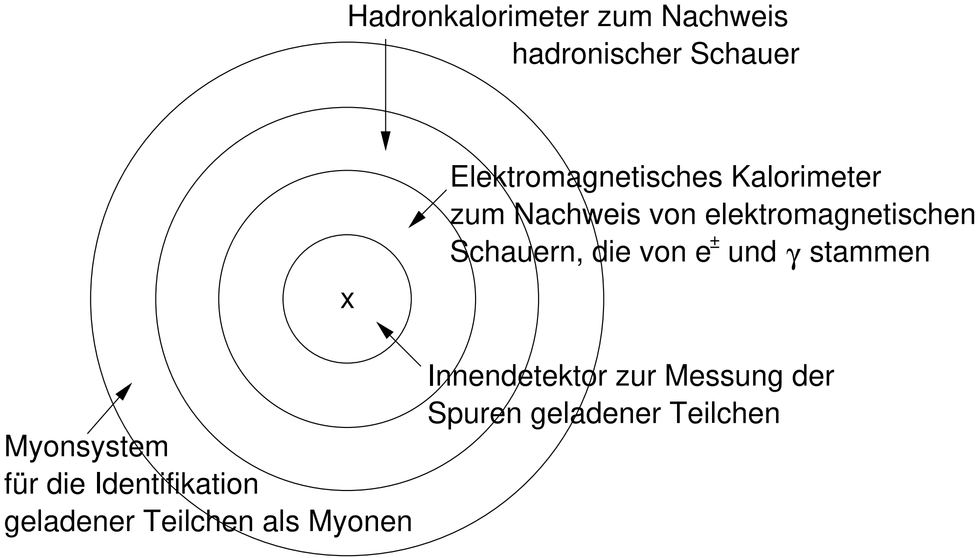
Konzepte für Experimente an zukünftigen Hadroncollidern I

PD Dr. Oliver Kortner

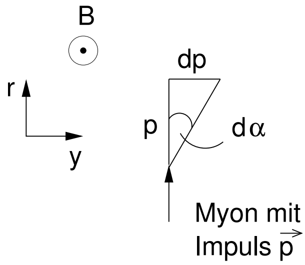
07.12.2020

Grundstruktur eines Teilchendetektors am Hadroncollider



Spurverlauf im Magnetfeld des Innendetektors

$$d\alpha = \frac{dp}{p} = \frac{qvBdt}{p} = \frac{q}{p}B\underbrace{vdt}_{=ds=dr} = \frac{q}{p}Bds.$$



Also erhalten wir

$$\alpha(r) \approx \frac{q}{p}\int_{r_0}^{r} B(s)ds$$

und

$$y(r) = \int_{r_0}^{r} \alpha(r')dr' = \frac{q}{p}\int_{r_0}^{r}\int_{r_0}^{r'} B(s)\,ds\,dr'.$$

Beispiel. $p = 1$ GeV. $r_0 = 0$. $B = 2$ T.
$\alpha(10$ cm$) = 60$ mrad. $y(10$ cm$) = 3$ mm.
$\alpha(1$ m$) = 0,6$ rad. $y(1$ m$) = 30$ cmm.

Impulsauflösung im Innendetektor

- Ablenkwinkel im Abstand r von pp-Kollisionspunkt:

$$\alpha(r) = \frac{q}{p} \int\limits_0^r B\, ds$$

- Gesamtablenkwinkel: $\alpha := \alpha(r_{max})$ (r_{max} Radius des Innendetektors).
- Fehlerfortpflanzung:

$$\delta\alpha = \frac{|q|}{p^2} \int\limits_0^{r_{max}} B\, ds \cdot \delta p = \alpha \cdot \frac{\delta p}{p} \Leftrightarrow \frac{\delta p}{p} = \frac{\delta\alpha}{\alpha}$$

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{\delta\alpha}{\frac{|q|}{p} \int\limits_0^{r_{max}} B\, ds}$$

Impulsauflösung im Innendetektor

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{\delta\alpha}{\frac{|q|}{p}\int\limits_0^{r_{max}} B\,ds}$$

