

Halbleiterphysik Zusammenfassung

-

Vorlesungsprüfung

Dualität des Lichts:

Licht ist eine elektromagnetische Strahlung (Wellencharakter) und kann Energie nur in Vielfachen von Energiequanten (Photonen) aufnehmen oder abgeben:

$$E = h \cdot f = \hbar \cdot \omega$$

Photonen (Lichtquanten) sind Teilchen mit Energie und Impuls:

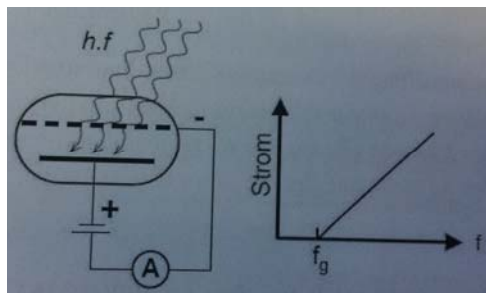
$$p_q = \frac{E}{c} = \frac{h \cdot f}{c} = \frac{h}{\lambda} = \hbar \cdot k$$

Licht kann man als Strom von Energiequanten auffassen, die sich wie kleine Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit durch den Raum bewegen (Teilchencharakter). Der Wellenaspekt beschreibt die Ausbreitung einschließlich Beugung, Interferenz etc. Der Teilchenaspekt beschreibt die Energieabgabe des Lichtes an Materie und die Energieaufnahme aus der Materie. Die beiden Erscheinungsformen lassen sich anschaulich nicht vereinen, daher spricht man von der Dualität des Lichtes.

Photoeffekt (lichtelektrischer Effekt):

Reine Metalle geben bei Bestrahlung mit Licht Elektronen ab, sofern die Frequenz des Lichts oberhalb einer Schwelle liegt, die von Metall zu Metall verschieden ist. Die Zahl der emittierten Elektronen ist der Intensität des Lichtes proportional. Die kinetische Energie wird ausschließlich von der Lichtfrequenz bestimmt.

Interpretation: Das Photon überträgt seine Energie $h \cdot f$ auf das Elektron, das während des Austritts aus dem Metall die Austrittsarbeit $W = h \cdot f_g$ abgeben muss. Photonen mit einer Frequenz $f < f_g$ können daher keine Elektronen freisetzen.



Experiment von Lenard: Photonen fallen auf das Metall und setzen Elektronen frei, die (teilweise) auf dem Netz landen, solange die Elektronenergie ausreicht, die Spannung U zwischen Metall und Netz zu überwinden. Der Strom wird als Funktion der einfallenden Frequenz gemessen.

Compton Effekt:

UV-Licht fällt auf eine Substanz mit locker gebundenen Elektronen. Im Streulicht ist außer der Primärwellenlänge auch eine längerwellige Komponente nachweisbar; außerdem ausgeschlagene Elektronen. Erklärung nicht im Wellenbild, aber im Teilchenbild möglich, und zwar als elastischer Stoß Photon – Elektron:

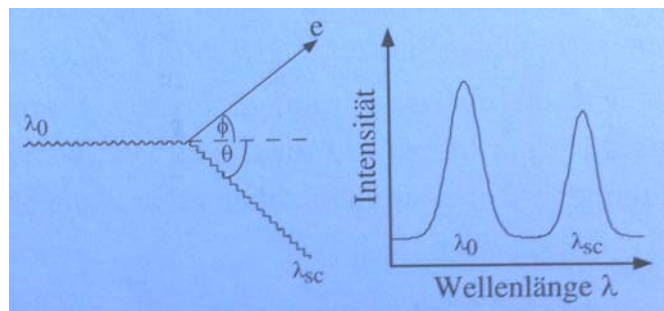
$$\text{Energieerhaltung: } \hbar \cdot \omega_0 = \hbar \cdot \omega_{SC} + E_e$$

$$\text{Impulserhaltung: } \hbar \cdot \vec{k}_0 = \hbar \cdot \vec{k}_{SC} + p_e$$

Dabei Stellt E_e die kinetische Energie und p_e den Impuls des Compton-Elektrons dar. Der Wellenvektor \vec{k} zeigt in die Ausbreitungsrichtung des Photons und hat die Länge $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$.

$$\text{Der Impuls des Photons ergibt sich zu } |\hbar \cdot \vec{k}| = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{h}{\lambda} = p_q$$

Der Compton-Effekt ist ein direkter Beweis, dass Photonen nicht nur die Energie $\hbar \cdot \omega$ sondern auch den Impuls $\hbar \cdot k$ haben.



Einfallende Welle mit der Energie $\hbar \cdot \omega_0$ und mit der Wellenlänge λ_0 streut mit einem Elektron und gibt einen Teil seines Impulses und seiner Energie an das Elektron ab. Die resultierende Intensitätsverteilung des Lichtes zeigt den Anteil der einfallenden λ_0 Welle und den der gestreuten Welle λ_{SC} .

Schrödingergleichung:

Überlegungen haben gezeigt, dass die Unschärfe der Randbedingungen über das zukünftige Verhalten von submikroskopischen Teilchen nur Wahrscheinlichkeitsaussagen zulässt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte P gibt die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen zur Zeit t am Orte x anzutreffen an.

$$P(x, t) = |\psi(x, t)|^2 = \psi^*(x, t) \cdot \psi(x, t)$$

Die Quantenmechanik geht davon aus, dass das Verhalten des submikroskopischen Teilchens durch eine Wellenfunktion beschrieben wird, die von den Ortskoordinaten und der Zeit abhängt. Es ist daher eine Wellengleichung zu finden, die das Verhalten des submikroskopischen Teilchens regelt. Wir betrachten nun den einfachsten Fall eines kräftefreien Teilchens in einer Dimension, das heißt, dass auf das Teilchen keine Kräfte von außen einwirken. Ein klassisches Teilchen bewegt sich unter diesen Bedingungen geradlinig und gleichförmig fort. Darum setzen wir im Wellenbild für dieses Teilchen die einfachste Form einer laufenden Welle an:

$$\psi(x, t) = \exp[i \cdot (kx - \omega t)]$$

Es sollen 3 Bedingungen erfüllt sein:

- $E = \hbar \cdot \omega$
- $p = \hbar \cdot k$
- $E = \frac{p^2}{2m} = \frac{m^2 \cdot v^2}{2m} = \frac{m \cdot v^2}{2}$

Wir betrachten die beiden Ausdrücke:

$$i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) \quad - \frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t)$$

Nun wenden wir den Ansatz für die laufende Welle auf beide Ausdrücke an:

$$\text{Links: } i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) = i \cdot \hbar \cdot (-i \cdot \omega) \cdot e^{ikx - i\omega t} = \hbar \cdot \omega \cdot \psi(x, t) = E \cdot \psi(x, t)$$

$$\begin{aligned} \text{Rechts: } - \frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t) &= - \frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \cdot (i \cdot k \cdot \psi(x, t)) = - \frac{\hbar^2}{2m} \cdot (i \cdot k \cdot i \cdot k \cdot \psi(x, t)) = \\ &= \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2m} \cdot \psi(x, t) = \frac{p^2}{2m} \cdot \psi(x, t) = E \cdot \psi(x, t) \end{aligned}$$

Da wir gefordert haben, dass Wellen- und Teilchenbild zugleich existieren folgt:

$$\begin{array}{ccc} & - \frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t) = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) & \\ \nearrow & & \nwarrow \\ \text{Teilchenenergie} & & \text{Wellenenergie} \end{array}$$

➔ Dies ist bereits die eindimensionale Schrödingergleichung für den Spezialfall des freien Teilchens

Übergang zu Teilchen, die unter dem Einfluss eines äußeren Potentials stehen → Bereits in der klassischen Mechanik berechnet man die Gesamtenergie als Summe aus kinetischer und potenzieller Energie:

$$E = \frac{p^2}{2m} + V$$

$$\rightarrow -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x,t) + V(x) \cdot \psi(x,t) = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi(x,t)$$

Kinetische Energie Potenzielle Energie Gesamtenergie

Das ist nun die allgemeine eindimensionale Form der Schrödingergleichung für ein Teilchen.

