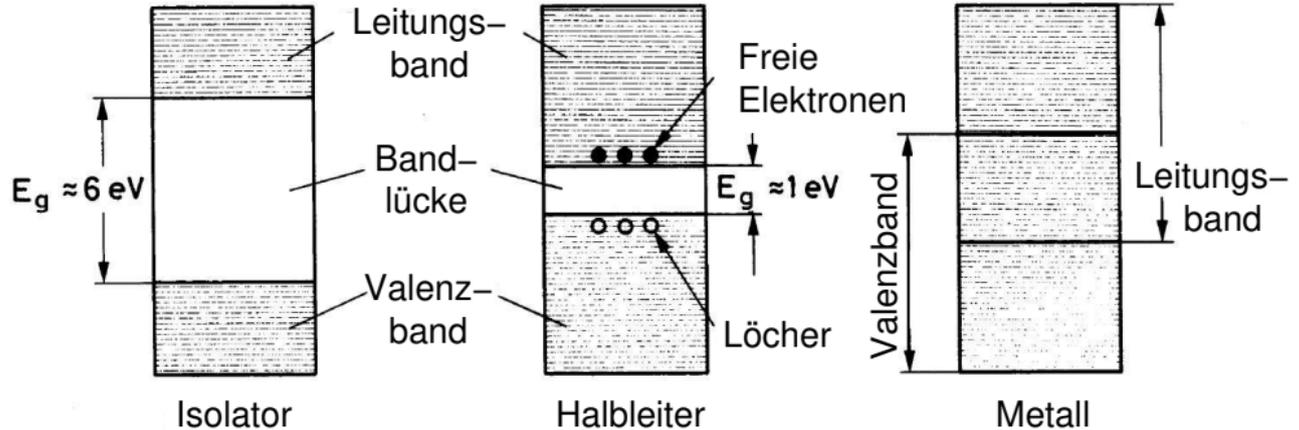


Konzepte für Experimente an zukünftigen Hadroncollidern I

PD Dr. Oliver Kortner

14.12.2020

Struktur der Energiebänder in Festkörpern

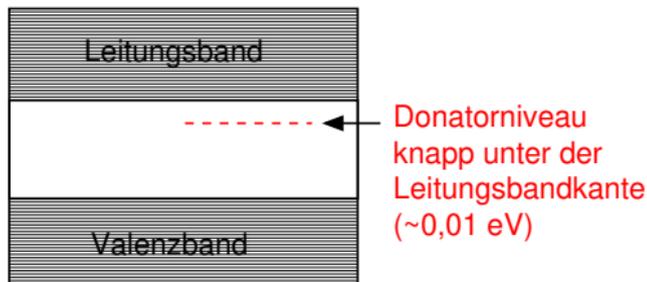
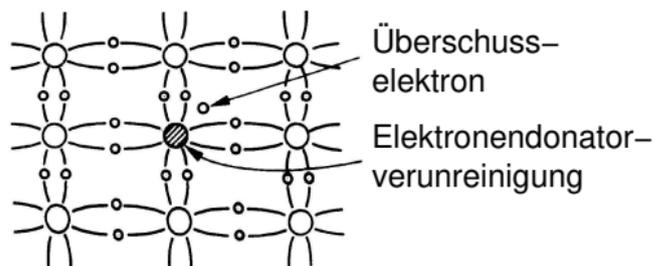


Dotierte Halbleiter

- 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.



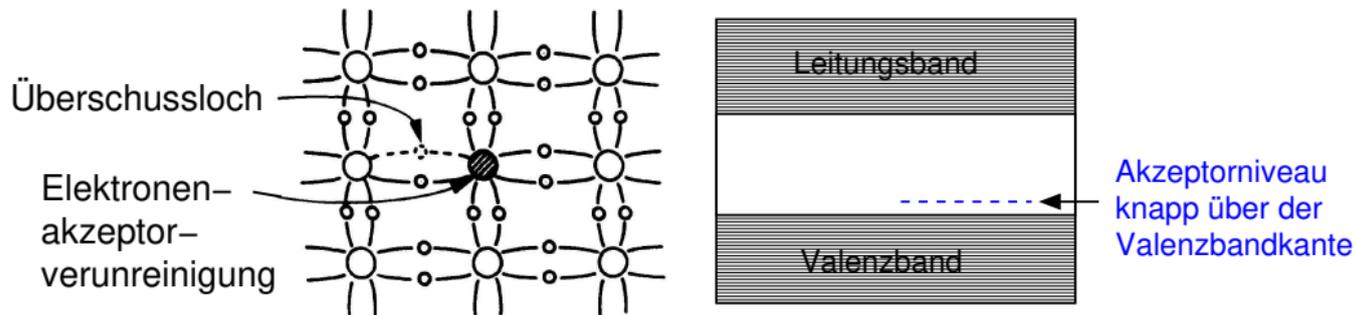
⇒ Erhöhte Leitfähigkeit durch Überschusselektronen, die sehr leicht thermisch vom Donatorniveau ins Leitungsband angeregt werden können.

