^2 + \epsilon \epsilon_0 V_0 & 0 < x < x_n \\ \frac{1}{2} e N_A \cdot (x + x_p)^2 & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (6.17)$$

wobei hier die Randbedingung $V(x \leq -x_p) = 0$ und $V(x \geq x_n) = V_0$ ausgenutzt wurden. An der Stelle $x = 0$ muss die Lösung stetig sein:

$$e(N_D x_n^2 + N_A x_p^2) = \epsilon \epsilon_0 V_0 \quad (6.18)$$

Der Zusammenhang zwischen der angelegten Spannung V_0 und der Dicke der Sperrschicht d folgt dann mit Gl. 6.11:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0 V_0}{e} \cdot \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)} \quad (6.19)$$

Wenn beispielsweise N_A dominiert ($N_A \gg N_D$) so folgt einfacher

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0 V_0}{e N_D}} \quad (6.20)$$

Die Dicke der Sperrschicht muss einerseits klein genug gewählt werden, um Vielfachstreuung zu minimieren, andererseits muss das elektrische Signal deutlich (ca.

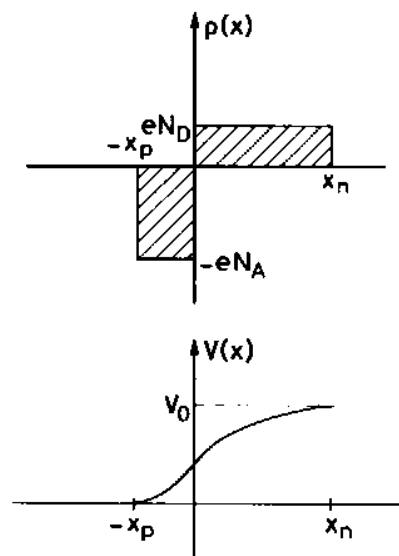


Abbildung 6.7: Model zur Berechnung der Dicke der Sperrschicht einer pn-Grenzschicht.

einen Faktor 10) ohne Kühlung und Lawinenbildung über dem elektronischen Rauschen liegen. Diese Anforderungen werden mit Schichtdicken von ca. $300 \mu\text{m}$ erreicht. Beim sekrekten Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens werden etwa

$$N_S = \frac{dE}{dx} \cdot d \cdot \frac{1}{E_{eL}} \approx 30000 \quad (6.21)$$

Elektronen (und genau so viele Löcher) freigesetzt. Mit Gl. 6.20 erhält man für die oben geforderte Sperrschichtdicke eine notwendige Spannung von $V_0 \approx 100 \text{ V}$ bei einer maximalen Feldstärke bei $x = 0$

$$E_x = -\frac{e N_D}{\epsilon \epsilon_0} \cdot x_n \approx -\frac{e N_D}{\epsilon \epsilon_0} d = \frac{2 V_0}{d} \approx 7 \cdot 10^3 \text{ V/cm} \quad (6.22)$$

Die Sammelzeiten der Ladungsträger sind von der folgenden Größenordnung

$$\tau = \frac{d}{v_D} \approx \frac{d}{\frac{1}{2} \mu E_x} = \frac{2d}{\mu E_x} \sim 3 - 15 \text{ ns} \quad (6.23)$$

wobei $\frac{1}{2} E_x$ die mittlere Feldstärke in der Sperrschicht sei. Man beachte, dass hier im Gegensatz zur Ionisationskammer die Feldstärke nicht konstant ist sondern linear vom Abstand abhängt.

In der Praxis wählt man typischerweise ein leicht dotiertes Material wie n -Silizium mit $N_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ der Dicke d und dotiert eine Oberfläche durch Ionenimplantation mit 3-wertigen Atomen. In dieser ca. $1 \mu\text{m}$ dicken Schicht ist dann $N_A \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3} \gg N_D$, man spricht in diesem Falle von $p^+ - n$ Dotierung. Auf der anderen Seite muss dann stark n dotiert werden, da sich ansonsten beim Aufbringen des Metallkontaktes, der zur Anlegung der Spannung notwendig ist, eine Sperrschicht am Übergang Metall-Halbleiter ausbilden würde (Abb. 6.8).