Erweiterung auf 3 Dimensionen:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \rightarrow \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \equiv \Delta$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \Delta \psi(\vec{x}, t) + V(\vec{x}) \cdot \psi(\vec{x}, t) = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{x}, t)$$

Das ist nun die allgemeine Schrödingergleichung für ein Teilchen.

Die zeitunabhängige Schrödingergleichung:

Ansatz:

$$\psi(\vec{x}, t) = e^{-i\omega t} \cdot \varphi(\vec{x})$$

Setzt man den Lösungsansatz in die Schrödingergleichung ein:

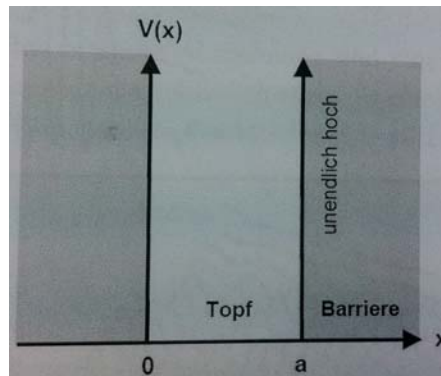
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot e^{-i\omega t} \cdot \Delta \varphi(\vec{x}) + V(\vec{x}) \cdot e^{-i\omega t} \cdot \varphi(\vec{x}) = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} e^{-i\omega t} \cdot \varphi(\vec{x}) = \hbar \omega \cdot e^{-i\omega t} \cdot \varphi(\vec{x})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \Delta \varphi(\vec{x}) + V(\vec{x}) \cdot \varphi(\vec{x}) = E \cdot \varphi(\vec{x})$$

Das ist die zeitunabhängige Schrödingergleichung für ein Teilchen. Man bekommt Energiewerte die Konstant sind. Alle Energien die man bekommt sind Zeitunabhängig → Energieeigenwerte des Systems → Stationären Eigenwerte des Systems

Der unendlich tiefe Potentialtopf:

Da das Teilchen aus dem Topf nicht entkommen kann, handelt es sich um ein stationäres Problem.



Kann ein Teilchen (z.B. Elektron) in die Barriere eindringen? → Nein, das Potential in der Barriere ist ∞ , sonst müsste man eine unendliche Energie annehmen. Dort kann das Teilchen sich nicht aufhalten

Die Skizze zeigt einen unendlich tiefen, rechteckigen Potentialtopf zwischen $x = 0$ und $x = a$. Hier hat man Barrieren und an diesen Barrieren ist das $V(x)$ bis ∞ hoch. Dazwischen ist kein $V(x)$, also im Topf ist das $V(x) = 0$, dafür muss die Schrödingergleichung gelöst werden und außerhalb ist das $V(x) \infty$, daraus folgt $\varphi(x) = 0$

Schrödingergleichung lautet:
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi(x) = E \varphi(x)$$

Lösungsansatz:
$$\varphi(x) = A \cdot \sin(kx)$$

Einsetzen liefert:
$$-\frac{\hbar^2}{2m} k^2 \cdot (-\sin(kx)) = E \varphi(x)$$

Durch Einsetzen des Lösungsansatzes in die Schrödingergleichung erhält man die Dispersionsrelation

$$E(k) = \hbar \omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \varphi(x)$$

Die gesuchte Lösung muss eine zusammenhängende Kurve von $-\infty$ bis $+\infty$ sein. Daraus folgt, dass $\varphi(x=0) = 0$ ist durch die Wahl des Sinus im Lösungsansatz schon erfüllt. Aus $\varphi(x=a) = 0$ folgt:

$$k = \frac{n\pi}{a} \dots (n = 1, 2, 3, \dots)$$

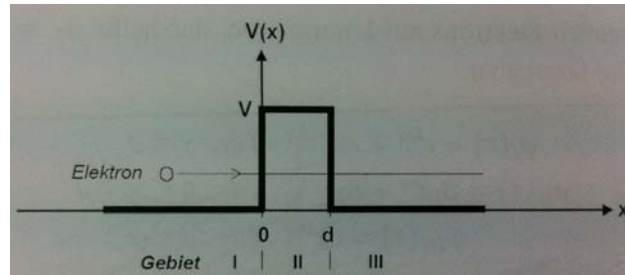
$$\varphi(x) = A \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{a} x\right)$$

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} n^2 \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \lambda = \frac{2a}{n}$$

Man kann leicht verifizieren, z.B.: für den Grundzustand ($n=1$), dass der Erwartungswert des Impulses gleich Null ist, das heißt, das Teilchen bewegt sich im Mittel nicht, und der Erwartungswert des Ortes gleich $a/2$ ist. Das Teilchen hält sich also vor allem in der Mitte des Topfes auf. Dies ist der einfachste Fall eines Eigenzustandes.

Der Tunneleffekt:

Die Skizze zeigt eine eindimensionale endliche Potentialschwelle der Höhe V und der Breite d . Von links läuft ein Teilchen dieser auf diese Barriere zu mit einer Energie, die kleiner als V ist. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wird das Teilchen nicht nur reflektiert, sondern „tunnelt“ durch die Barriere. Zur Lösung des Problems wird die x -Achse in 3 Bereiche I, II, III geteilt.