Nomenklatur: n-Typ-Halbleiter.

Hauptladungsträger im n-Typ-Halbleiter: Elektronen.

Dotierung von Silizium mit trivalenten Atomen

Trivalente Atome: Gallium, Bor, Indium.



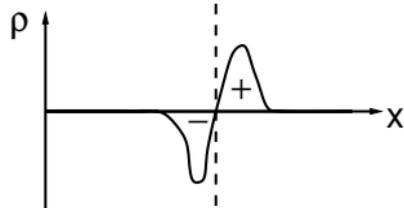
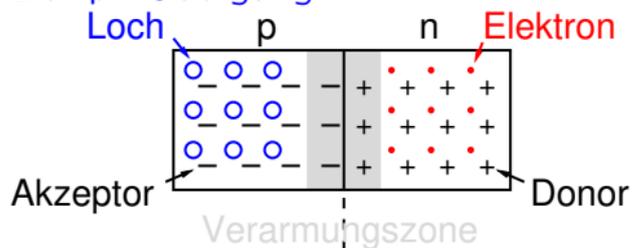
⇒ Erhöhte Leitfähigkeit durch Überschusslöcher, die entstehen, wenn Elektronen aus dem Valenzband ins Akzeptorniveau angehoben werden.

Nomenklatur: p-Typ-Halbleiter.

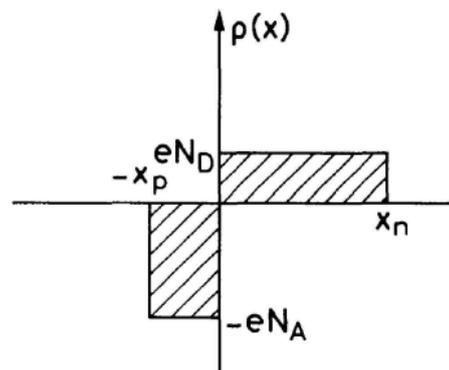
Hauptladungsträger im p-Typ-Halbleiter: Löcher.

Wiederholung des Stoffs der letzten Vorlesung

Der pn-Übergang



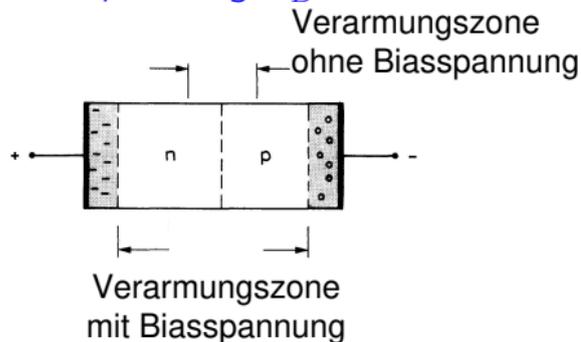
vereinfachte
Beschreibung



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

Vergrößerung der Verarmungszone

Vergrößerung der Verarmungszone durch Anlegen einer sogenannter
Biasspannung U_B :

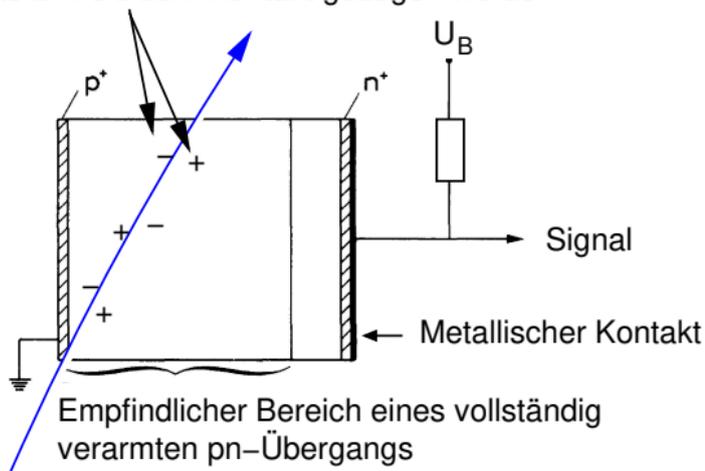


$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon(U_0 + U_B)}{eN_D(1 + \frac{N_D}{N_A})}}, \quad x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon(U_0 + U_B)}{eN_A(1 + \frac{N_A}{N_D})}}$$