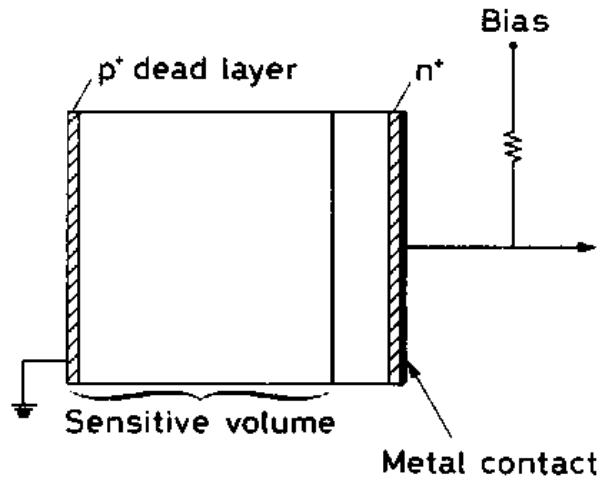


Abbildung 6.8: Funktionsprinzip eines Festkörperdetektors.

Wie bei Gasdetektoren entsteht das elektrische Signal durch Induktion während der Bewegung der Ladungsträger. In Abb. 6.9 ist die aufgesammelte Ladung als Funktion der Zeit für ein am Punkt x_0 erzeugtes Elektron-Lochpaar (in einer $p-n^+$ -Sperrschicht) dargestellt. Wegen der um einen Faktor 3 geringeren Mobilität der Löcher sind diese entsprechend langsamer.

In jedem Halbleiter gibt es einen *Leckstrom*, der durch thermisch angeregte, freie Ladungsträger zustande kommt und von der Erzeugungsrate bzw. der Lebensdauer der Elektron-Lochpaare abhängt. Diese sind wiederum Funktionen von Verunreinigungen des Kristalles und der Temperatur. Zusätzlich können auch über die Oberfläche des Detektors Leckströme fließen. Dieser Strom bildet einen limitierenden Faktor bei der Signalbildung und muss möglichst klein gehalten werden, man erreicht minimale Stromdichten von $j_L = 5 \text{ nA/cm}^2$. Bei einer typischen Fläche eines $p-n$ -Überganges in einem Streifenzähler der Fläche $F = 3 \text{ cm} \times 30 \text{ } \mu\text{m} \approx 0.01 \text{ cm}^2$ fließen während einer Integrationszeit von $t_I = 1 \text{ } \mu\text{s}$ ca. $N_B = \frac{j_L t_I F}{e} \approx 300 \ll N_S$ Ladungsträger, die einen unerwünschten Untergrund darstellen. Der Hauptbeitrag zum elektronischen Rauschen kommt allerdings von der dem Detektor nachgeschalteten Elektronik.

6.2 Ortsmessung mit Halbleiterzählern

6.2.1 Ionisation im Halbleiter

Die mittlerweile sehr weit entwickelte Halbleitertechnologie erlaubt es prinzipiell, Ortskoordinaten mit einer Genauigkeit von ca. $1 \text{ } \mu\text{m}$ zu bestimmen. Diese Präzision in Kombination mit der guten Zeitaufösung ($\mathcal{O}(5 \text{ ns})$) ermöglichte eine Vielzahl von Entdeckungen kurzlebiger schwerer Teilchen mit typischen Lebensdauern von $\tau \approx 10^{-13} \text{ s}$. Daraus ergibt sich eine Flugstrecke von $\gamma \cdot c\tau = \gamma \cdot 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot 10^{-13} \text{ s} = \gamma \cdot 30 \text{ } \mu\text{m}$. Um diese Teilchen und ihre Lebensdauern zu messen, muss man Ortsauflösungen von ca. $30 \text{ } \mu\text{m}$ erreichen. Wir wollen im Folgenden einige dafür