Bereich I, III: $V(x) = 0$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi(x) = E \varphi(x) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi(x) + \frac{2m}{\hbar^2} E \varphi(x) = 0$$

Allgemeine Lösung für $\varphi(x)$ (E kleiner V):

$$\varphi_I(x) = A_1 \cdot e^{ikx} + A_2 \cdot e^{-ikx} \quad \text{für } x < 0$$

$$\varphi_{III}(x) = C_1 \cdot e^{ikx} + C_2 \cdot e^{-ikx} \quad \text{für } d \leq x$$

Hinter der Barriere wird es nur ein nach rechts laufendes Elektron geben. $\rightarrow C_2=0$

Einsetzen in die Schrödingergleichung liefert die Energiedispersion des freien Teilchens

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \Rightarrow k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$

Bereich II: $V(x) = V$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi(x) + V(x)\varphi(x) = E \varphi(x) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi(x) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V)\varphi(x) = 0$$

Allgemeine Lösung für $\varphi(x)$ (E größer V):

$$\varphi_{II}(x) = B_1 \cdot e^{\kappa x} + B_2 \cdot e^{-\kappa x} \quad \text{für } d \leq x$$

Einsetzen in die Schrödingergleichung liefert:

$$\kappa = \sqrt{\frac{2m(V - E)}{\hbar^2}}$$

$$\begin{aligned} \text{Reflexion} \\ \varphi(x) &= A \cdot e^{-ikx} \\ \psi_r(x, t) &= A \cdot e^{-ikx} \cdot e^{-i\omega t} \\ R &= \psi_r^* \psi_r = |A|^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Tunneln} \\ \varphi(x) &= C \cdot e^{ikx} \\ \psi_t(x, t) &= C \cdot e^{ikx} \cdot e^{-i\omega t} \\ T &= \psi_t^* \psi_t = |C|^2 \end{aligned}$$

Die Amplituden müssen noch aus den Stetigkeitsbedingungen bestimmt werden

$$\begin{aligned} \varphi_I(x=0) &= \varphi_{II}(x=0) \\ \varphi_{II}(x=d) &= \varphi_{III}(x=d) \\ \frac{\partial \varphi_I}{\partial x}(x=0) &= \frac{\partial \varphi_{II}}{\partial x}(x=0) \\ \frac{\partial \varphi_{II}}{\partial x}(x=d) &= \frac{\partial \varphi_{III}}{\partial x}(x=d) \end{aligned}$$

Bildung von Festkörpern:

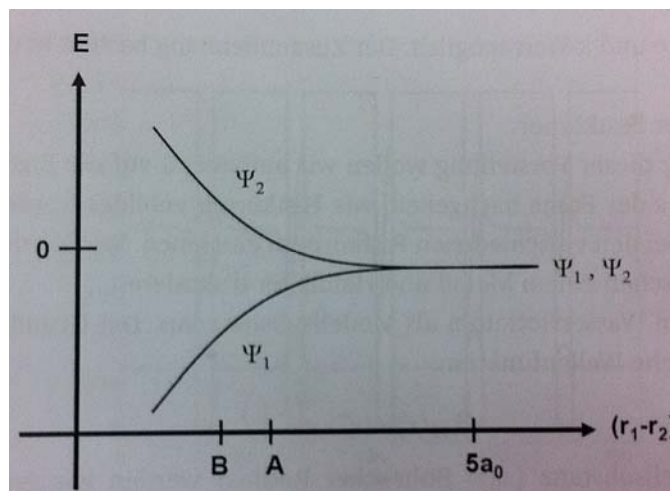
Man geht vom Wasserstoffatom als Modellsubstanz aus. Der Grundzustand hat eine einfache Wellenfunktion:

$$\psi_H(r) = C \cdot e^{-\frac{r}{a_0}}$$

Mit dieser Modellsubstanz (a_0 ...Bohr'sche Radius) werden wir systematisch ein 2-D Gitter von Atomen aufbauen, die Energieeigenwerte und die Wellenfunktionen angeben. Dazu wählt man die so genannte tight binding Methode, die davon ausgeht, dass Bindung nur zwischen nächsten Nachbarn auftritt. Die Energieskala ist so gewählt, dass der Zustand des neutralen Atoms dem Energienullpunkt entspricht. Durch Annäherung eines zweiten Wasserstoffkerns ergeben sich für ein Elektron, 2 Möglichkeiten einen stationären Zustand einzugehen:

Bindender Zustand:	Anti – Bindender Zustand
Elektron spürt beide potentiale	Elektron hält sich nur bei den Ionen auf
Absenkung der Energie	Energie wird erhöht
$\psi_1 = \psi_H(r_1) + \psi_H(r_2)$	$\psi_2 = \psi_H(r_1) - \psi_H(r_2)$

Diagramm: Abhängigkeit der Energie des bindenden und anti – bindenden Zustandes vom Abstand der Atome.



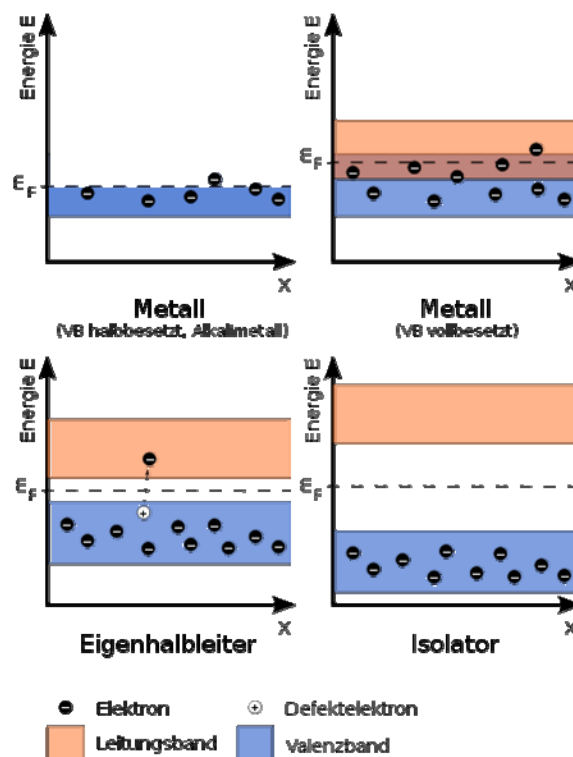
A...Metall
B...Halbleiter

Unterschied Metall - Halbleiter:**Metalle:**

- Metalle haben ein kontinuierliches Energiespektrum, das mit e^- gefüllt ist → aufgrund der einheitlichen Bindungslänge
- Verfügen über ein breites Energieband, welches halb mit Elektronen befüllt ist
- Bindungsenergie ist eher klein → daher ist ein Metall nicht besonders hart
- Metalle haben eine hohe Leitfähigkeit, da Elektronen in die obere Bandhälfte, die sehr viele freie Plätze enthält, leicht angeregt werden können

Halbleiter:

- Verschiebt man in einer periodischen Anordnung von Atomen die inneren Atome so, dass der Abstand eines Paares kleiner wird als der Abstand der anderen Atome → Bindungsenergie des näheren Paares steigt, der energetische Abstand zwischen dem bindenden und anti – bindenden Zustand wird für dieses Paar wesentlich größer → klar definierte Bänder mit Bandlücken dazwischen.
- Halbleiter entstehen, wenn sowohl kurze als auch lange Bindungslängen existieren. Halbleiter sind aufgrund der stärkeren Bindung härter und haben bei $T=0K$ keine Leitfähigkeit. Das untere Band (Valenzband) ist vollständig mit Elektronen besetzt, das obere Band (Leitungsband) ist leer. Es gibt gleich viele Zustände im unteren und oberen Band. Werden genügend Elektronen ins Leitungsband angeregt, wird der Halbleiter vom Isolator zum Leiter. Mittels Dotieren kann man die Leitfähigkeit eines Halbleiters kontrollieren.