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

Grundprinzip eines Halbleiterdetektors

Freigesetzte Ladungsträger, die durch das E-Feld zum Kontakt gezogen werden



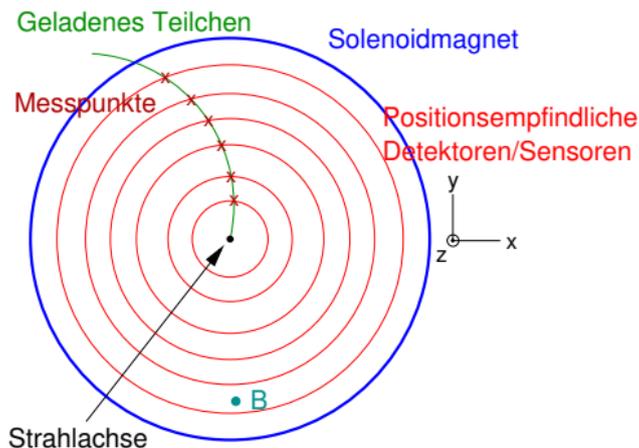
Ionisierendes Teilchen

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.

Aufgaben eines Innendetektors

- Bestimmung der Ladung q und des Impulses \vec{p} eines geladenen Teilchens.
- Bestimmung des Ursprungspunktes des Teilchens.

Grundstruktur eines Innendetektors



Parameter der rekonstruierten Spur

- Krümmungsrichtung $\rightarrow \text{sgn}(q)$.
- Stärke der Krümmung $\rightarrow p$.
- Richtung in der Nähe der Strahlachse $\rightarrow \vec{p}/p$.
- Abstand der Spur von der Strahlachse \rightarrow Ursprungspunkt des Teilchens.

- Zur Erinnerung:

$$\frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} = \frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Vielfachstreuung}} \oplus \frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Ortsauflösung}} .$$

- $\frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Vielfachstreuung}}$ unabh. von $\frac{q}{p}$. $\frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Ortsauflösung}} \propto \frac{p}{|q|}$.

Impulsauflösung eines Innendetektors

- Zur Erinnerung:

$$\frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} = \frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Vielfachstreuung}} \oplus \frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Ortsauflösung}} .$$

- $\frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Vielfachstreuung}}$ unabh. von $\frac{q}{p}$. $\frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Ortsauflösung}} \propto \frac{p}{|q|}$.

- Abschätzung von $\frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Ortsauflösung}}$ (an der Tafel) ergibt

$$\frac{\delta\left(\frac{q}{p}\right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Ortsauflösung}} \approx \frac{\sigma 2\sqrt{5}}{BL^2\sqrt{n}} \cdot \frac{p}{|q|};$$

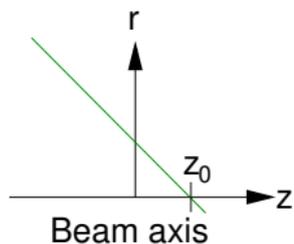
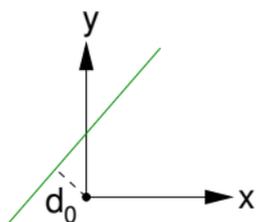
σ : Ortsauflösung einer einzelnen Messebene.

B : Magnetfeldstärke im Innendetektor.

L : Radius des Innendetektors.

n : Anzahl der (äquidistanten) Messebenen.

Stoßparameter

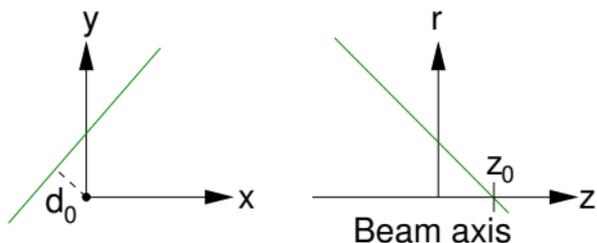


Nomenklatur

- d_0 : Transversaler Stoßparameter.
- z_0 : Longitudinaler Stoßparameter.