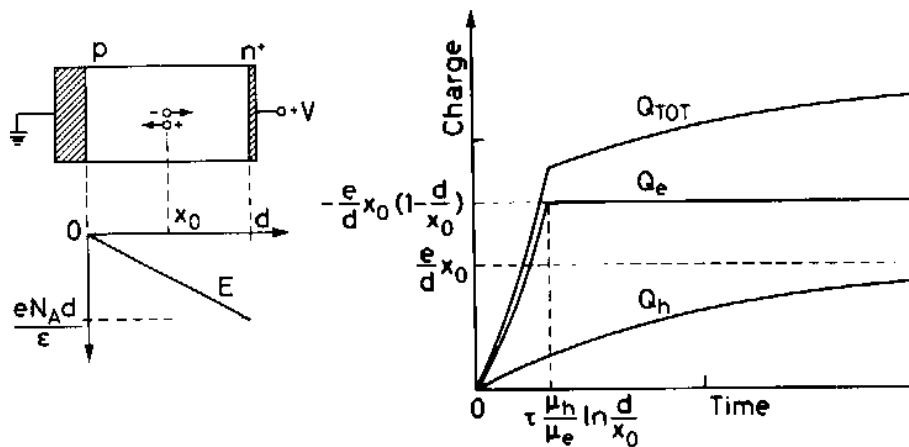


Abbildung 6.9: Zeitabhängigkeit des Ladungssignals eines Halbleiterzählers.

wichtige Phänomene besprechen.

Beispiel:

Die Experimentelle Bestätigung des t -Quarks gelang den Experimenten $D0$ und CDF am TEVATRON am Fermi National Lab (FNAL) in Chichago in $p\bar{p}$ Reaktionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Dabei wurde der folgende Zerfallsprozess ausgenutzt:

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X; \quad t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^-; \quad W^+ \rightarrow e^+\nu_e; \quad W^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2 \text{ Jets}$$

Die b -Quarks zerfallen nach sehr kurzer Entfernung des Primärvertex in zwei Leptonen (l_1 und l_2 , Abb.6.10), ohne den Einsatz von Halbleiterdetektoren (in diesem Falle von Siliziumstreifendetektoren) zur Rekonstruktion der sekundären Vertices wäre diese Messung nicht möglich gewesen.

Wir wollen uns zunächst auf Siliziumzähler konzentrieren. Wie oben diskutiert, werden beim Durchtritt geladener Teilchen durch den Si-Zähler Elektron-Lochpaare und δ -Elektronen erzeugt. Die hochenergetischen δ -Elektronen liefern eine natürliche Grenze der erreichbaren Ortsauflösung.

Energiereiche δ -Elektronen können selbst bei senkrechtem Einfall des Teilchens die Lage des Schwerpunktes verschieben. Sei r_δ die Reichweite des δ -Elektrons, N_δ die Zahl der vom δ -Elektron erzeugten Elektron-Lochpaare, N_p die Zahl der vom primären Teilchen erzeugten Elektron-Lochpaare so gilt näherungsweise für die Verschiebung

$$\Delta x = \frac{N_\delta \cdot \frac{r_\delta}{2}}{N_\delta + N_p} \quad (6.24)$$

falls das δ -Elektron senkrecht zur Teilchenbahn gestreut wird.

Um dies zu verdeutlichen, betrachten wir einen ca. $100 \mu\text{m}$ dicken Si-Zähler. In 10 % aller Fälle erzeugt ein π -Meson der Energie 5 GeV ein δ -Elektron mit $T > 20$ keV, was wiederum bei einer Reichweite von $r_\delta = 5 \mu\text{m}$ ca. 5500 Elektron-Lochpaaren entspricht. Das π -Meson selbst hat einen Energieverlust von $240 \text{ eV}/\mu\text{m}$, es werden also ca. 6700 Elektron-Lochpaare erzeugt. Mit Gl. 6.24 erhält man dann für

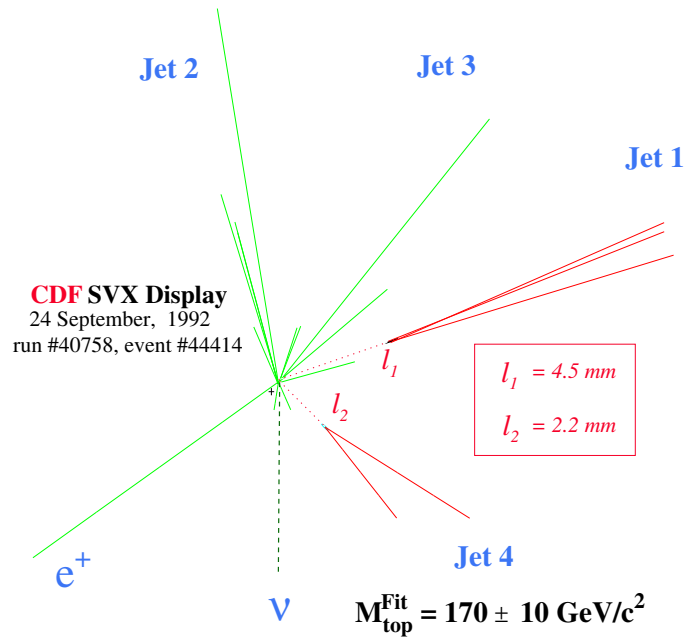


Abbildung 6.10: Kandidat für ein $t\bar{t}$ -Ereignis, bei dem die Sekundärvertizes der B -Mesonen deutlich zu sehen sind.