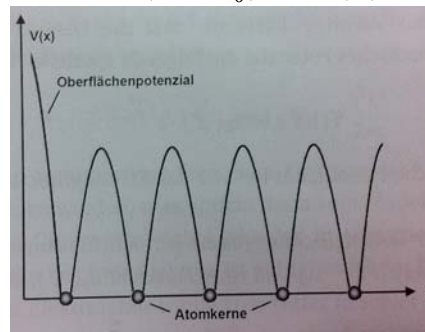


Kronig-Penney-Modell:

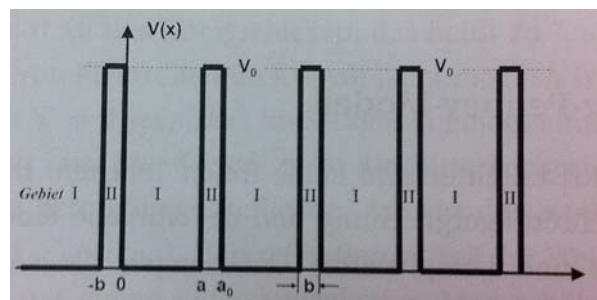
Das Kronig-Penney Modell ist ein vereinfachtes Modell in der Festkörperphysik, das das Verhalten von Elektronen im Kristallgitter erklärt.

Das periodische Potenzial des Kristallgitters lässt sich durch folgenden Verlauf beschreiben:

$$V(x + a_0) = V(x) \quad a_0 \dots \text{Gitterkonstante}$$



Wir betrachten also ein Elektron in einer linearen Kette von Atomen, die einen unendlich großen, eindimensionalen Kristall darstellen soll. Das Kristallpotenzial soll durch eine periodische Kette von endlich hohen Rechteckbarrieren der Höhe V_0 und der Breite a dargestellt werden. Die Breite der Potentialtöpfe beträgt b , sodass die Gitterperiode gegeben ist durch: $a_0 = a + b$



Schrödingergleichung für die beiden Bereiche:

Lösungsansatz: $\Psi_k(x) = u_k(x) \cdot e^{ikx}$ wobei $u(x)$ die Blochfunktion sind d.h $u(x) = u(x + a + b)$

$$I: \frac{\partial^2}{\partial x^2} \cdot \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} E \cdot \Psi = 0$$

$$II: \frac{\partial^2}{\partial x^2} \cdot \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_0) \cdot \Psi = 0$$

Abkürzungen
 $\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \quad \text{und} \quad \beta^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E)$

Das Elektron hält sich vorwiegend in Kernnähe, also im Potentialtopf und nicht in den Barrieren auf! Man erhält für $u(x)$ folgende Lösungen

$$I: u(x) = e^{-ikx} (Ae^{i\alpha x} + Be^{-i\alpha x}) \quad II: u(x) = e^{-ikx} (Ce^{\beta x} + De^{\beta x})$$

Die vier Integrationskonstanten A, B, C, D wird aus der Stetigkeitsbedingung ermittelt.

$\Psi(x)$ und $\partial\Psi/\partial x$ sind stetig an den Stellen $x = 0$ und $x = a + b$

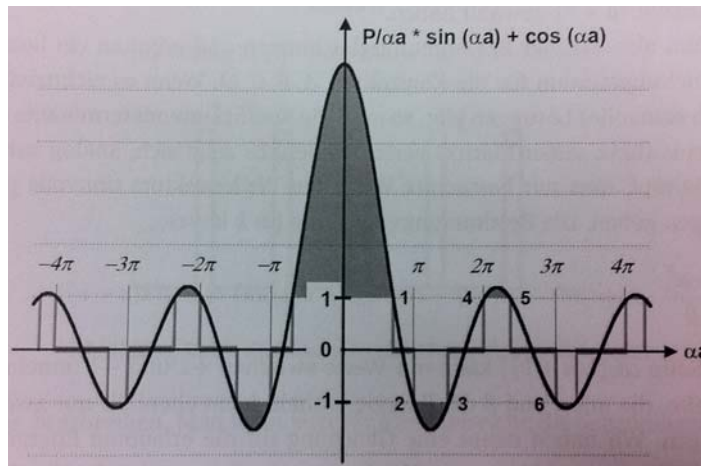
Nullsetzen der Koeffizientendeterminante liefert eine Bestimmungsgleichung für k , für die erlaubten Energiebänder:

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \cdot \sinh(\beta b) \cdot \sin(\alpha a) + \cosh(\beta b) + \cos(\alpha a) = \cos(k(a + b))$$

Zur weiteren Vereinfachung der mathematischen Rechnung lässt man die Höhe der Barrieren gegen unendlich gehen und die Breite gegen 0 ($V_0 \rightarrow \infty$, $b \rightarrow 0$), wobei das Produkt $V_0 \cdot b$ konstant bleibt. Es zeigt sich dass nur für bestimmte Werte von k Lösungen existieren.

→ Mit der Definition für die Barrierestärke $P = \frac{m \cdot a}{\hbar^2} \cdot V_0 \cdot b$ vereinfacht sich die Bestimmungsgleichung für die erlaubten Energiebänder:

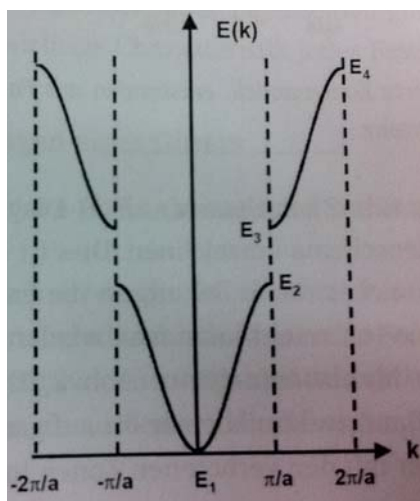
$$P \frac{\sin(\alpha a)}{\alpha a} + \cos(\alpha a) = \cos(ka) \quad \text{Annahme } a_0 \sim a$$



Es ist deutlich ersichtbar, dass aufgrund des $\cos(k \cdot a)$ (pendelt zwischen -1 und +1) Lösungen nur für bestimmte Werte für α und damit auch nur für bestimmte Werte für die Energie E möglich sind. Diese Wertebereiche sind in der Skizze schraffiert.

Grenzfälle: $P \rightarrow 0$: Barriere verschwindet \rightarrow freie Elektronen
 $P \rightarrow \infty$ unendlich hohe Barriere \rightarrow unendlich tiefe Potenzialtopf

→ $E(k)$ – Diagramm als Lösung des Kronig-Penney Modells



Variiert man bei a , $p = \text{const}$ das k wird sich auch über das α die Energie ändern. Es entsteht $E(k)$ -Diagramm, in dem an den Stellen $k = n \cdot \pi / a$ die Energie springt (dort ist der \cos auf der rechten Seite null).

Es existieren also Energiebänder, die an den Stellen

$$k = \pm \frac{\pi}{a}, \pm \frac{2\pi}{a}$$

durch verbotene Zonen getrennt sind. Diese Bereiche sind die so genannten Brillouinonen.

Dotieren erklären:

Dotieren ist die übliche Methode, um die Leitfähigkeit eines Halbleiter zu verändern. Dies geschieht durch den gezielten Einbau bestimmter Fremdatome. Dadurch kann man z.B. erreichen, dass überwiegend Elektronen oder Löcher vorhanden sind. Man spricht dann von einem n-Halbleiter oder p-Halbleiter und nennt ihn extrinsisch. Durch Dotieren werden Energieniveaus im verbotenen Band erzeugt.