Konventionen

d_0 und z_0 werden entweder auf den mittleren Kollisionspunkt oder den tatsächlichen Primärvertex bezogen.



Nomenklatur

- d_0 : Transversaler Stoßparameter.
- z_0 : Longitudinaler Stoßparameter.

Konventionen

d_0 und z_0 werden entweder auf den mittleren Kollisionspunkt oder den tatsächlichen Primärvertex bezogen.

Anforderungen an die innersten Detektorebenen für die d_0 - und z_0 -Messung

- Vereinfachende Annahmen
 - Betrachte z_0 -Messung.
 - Spuren nahe (0,0,0) gerade.
 - Zwei Detektorebenen bei r_1 und r_2 mit Ortsauflösungen σ_1 und σ_2 .
- z_0 -Auflösung

$$\sigma_{z_0} = \frac{\sqrt{r_2^2 \sigma_1^2 + r_1^2 \sigma_2^2}}{|r_2 - r_1|} \oplus \sigma_{\text{Vielfachstreuung}}$$

⇒ Dünne Detektorebenen nahe an der Strahlachse mit hoher Ortsauflösung zur Maximierung von σ_{z_0} .

- Die an den Elektroden eines Halbleiterdetektors gemessene Ladung q ist die durch die Bewegung freigesetzter Ladungsträger erzeugte Influenzladung.
- Zur Berechnung der Influenzladung verwendet man das Shockley-Ramo-Theorem, das wir heute nicht herleiten.
- Heute vereinfachte Herleitung:
 - Vom elektrischen Feld an q verrichtete Arbeit: $qE(x)dx$.
 - Änderung des elektrischen Feldes in einem Plattenkondensator:
 $\frac{Q}{C}dQ = UdQ$.
 - Wegen der Energieerhaltung gilt $qE(x)dx = UdQ$.
 - In einem Plattenkondensator mit Plattenabstand D ist $E = \frac{U}{D}$, was zur Gleichung

$$dQ = \frac{q}{D}dx$$

für die infinitesimale influenzierte Ladung dQ führt.

Zeitlicher Verlauf der influenzierten Ladung

- Mittlere Geschwindigkeit von Elektronen und Löchern:

$$v_{e/h} = q_{e/h} E \tau_{e/h},$$

wobei τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen der Ladungsträger am Gitter ist.

- Elektrisches Feld in einem pn-Übergang aus einem p-Substrat mit n^+ -dotierter Seite:

$$E = -\frac{eN_A}{\epsilon} x.$$

⇒

$$v_{e/h} = \frac{dx_{e/h}}{dt} = \pm \frac{e^2 N_A}{\epsilon} x_{e/h} = C_{e/h} x_{e/h},$$

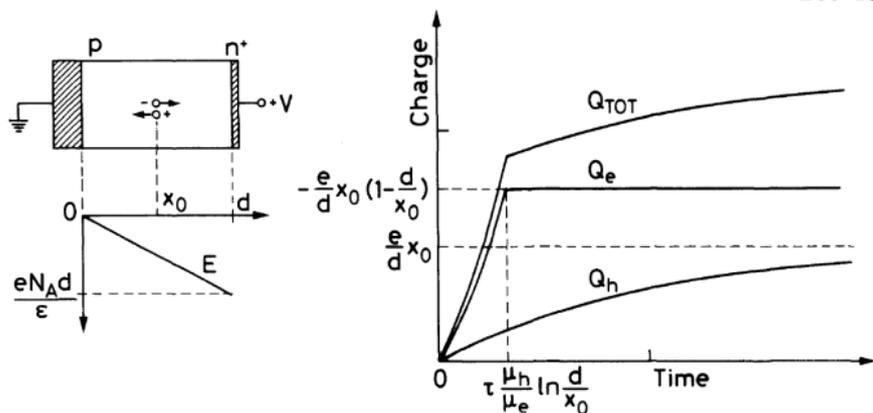
also

$$x_{e/h}(t) = x_0 e^{C_{e/h} t}.$$

Zeitlicher Verlauf der influenzierten Ladung

$$\bullet Q_{e/h}(t) = \int_0^t \frac{q_{e/h}}{D} v(t') dt' = \frac{q_{e/h}}{D} x_0 (e^{C_{e/h} t} - 1).$$

Leo 1994



- $C_e > 0$, $q_e < 0$.
- $C_h < 0$, $q_h > 0$.