- Beiträge zu $\delta\alpha$

$$\begin{aligned}\delta\alpha &= \sqrt{(\delta\alpha_{Vielfachstreuung})^2 + (\delta\alpha_{Detektorauflösung})^2} \\ &= \sqrt{\left(13{,}6\ \text{MeV}\sqrt{\frac{D}{X_0}}\right)^2 + (\delta\alpha_D)^2}\end{aligned}$$

Also ist

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{13{,}6\ \text{MeV}\sqrt{\frac{D}{X_0}}}{|q|\int B\,ds} \oplus \frac{\delta\alpha_D}{|q|\int B\,ds}\cdot p$$

Innendetektorinstrumentierung

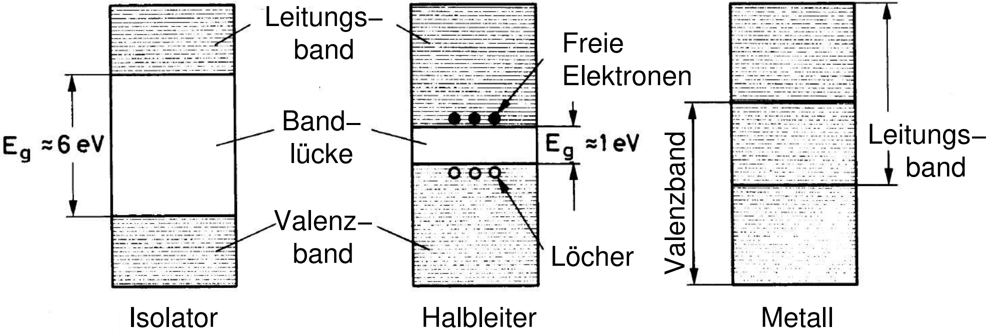
Anforderungen

- Wenig Detektormaterial zur Minimierung des Verstreuungsbeitrags zur Impulsauflösung.
- Hohe Ortsauflösung zur Maximierung der Impulsauflösung für hochenergetische Teilchen.
- Hohe Granularität, um auch bei hohen Teilchendichten die Spuren der einzelnen Teilchen voneinander trennen zu können.
- Strahlenhärte.

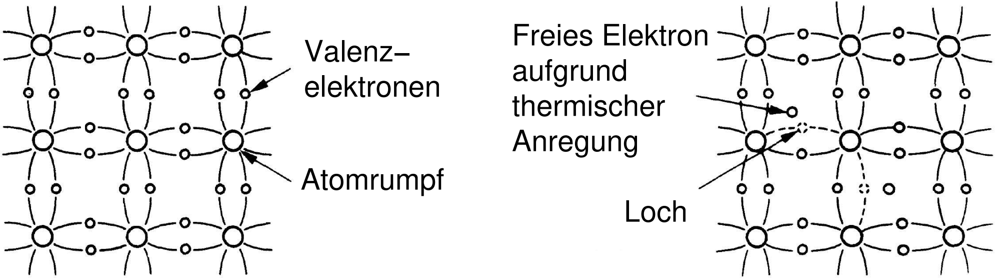
Eingesetzte Detektorypen

- Ursprünglich Gasionisierungsdetektoren verwendet, die wenig Material einbringen, aber begrenzte Ortsauflösung, Granularität und Strahlenhärte bieten.
- Heutzutage Halbleiterdetektoren, die hohe Ortsauflösung und hohe Granularität bieten.

Struktur der Energiebänder in Festkörpern



Beispiel: Kovalente Bindungen von Silizium.



T=0 K
Nichtleitend

T>0
Leitend

Zwei Quellen des elektrischen Stroms in einem Halbleiter:

- Bewegung freier Elektronen im Leitungsband

und

- Bewegung der Löcher im Valenzband.