die Verschiebung $\Delta x \approx 1 \mu\text{m}$. Vergrößert man die Dicke des Detektors, so wird der Einfluss der δ -Elektronen problematischer, da einerseits $R_\delta \sim T$ gilt und andererseits in dicken Zählern mehr δ -Elektronen hoher Energie erzeugt werden (Abb. 6.11) Aus diesem Grunde sind dünne Zähler vorteilhaft, was sich aber wiederum negativ auf das Verhältnis von Signal zu Untergrundrauschen auswirkt.

Während ihres Weges zur Kathode (bzw. Anode) diffundieren die Elektronen (bzw. Löcher) und verbreitern das Signal. Ferner sind ortsauflösenden Halbleiterdetektoren häufig in Magnetfeldern aufgestellt. Die Lorentz-Kraft wirkt auf die driftenden Elektron-Lochpaare und beeinflusst das Signal stark. Diese beiden Effekte, die sich negativ auf die Auflösung auswirken, sind in Abb. 6.12 dargestellt. Ein weite-

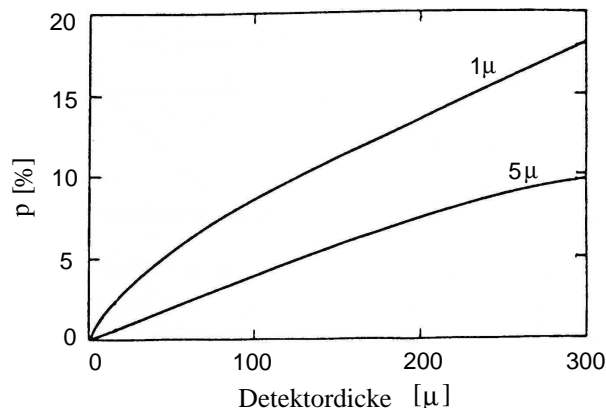


Abbildung 6.11: Spurverschiebung im Si-Detektor aufgrund von δ -Elektronen.

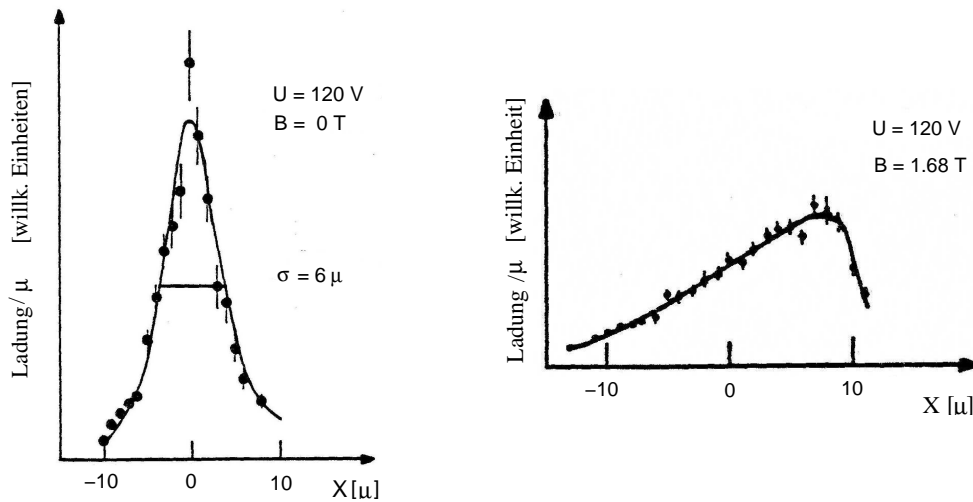


Abbildung 6.12: Ladungsverteilung, die von Halbleiterdetektoren registriert wurde für den Nachweis ohne bzw. im Magnetfeld.

rer wichtiger Faktor ist das elektronische Rauschen. Eine gute Rekonstruktion einer Spur ist nur möglich, wenn das Verhältnis von Signal zu Rauschuntergrund wesentlich größer als 1 ist. Ansonsten beobachtet man sogenannte Geisterspuren und eine sinnvolle Spurrekonstruktion ist unmöglich.