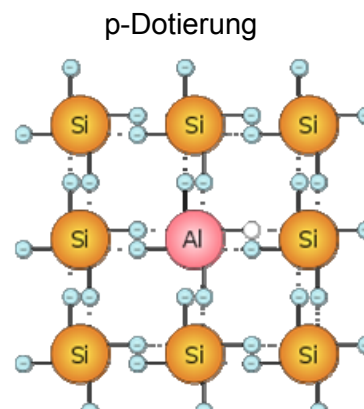
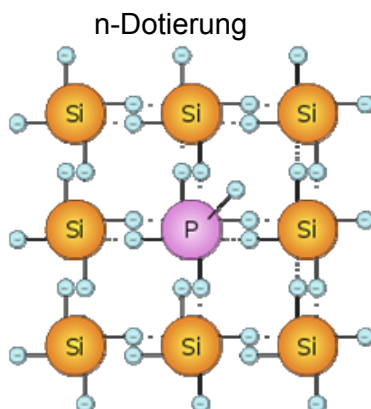
Ein Siliciumeinkristall besteht aus vierwertigen Siliciumatomen. Die vier Valenzelektronen (Außenelektronen) eines jeden Siliciumatoms bauen vier Atombindungen zu seinen Nachbaratomen auf und bilden dadurch die Kristallstruktur; dies macht alle vier Elektronen zu Bindungselektronen.

Donatoren (n-Halbleiter)

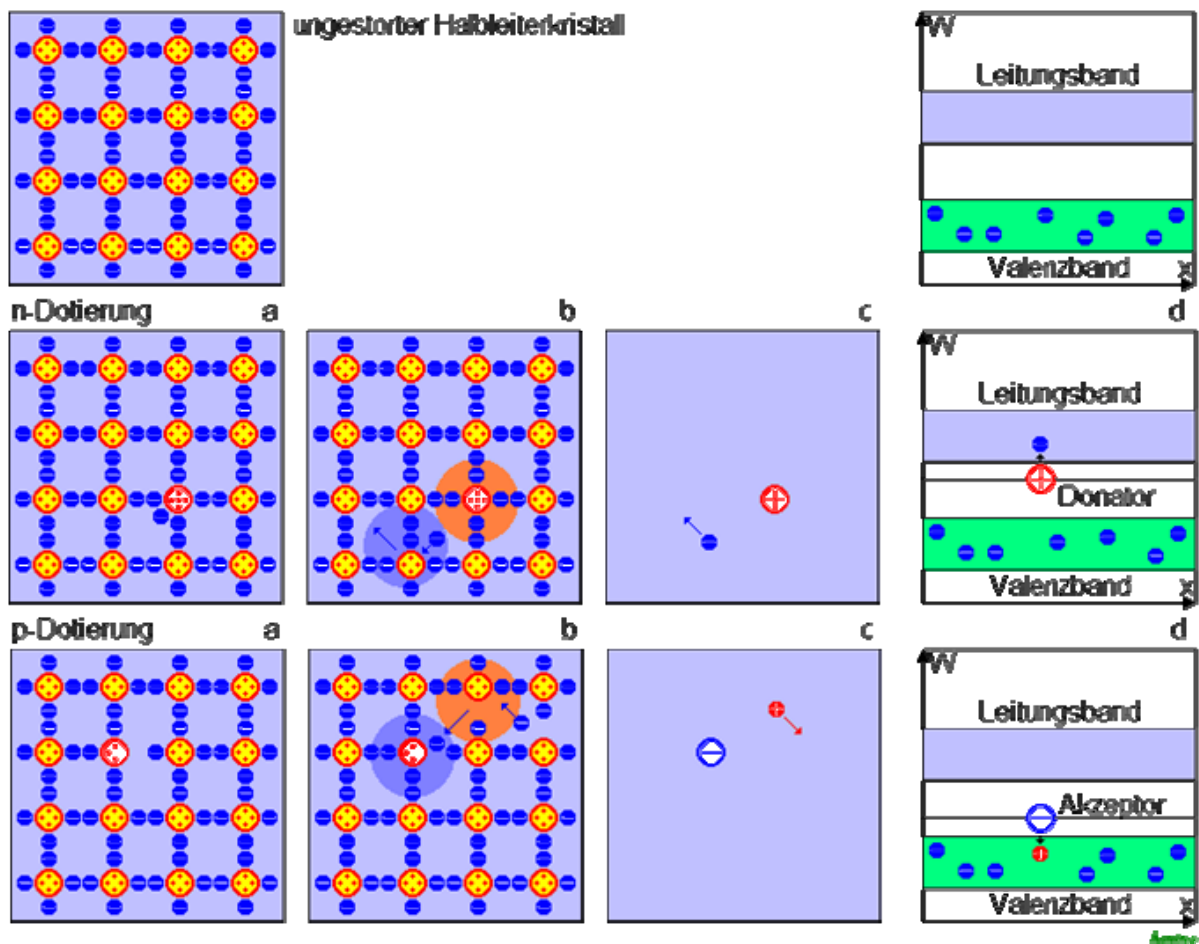
Fremdatome aus der 5. Spalte erzeugen Energieniveaus unter der Unterkante E_C des Leitungsbandes. Das 5. Valenzelektron des Dotieratoms kann durch geringe Energiezufuhr abgelöst und ins Leitungsband gehoben werden. Bei der n-Dotierung (n für die freibewegliche negative Ladung, die dadurch eingebracht wird) werden fünfwertige Elemente, die so genannten Donatoren, in das Siliciumgitter eingebracht und ersetzen dafür vierwertige Silicium-Atome. Ein fünfwertiges Element hat fünf Außenelektronen für Atombindungen zur Verfügung, sodass beim Austausch eines Siliciumatoms durch ein Fremdatom im Kristall ein Außenelektron des Donators (quasi) freibeweglich zur Verfügung steht (eigentlich in einem Energieniveau dicht unterhalb des Leitungsbandes gebunden). Dieses Elektron kann beim Anlegen einer Spannung Strom leiten. An der Stelle des Donator-Atoms entsteht eine ortsfeste positive Ladung, der eine negative Ladung des freibeweglichen Elektrons gegenübersteht.

Akzeptoren (p-Halbleiter)

Fremdatome aus der 3. Spalte \rightarrow 1 Valenzelektron fehlt \rightarrow kann leicht durch ein anderes Elektron aus dem Valenzband aufgefüllt werden \rightarrow positives Loch im Valenzband entsteht. Bei der p-Dotierung (p für die freibewegliche positive Lücke, auch Loch oder Defektelektron genannt, die dadurch eingebracht wird) werden dreiwertige Elemente, die so genannten Akzeptoren, in das Siliciumgitter eingebracht und ersetzen dafür vierwertige Silicium-Atome. Ein dreiwertiges Element hat drei Außenelektronen für Atombindungen zur Verfügung. Für die vierte Atombindung im Siliciumkristall fehlt ein Außenelektron. Diese Elektronenfehlstelle wird als „Loch“ oder Defektelektron bezeichnet. Beim Anlegen einer Spannung verhält sich dieses Loch wie ein freibeweglicher positiver Ladungsträger (im Valenzband) und kann analog zum negativ geladenen Elektron Strom leiten. Dabei springt ein Elektron – angetrieben durch das äußere Feld – aus einer Atombindung heraus, füllt ein Loch und hinterlässt ein neues Loch. An der Stelle des Akzeptor-Atoms entsteht eine ortsfeste negative Ladung, der eine positive Ladung des freibeweglichen Loches gegenübersteht.