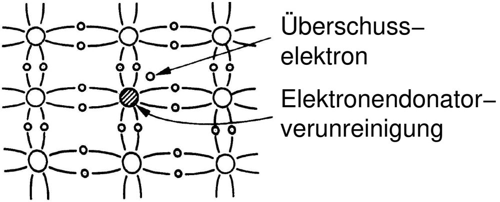
(Im Metall Strom nur von der Bewegung der Elektronen im Leitungsband.)

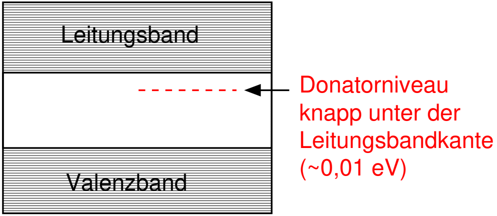
Dotierte Halbleiter

- In reinen Halbleitern ist die Anzahl der freien Elektronen gleich der Anzahl der Löcher.
- In dotierten Halbleitern kann es mehr Elektronen als Löcher und umgekehrt geben.

Dotierung von Silizium mit pentavalenten Atomen

Pentavalente Atome: Arsen, Phosphor, Antimon.





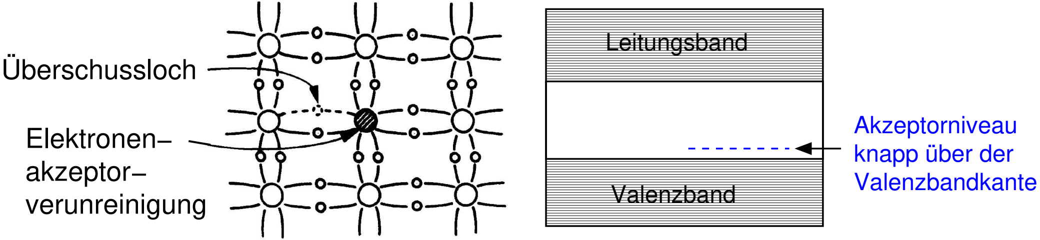
⇒ Erhöhte Leitfähigkeit durch Überschusselektronen, die sehr leicht thermisch vom Donatorniveau ins Leitungsband angeregt werden können.

Nomenklatur: n-Typ-Halbleiter.

Haupladungsträger im n-Typ-Halbleiter: Elektronen.

Dotierung von Silizium mit trivalenten Atomen

Trivalente Atome: Gallium, Bor, Indium.

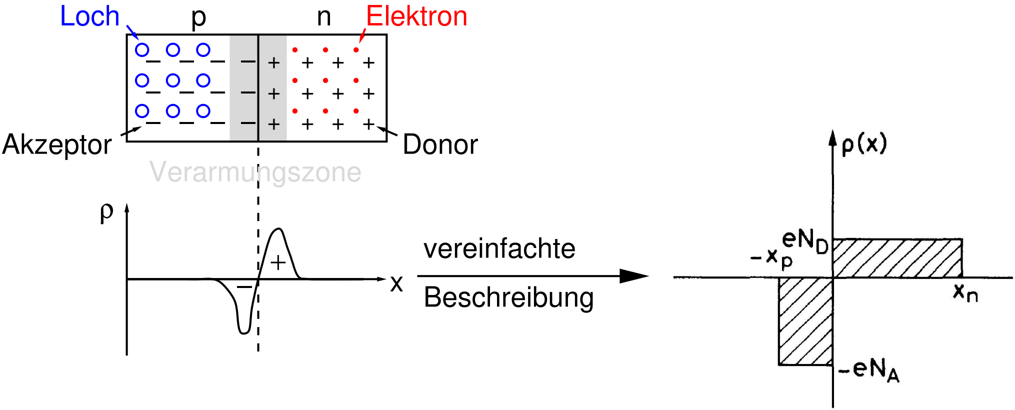


$\Rightarrow$ Erhöhte Leitfähigkeit durch Überschusslöcher, die entstehen, wenn Elektronen aus dem Valenzband ins Akzeptorniveau angehoben werden.

Nomenklatur: p-Typ-Halbleiter.

Haupladungsträger im p-Typ-Halbleiter: Löcher.