6.2.2 μ -Strip Detektor

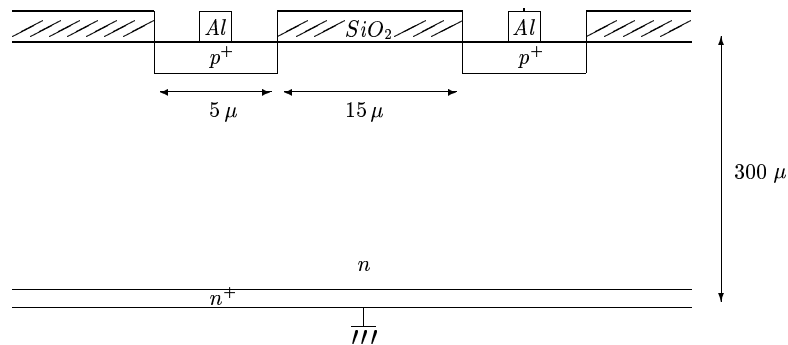


Abbildung 6.13: Prinzipieller Aufbau eines Si-Streifendetektors.

In Abb. 6.13 ist der prinzipielle Aufbau eines Streifendetektors zu sehen. Die Auslese erfolgt über eine Vielzahl paralleler Streifen, mittels derer die Ladungsträger abgesaugt werden. Jeder dieser Streifen bildet eine $p-n$ -Diode bei typischen Breiten und Abständen von $10 - 50 \mu\text{m}$. Um die Kosten für Elektronik zu begrenzen und den beschränkten Platz besser auszunutzen wird nicht jeder Streifen ausgelesen. Da die Streifen kapazitiv gekoppelt sind, erzeugt ein Teilchendurchgang Signale auf mehreren benachbarten Streifen, sodass man durch Schwerpunktbildung typische

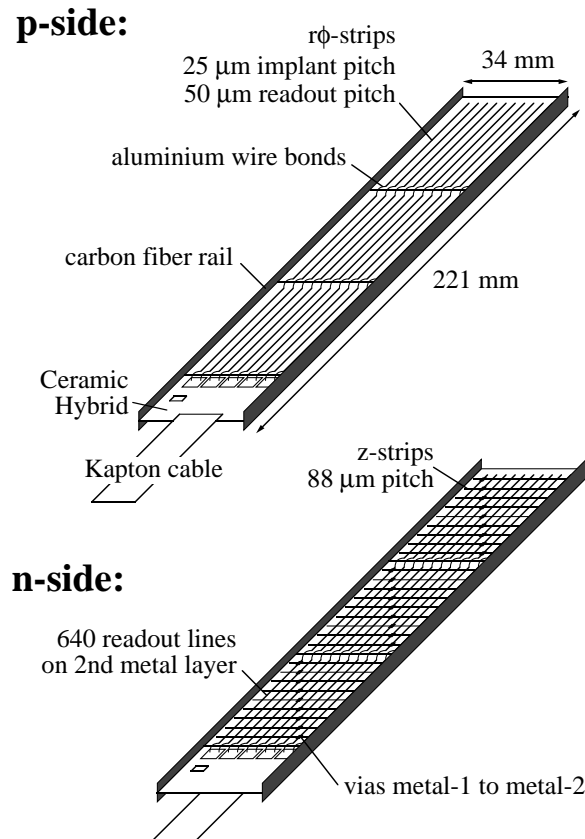


Abbildung 6.14: *Einzelnes Element (Leiter mit mehreren Wafern) des Silizium-Vertex Detektors des H1-Experimentes.*

Ortsauflösungen von $10 \mu\text{m}$ erhält, was einer Ortsgenauigkeit des Vertex einer Teilchenproduktion von $\sigma \approx 27 \mu\text{m} + \frac{98 \mu\text{m}/\text{GeV}}{p_{\perp}}$ entspricht. Damit können Teilchen mit Lebensdauern von 300 fs (wie das τ -Lepton, c - und b -Quarks) beobachtet werden.