Fig. 10.10. Signal pulse shape due to a single electron-hole pair in an np junction

Schwerpunktsenergie und Luminosität

Collider	\sqrt{s} [TeV]	\mathcal{L}_{max} [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$\int \mathcal{L} dt$ [ab^{-1}]
HL-LHC	14	$7,5 \cdot 10^{34}$	3
FCC, Phase 1	100	$5 \cdot 10^{34}$	2,5
FCC, Phase 2	100	$30 \cdot 10^{34}$	15

Betriebsszenarien

- HL-LHC: 2026 bis 2036.
- FCC, Phase 1: 10 Betriebsjahre.
- FCC, Phase 2: 15 Betriebsjahre.

Anzahl der inelastischen pp -Kollisionen pro Kollision der Teilchenbündel

- HL-LHC: 140 (Kollisionen alle 25 ns).
- FCC, Phase 1: 170 (Kollisionen alle 25 ns).
- FCC, Phase 2: 1020 (Kollisionen alle 25 ns).

Strahlungsniveaus in den Detektoren abhängig von der Struktur der Minimum-Bias-Ereignisse (vereinfacht: inelastische pp -Kollisionen ohne einen harten Stoß).

Wirkungsquerschnitt für inelastische pp -Stöße

- ≈ 80 mb bei $\sqrt{s}=14$ TeV.
- ≈ 100 mb bei $\sqrt{s}=100$ TeV, also 25% größer als beim LHC.

Multiplizität geladener Teilchen pro Rapiditätseinheit

- $\approx 5,4$ bei $\sqrt{s}=14$ TeV.
- ≈ 8 bei $\sqrt{s}=100$ TeV, also 1,5mal größer als beim LHC.

Mittlerer Teilchenimpuls

- $\approx 0,6$ GeV bei $\sqrt{s}=14$ TeV.
- $\approx 0,8$ GeV bei $\sqrt{s}=100$ TeV, also 1,3mal größer als beim LHC.

Minimum-Bias-Ereignisse am FCC denen am LHC sehr ähnlich.

- ⇒ Die Betriebsbedingungen in der Phase 1 des FCC sehr ähnlich den Betriebsbedingungen am HL-LHC.

- $\sqrt{s_{FCC}} = 7 \cdot \sqrt{s_{LHC}} \Rightarrow p_{T,max}^{FCC} = 7 \cdot p_{T,max}^{LHC}$.
- Impulsauflösung für hochenergetische geladene Teilchen:

$$\frac{\delta p_T}{p_T} = \frac{\delta \left(\frac{q}{p} \right)}{\frac{q}{p}} \Bigg|_{\text{Ortsauflösung}} \approx \frac{\sigma 2\sqrt{5}}{BL^2 \sqrt{n}} \cdot \frac{p}{|q|}.$$

- **Ziel:** $\frac{\delta p_T}{p_T}(p_T = p_{T,max}^{FCC}) = \frac{\delta p_T}{p_T}(p_T = p_{T,max}^{LHC})$.
- ⇒ Bei gleichbleibender Ortsauflösung der Detektorebenen muss man das Magnetfeldintegral versiebenfachen.

Innendetektor: Strahlungsniveaus in der ersten Pixeldetektorlage
($r = 3.7$ cm)

	HL-LHC (3 ab^{-1})	FCC, Phase 1	FCC, Phase II
1 MeV-neq-Fluss [cm^{-2}]	$1.5 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{17}$
Dosis [MGy]	4.8	9	90

⇒ Halbleiterdetektoren für HL-LHC auch für die ersten Phase des FCC geeignet. Entwicklung noch strahlenhärterer Detektoren für die zweite Phase des FCC nötig.

Die hohen Flüsse geladener und neutraler Teilchen im Innendetektor führen zu Schäden an den Halbleiterdetektoren.