Der pn-Übergang



$N_{A/D}$: Akzeptor-/Donorkonzentration

Größe der Verarmungszone

$$\rho(x) = \begin{cases} -eN_A \ (x \in [-x_p, 0[) \\ +eN_D \ (x \in [0, x_n]) \\ 0, \ \text{sonst} \end{cases}$$

$div\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon}$ führt zu $\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon}$, so dass

$$\begin{aligned} E(x) &= 0 \ (x < -x_p, x > x_n), \\ E(x) &= -\frac{e}{\epsilon} N_A(x + x_p) \ (x \in [-x_p, 0[), \\ E(x) &= +\frac{e}{\epsilon} N_D(x - x_n) \ (x \in [0, x_n]). \end{aligned}$$

Stetigkeit bei $x = 0$ führt zu

$$N_A x_p = N_D x_n \Leftrightarrow \frac{x_p}{x_n} = \frac{N_D}{N_A} \ (*)$$

$\Rightarrow$ Die Verarmungszone erstreckt sich weiter in den Bereich geringerer Dotierungskonzentration.

Potentialdifferenz (sogenanntes Kontakpotential)

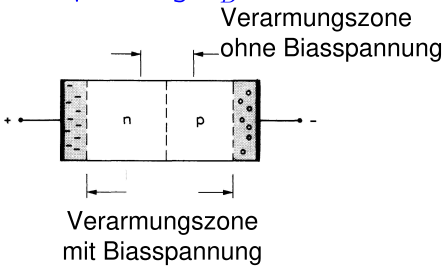
$$U_0 = -\int_{-x_p}^{x_n} E(x)\,dx = +\frac{eN_A}{2\epsilon}(x+x_p)^2\Big|_{-x_p}^{0} - \frac{eN_D}{2\epsilon}(x-x_n)^2\Big|_{0}^{x_n}$$

$$= \frac{e}{2\epsilon}(N_D x_n^2 + N_A x_p^2)$$

Größe der Verarmungszone

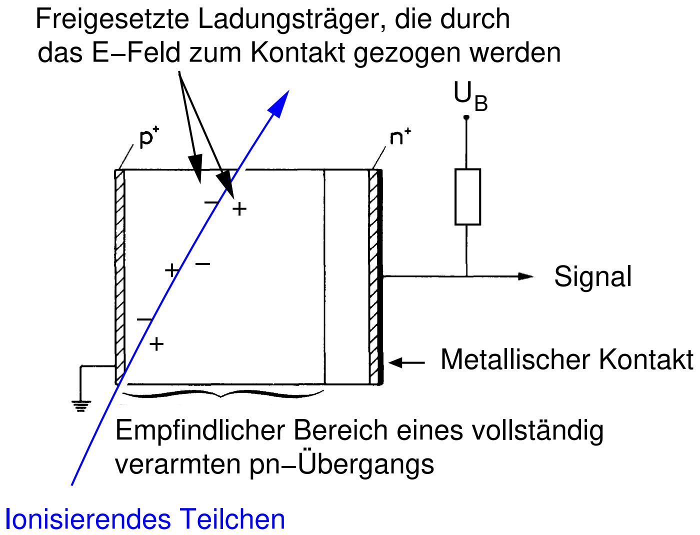
$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon U_0}{eN_D(1+\frac{N_D}{N_A}}}, \; x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon U_0}{eN_A(1+\frac{N_A}{N_D}}}.$$

Vergrößerung der Verarmungszone durch Anlegen einer sogenannter Biasspannung U_B:



$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon(U_0 + U_B)}{eN_D(1 + \frac{N_D}{N_A})}}, \quad x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon(U_0 + U_B)}{eN_A(1 + \frac{N_A}{N_D})}}.$$

$U_B \sim 300$ V für vollständige Verarmung des pn-Übergangs.



Um die Bildung einer Diode am ohmschen Kontakt zu verhindern, deren Verarmungszone sich weit in den Halbleiter erstreckt, verwendet man an den Kontaktflächen hochdotierte Lagen.