Dotierung mit	Bezeichnung	Majoritätsträger	Minoritätsträger
Donatoren	n-Halbleiter	Elektronen $n = N_D$	Löcher: $p = \frac{n_i^2}{N_A}$
Akzeptoren	p-Halbleiter	Löcher $p = N_A$	Elektronen: $n = \frac{n_i^2}{N_D}$

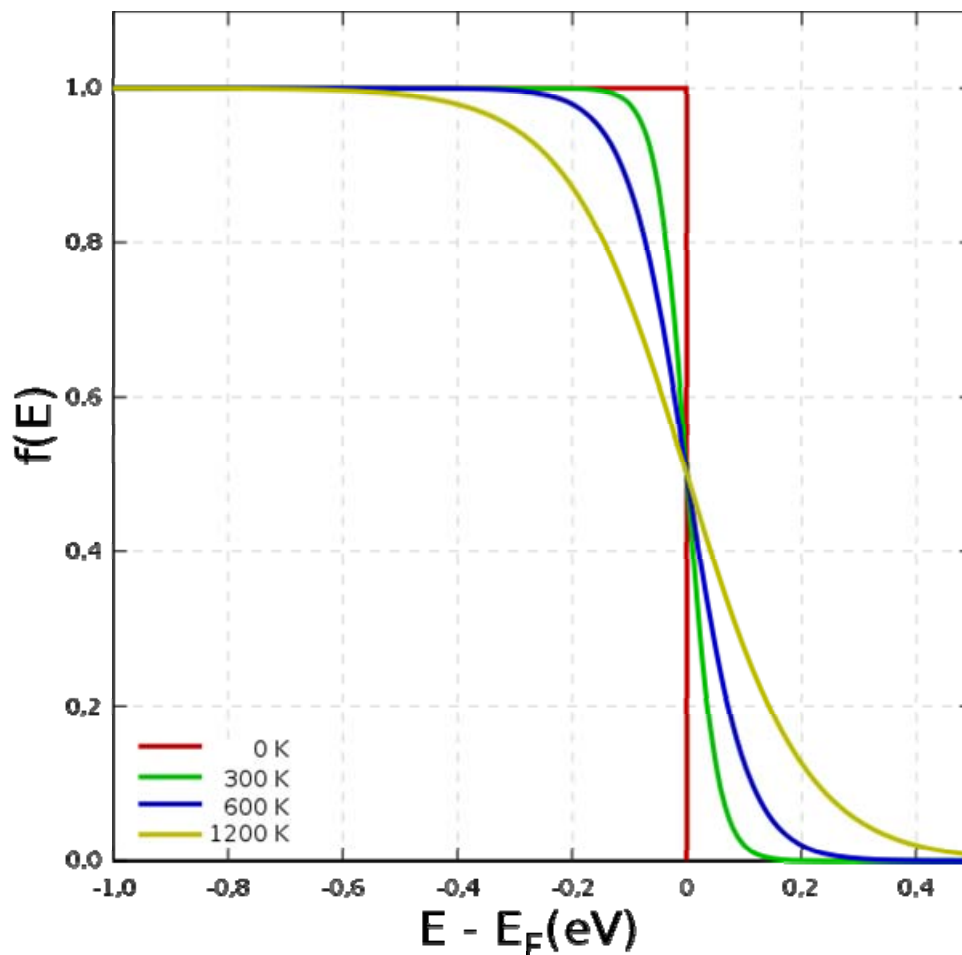


Verlauf der Ladungsträgerkonzentration im ungestörten, homogenen Halbleiter als Fkt. Der Temperatur:

Die Energieverteilung von Elektronen in Festkörpern wird durch die Fermi-Dirac Statistik bestimmt. Die Maxwell-Boltzmann Statistik ist dadurch gekennzeichnet, dass zwei diskrete Energieniveaus $E_2 > E_1$ Besetzungszahlen $n_2 > n_1$ im Gleichgewicht aufweisen, vorausgesetzt die beiden Niveaus haben die gleiche Anzahl an Zuständen. Die Fermi-Dirac Statistik unterscheidet sich von der Maxwell-Boltzmann Statistik durch die Erfüllung des Pauliverbotes: Jeder Zustand kann nur durch ein Teilchen besetzt werden. Aus diesen Eigenschaften ergibt sich ihre energetische Gleichgewichtsverteilung in der Form

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}}$$

wobei E_F als Fermienergie (ist das letzte mit Elektronen besetzte Energieniveau) bekannt ist. Sie liefert die Besetzungswahrscheinlichkeit des Energieniveaus E .



Für den dotierten, homogenen Halbleiter gilt:

Massenwirkungsgesetz: $n \cdot p = n_i^2$

Bedingung für verschwindende Raumladung: $\rho = e(p - n + N_D - N_A) = 0$

Drude Modell:

Dient zur Berechnung von Leitfähigkeit für Kristallelektronen. Damit sich stationäre Leitfähigkeit einstellen kann, ist eine Streuung in der Kraftgleichung zu berücksichtigen.

$$\vec{F} = -q \cdot \vec{E} = \frac{d\vec{p}_{Feld}}{dt} \quad \text{Änderung des Impulses durch das Feld}$$

$$\frac{d\vec{p}_{Streu}}{dt} = -\frac{\vec{p}}{\tau} \quad \text{Änderung des Impulses durch Streuung, } \tau \dots \text{mittlere Streuzeit}$$

Im stationären Fall gilt:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}_{Feld}}{dt} + \frac{d\vec{p}_{Streu}}{dt} &= 0 \\ -q \cdot \vec{E} - \frac{\vec{p}}{\tau} &= 0 \\ \vec{p} &= -q \cdot \vec{E} \cdot \tau \\ m^* \cdot \vec{v} &= -q \cdot \vec{E} \cdot \tau \\ \vec{v} &= \frac{-q \cdot \vec{E} \cdot \tau}{m^*} \end{aligned}$$

Stromdichte für Elektronen definiert als:

$$\vec{J} = -q \cdot n \cdot \vec{v} = \frac{q^2 \cdot n \cdot \tau}{m^*} \vec{E} \Rightarrow \vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad \dots \text{Lokales Ohm'sches Gesetz:}$$

$$\sigma = q \cdot n \cdot \mu \quad \mu = \frac{q \cdot \tau}{m^*} \quad \begin{array}{l} \sigma \dots \text{Leitfähigkeit} \\ \mu \dots \text{Beweglichkeit} \end{array}$$

$$\begin{aligned} \vec{J}_n &= -q \cdot n \cdot \vec{v}_n & \vec{J}_p &= q \cdot p \cdot \vec{v}_p & \vec{J}_n &= -q \cdot n \cdot (-\mu_n) \cdot \vec{E} = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{E} \\ \vec{v}_n &= \frac{-q \cdot \tau}{m_n^*} \vec{E} & \vec{v}_p &= \frac{q \cdot \tau}{m_p^*} \vec{E} & \vec{J}_p &= q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{E} \\ \vec{v}_n &= \mu_n \cdot \vec{E} & \vec{v}_p &= \mu_p \cdot \vec{E} \end{aligned}$$