Zwei Mechanismen

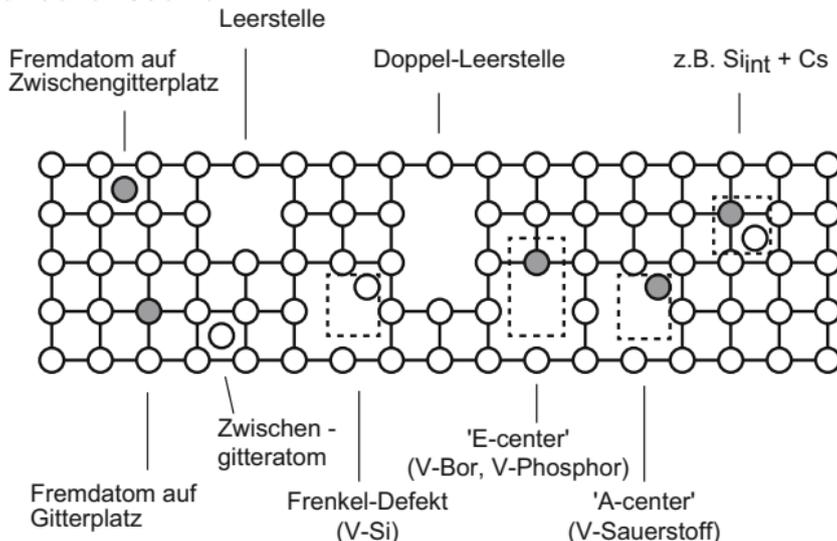
- Schädigung der Oberfläche und der Grenzflächen von Halbleiterdetektoren und ihrer Auslesechips durch ionisierende Teilchenstrahlung.
Da Ionisierung in Halbleiter ein reversibler Prozess ist, keine bleibenden Schädigungen im Kristall.
- Stöße an den Atomen des Kristallgitters können zu Atomversetzungen und anderen Beschädigungen des Kristallgitters führen.

Konvention

Die Substratschädigung durch Stöße an den Atomkernen wird üblicherweise auf die Schädigungswirkung von Neutronen mit 1 MeV Energie umgerechnet.

Substratschädigung

- Die Stöße an Gitteratome können diese versetzen, wodurch Leerstellen und Atome auf Zwischengitterplätzen als primäre Punktdefekte entstehen.



- Die meisten primären Punktdefekte sind instabil und verschwinden durch Rekombination.
- Wegen der Beweglichkeit der primären Punktdefekte können diese mit vorhandenen Fremdatomen stabile Defektkomplexe bilden.

Leitungsband

Donator (-)

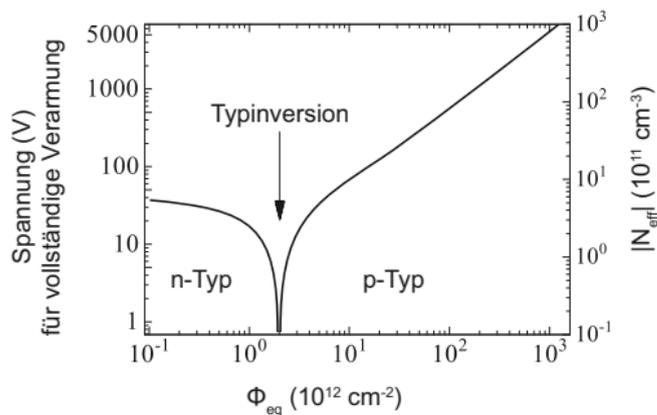
Akzeptor (-)

Valenzband

Erzeugung von Akzeptor- und Donatorzentren

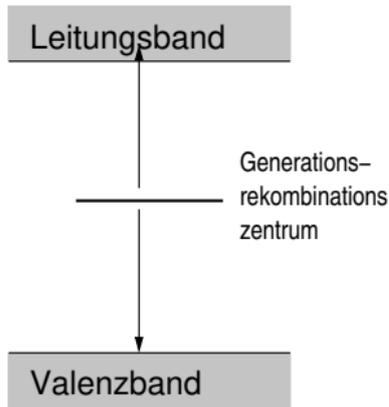
- Geladene Defekte, die als Akzeptor- oder Donatorzentren wirken.
- ⇒ Änderung der effektiven Dotierungskonzentration.
- ⇒ Änderung der Verarmungszone und Verarmungsspannung. Typeninversion möglich.