Die dünnen Streifen werden an *Bonding Pads* angeschlossen, die mit der Ausleselektronik verdrahtet sind. Diese werden zu größeren Einheiten zusammengefasst (sog. Leitern von mehreren Wafern), die dann an den ladgunsempfindlichen Vorverstärkern (Hybriden) ausgelesen werden (Abb. 6.14). Dabei ist die p -Seite für die Messung des Azimultanwinkels ϕ verantwortlich und erreicht eine Auflösung von $\sigma_{R\phi} \approx 14 \mu\text{m}$, während die n -Seite die z -Koordinate mit einer Auflösung von $\sigma_z \approx 23 \mu\text{m}$ bestimmt.

Es treten allerdings einige Probleme auf:

- Einfluss der Vielfachstreuung bei der Extrapolation der Spur durch das Strahlrohr ($\sigma_{vert} \sim \mu\text{m} + \frac{98 \mu\text{m}/\text{GeV}}{p_{\perp}}$)
- langer Hebelarm verschlechtert das Auflösungsvermögen
- Einfluss des Magnetfeldes verfälscht den Durchtrittsort (Abb. 6.12)
- Strahlenhärte bedingt Mindestabstand zum Strahl

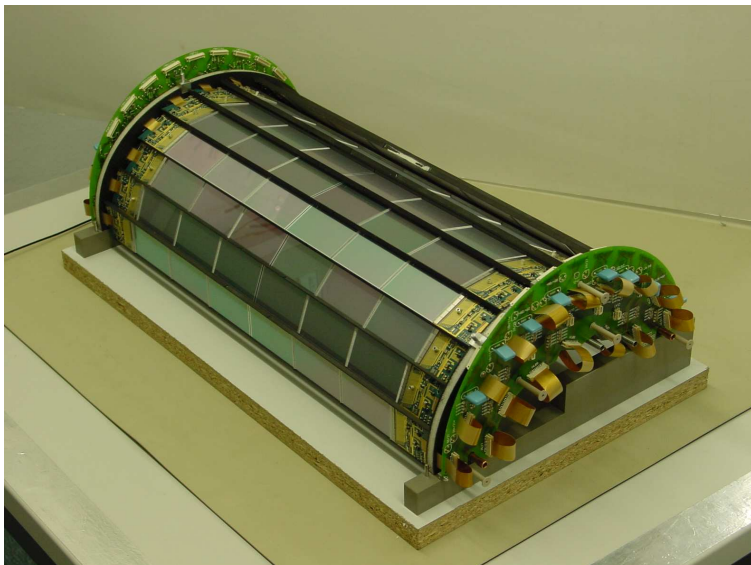


Abbildung 6.15: Der Centrale Silizium-Vertex-Detektor des Experimentes H1 am HERA-Ring.

- Doppelspurauflösung nur für Spuren mit $d > 120 \mu\text{m}$

6.2.3 Dreidimensionale Silizium-Detektoren

Anstatt in Streifen kann man die Elektroden auch in rechteckförmigen Pads (Pixels) unterteilen, und erhält somit eine gleichzeitige Messung der beiden Ortskoordinaten. Die dritte zur Siliziumscheibe senkrechte Koordinate ist dann durch die Position des Detektors gegeben, man erhält dann eine Messung in 3 Dimensionen mit einer Auflösung von $10 \times 10 \times 100 \mu\text{m}$. Bei Ereignissen mit vielen Spuren, wie das beispielsweise an pp -Kollidern zu erwarten ist, ist dies von großem Vorteil. Ein Problem dabei ist allerdings die extrem große Zahl an Auslesekanälen und die Ankopplung an die Ausleseelektronik.

Abb. 6.15 zeigt den zentralen Silizium-Vertex Detektor des Experimentes H1 am HERA-Ring bei DESY Hamburg.

CCD-Detektoren

Eine Realisierung von Pixeldetektoren sind *CCD-Detektoren* (Charge Coupled Device). Solche werden vielfach in Kameras eingesetzt, die zum Nachweis vieler Photonen dienen. In einem durch elektrostatische Potentiale abgegrenztem Halbleiter-Kästchen wird durch Licht oder Teilchendurchgang Ladung freigesetzt und gespeichert. Dann wird in jeder Zeile die Information durch Anlegung einer Spannung um eine Einheit verschoben und seriell ausgelesen (Abb. 6.16). Der Vorteil besteht in der relativ beschränkten Anzahl an Elektronikkanälen, allerdings muss man relativ lange Auslesezeiten in Kauf nehmen (10 – 100 ms), so dass eine Anwendung bei hohen Teilchenraten nicht möglich ist.