➔ gesamte Stromdichte: $\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot \vec{E}$

➔ Proportionalitätskonstante heißt Leitfähigkeit: $\sigma = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p)$

Hall-Effekt:

Um die Dichte bzw. die Beweglichkeit der Ladungsträger eines Halbleiters berechnen zu können muss der Hall-Effekt herangezogen werden. Der Halleffekt beruht auf der Ablenkung der Ladungsträger im Magnetfeld durch die Lorentzkraft:

$$\vec{F} = \pm e \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$$

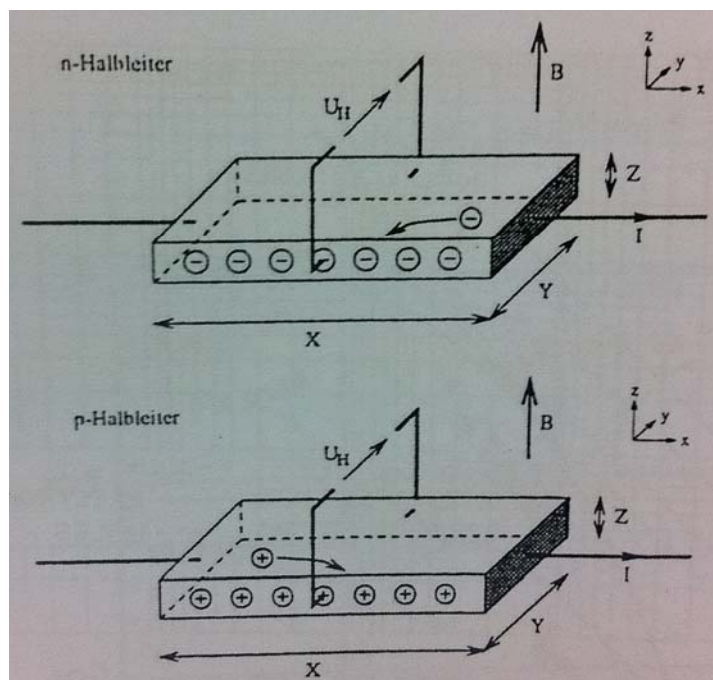
Im n-Halbleiter entsteht eine nach unten gerichtete Kraft auf die Leitungselektronen. Damit wird die Unterseite der Halbleiterprobe negativ aufgeladen, und zwar so lange, bis eine elektrische Feldstärke entstanden ist, die der Lorentzkraft entgegen wirkt. So entsteht senkrecht zur angelegten Spannung die Hall-Spannung, die an den Elektroden 1 und 2 gemessen werden kann.

Im p-Halbleiter werden die Löcher ebenfalls nach unten abgelenkt (wegen entgegen gesetzter Geschwindigkeit und entgegen gesetzter Ladung). Dadurch entsteht eine positive Aufladung der Unterseite, der Probe und eine Hallspannung entgegen gesetzten Vorzeichen im Vergleich zum n-Halbleiter. Der Hall-Effekt ist damit die wichtigste Möglichkeit zur experimentellen Ermittlung des Leitungstyps.

Die Hallspannung ist:

$$U_H = R_H \cdot \frac{I \cdot B}{Z}$$

R_H ...Hallkonstante
 $R_H = 1/-en$ bei n-Halbleiter
 $R_H = 1/ep$ bei p-Halbleiter



Bei welchen geometrischen Bedingungen misst man die richtige Hallspannung?
 Die Probe muss in x-Richtung länger sein als die Querschnittsfläche.

Wie kommt Diffusionsstrom zusammen?:

Der Strom im Halbleiter setzt sich grundsätzlich aus 2 Komponenten zusammen. Die erste Komponente, der so genannte Feldstrom, tritt immer in Erscheinung, wenn sich bewegliche Ladungen mit einer Driftgeschwindigkeit bewegen. Er wird durch ein elektrisches Feld verursacht. Die zweite Komponente, der so genannte Diffusionsstrom ist eine Folge der thermischen Energie eine thermische Zitterbewegung durch \rightarrow Dichteunterschied wird abgebaut \rightarrow Diffusionsstromdichte fließt:

2 Stromgleichungen:

$$\vec{J}_n = \underbrace{e \cdot n \cdot \mu_n \cdot E}_{\text{Feldterm (Drift)}} + \underbrace{e \cdot D_n \frac{dn}{dx}}_{\text{Diffusionsterm}} \quad \vec{J}_p = \underbrace{e \cdot p \cdot \mu_p \cdot E}_{\text{Feldterm (Drift)}} - \underbrace{e \cdot D_p \frac{dp}{dx}}_{\text{Diffusionsterm}}$$

D_p, D_n ... Diffusionskoeffizienten
 n ... Elektronendichte
 p ... Löcherdichte
 E ... elektrische Feldstärke

Die Diffusionskoeffizienten hängen über die so genannten Einstein-Relationen mit den Beweglichkeiten zusammen:

$$D_n = U_T \cdot \mu_n \quad D_p = U_T \cdot \mu_p \quad \text{wobei} \quad U_T = \frac{k \cdot T}{e}$$

U_T ... Temperaturspannung
 k ... Boltzmann Konstante
 μ ... Beweglichkeit

Wichtige Gleichungen der Halbleiterphysik:

2 x Kontinuitätsgleichung

2 x Stromgleichung

1 x Poissongleichung

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} = G - R$$

$$\vec{J}_n = e \cdot n \cdot \mu_n \cdot E + e \cdot D_n \frac{dn}{dx}$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} = G - R$$

$$\vec{J}_p = e \cdot p \cdot \mu_p \cdot E - e \cdot D_p \frac{dp}{dx}$$

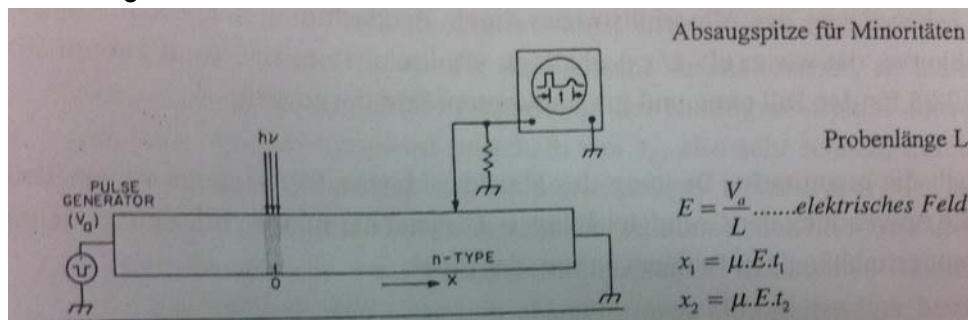
G ... Generationsrate
 R ... Rekombinationsrate

Mit diesen Gleichungen kann man die Halbleiterphysik vollständig beschreiben.