Typeninversion durch Akzeptor- und Donatorzentren



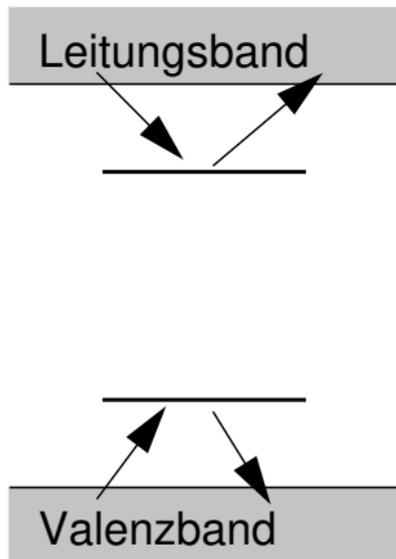
Beim LHC Typeninversion bereits nach wenigen Jahren Betriebszeit.

- ⇒ Zeitliche Änderung des Wertes der benötigten Verarmungsspannung.
Nach sehr langer Betriebsdauer nur noch teilweise Verarmung des Detektor möglich, was zu einem Signalhöhenverlust führt.



Erzeugung von Generationsrekombinationszentren

- Störstellenniveaus in der Mitte der Bandlücke wirken als Generations- und Rekombinationszentren.
 - Generationszentren erhöhen den Detektorleckstrom.
- ⇒ Erhöhung des Detektorrauschens und der Detektortemperatur.
- Gefahr der Zerstörung des Detektors durch eine Kettenreaktion von leckstrombedingter Temperaturerhöhung und temperaturbedingter Leckstromerhöhung.

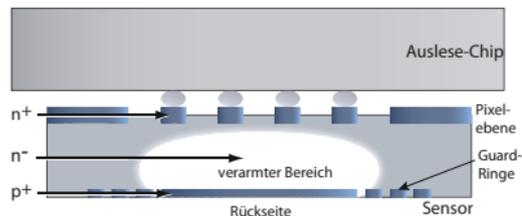


Erzeugung von Einfangzentren

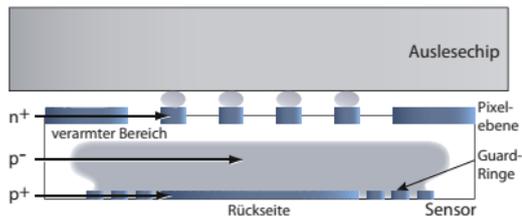
- Einfang von Elektronen und Löcher in Störstellenniveaus.
- ⇒ Sinkende Lebensdauern und freie Weglänge der Ladungsträger.
- ⇒ Signalverlust, falls er Einfang länger als die Signalentstehungszeit ist.

Kühlung der Sensoren

- Substratschädigungen temperaturabhängig.
- ⇒ Schädigungen können bei Erwärmung des Kristall behoben werden. Aber es können bei zu langer Erwärmung bisher unerhebliche Fehlstellen zu störenden Zentren werden.
- ⇒ Unterdrückung des zweiten Prozesses durch Kühlung der Sensoren auf $\sim -10^{\circ}\text{C}$.



(a) n^- -Substratdotierung vor der Bestrahlung.



(b) p^- -Substratdotierung nach der Bestrahlung.

n^+ -in- n^- oder n^+ -in- p^- -Sensoren

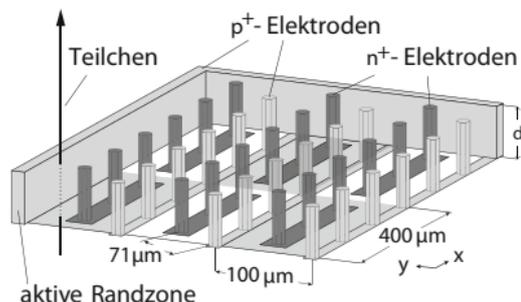
Nach Typeninversion vollständige Verarmung nicht immer möglich.

- ⇒ n^+ -in- n^- oder n^+ -in- p^- -Sensoren, damit nach Typeninversion die n^+p^- -Grenzschicht auf der Seite der Ausleseelektrode liegt.

Sauerstoffanreicherung des Siliziumsubstrats

- Unterdrückung oder Verhinderung der Typeninversion durch Sauerstoffanreicherung des Siliziumsubstrats.

Dünne Sensoren oder 3D-Pixelsensoren



- Ziel: Verringerung der Driftwege und Beschleunigung der Ladungssammlung, um Einfangeffekten entgegenzuwirken.
- Zwei Möglichkeiten: Dünne planare Sensoren oder 3D-Pixelsensoren mit säulenförmigen Elektroden.

- Keine Vorlesung am 21.12.2020
- Nächste Vorlesung am 11.01.2021