Shockley-Haynes Experiment:

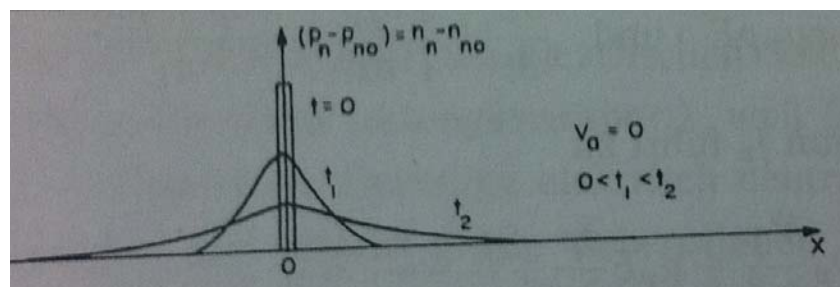
Mit diesem Experiment kann man die Wirkung von Drift (Beweglichkeit nur von Minoritäten), Diffusion und Rekombination (Lebensdauer) veranschaulichen.

Ein Lichtimpulsgenerator liefert einen Impuls in x-Richtung. Dieser Impuls erzeugt Trägerpaare in $x = 0 \rightarrow$ Nur die Minoritäten driften nach rechts in Sperrrichtung gepolter Metallspitze. Sie dient als Kollektor, der die Minoritäten absaugt. Die Minoritäten spüren das äußere Feld. Die Majoritäten wandern weg von den Minoritäten und gleich sich sofort aus. Die Kurve der Minoritäten hat eine Abflachung, die aus der Diffusion folgt. Man erzeugt die t_1 -Kurve und t_2 -Kurve indem man in verschiedenen Punkten misst. Aus der Lage seines Maximums lässt sich die Driftgeschwindigkeit und aus der Breite des Impulses der Diffusionskoeffizient bestimmen. Weiters kann man die Lebensdauer der Minoritätsträger durch Beobachtung der Fläche unter der Glockenkurve ermitteln.



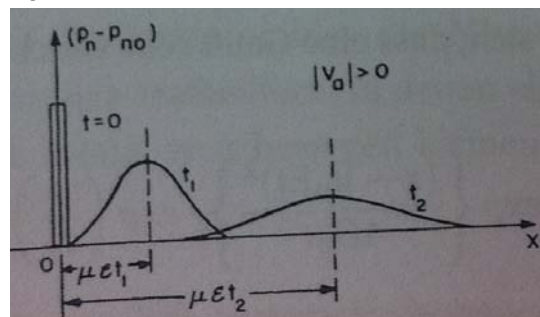
Shockley-Haynes-Experiment ohne äußerem Feld:

Die Ladungsträger kombinieren miteinander \rightarrow Die Konzentration nimmt ab \rightarrow Das Maximum wird kleiner und wird breiter wegen der Diffusion.



Shockley-Haynes-Experiment mit äußerem Feld:

Die Minoritäten wandern nach rechts \rightarrow man sieht eine Verschiebung. Die Ladungsträger kombinieren weiterhin miteinander \rightarrow Die Konzentration nimmt ab \rightarrow Das Maximum wird kleiner und wird breiter wegen der Diffusion.



Wofür war das Experiment wichtig?

\rightarrow Diese Messung funktioniert nur durch die lange Lebensdauer der Minoritäten
Die Minoritäten müssen lange leben damit sie zur Metallspitze wandern.

Was ist ein HL – Laser und wie funktioniert er?:

Die Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld (Licht, Photonen) und Elektronen kann auf 3 Arten erfolgen: Absorption – spontane Emission – stimulierte Emission

Der Laser basiert hauptsächlich auf der stimulierten Emission. Spontane Emission findet auch statt, hat aber keine große Bedeutung beim Laser.

Spontane Emission:

Die spontane Emission bezeichnet die Emission eines Photons beim Übergang eines Elektrons von einem höheren in ein tieferes Energieniveau eines Atoms. Die spontane Emission findet, anders als die stimulierte Emission, ohne äußere Einwirkung statt.

Stimulierte Emission:

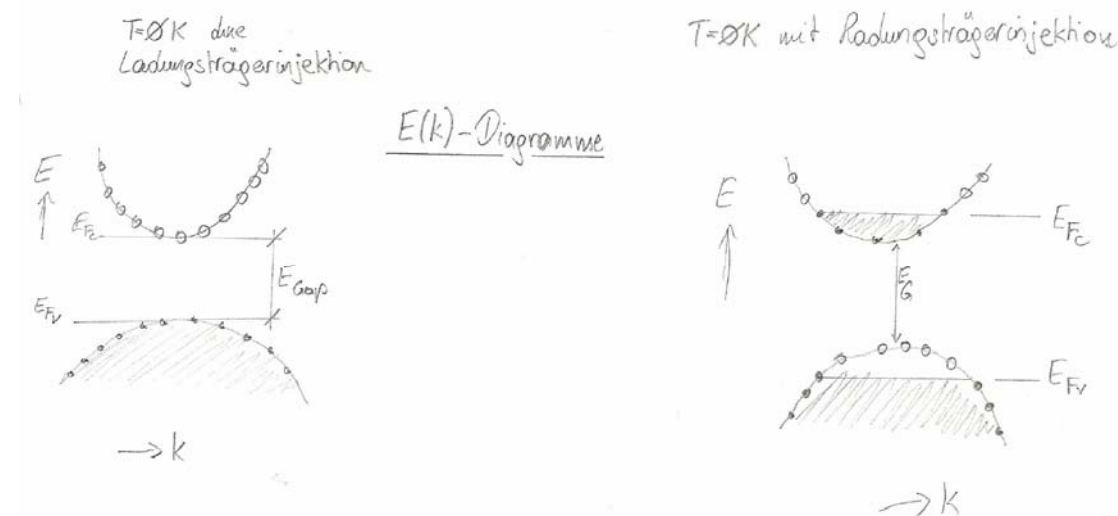
Bedingung: gleiche Richtung, gleiche Phase

Trifft ein Photon auf ein angeregtes System, so kann ein zweites Photon erzeugt werden. Das Elektron fällt dabei vom höherenergetischen in den niederenergetischen Zustand. Bei der stimulierten Emission wird also Licht verstärkt (Aus einem Photon werden zwei). Dieser Prozess bildet die Grundlage des Lasers. Die goldene Regel von Fermi liefert uns eine Erklärung für die Funktionsweise des Lasers. Absorption und stimulierte Emission sind konkurrierende Prozesse. Welcher Prozess überwiegt, hängt davon ab, ob der höherenergetische Zustand oder der niederenergetische Zustand stärker besetzt ist. Durch so genanntes Pumpen schafft man es, beim Laser die höherenergetischen Zustände stärker zu besetzen als die niederenergetischen (Inversion), wodurch es netto zu einer Verstärkung von Licht kommt. Die stimulierte Emission muss schneller sein als die spontane Emission.

Verstärkerbedingung:

Im thermodynamischen Gleichgewicht ist der Faktor $(f_v(E_1) - f_c(E_2))$ immer positiv, weshalb immer Absorption auftritt. In einem angeregten HL kann dieser Faktor allerdings negativ werden. Es überwiegt dann netto die stimulierte Emission über die Absorption und der HL kann Licht verstärken (Laser). Die Bedingung dafür lautet:

$$E_{Fc} - E_{Fv} > E_G$$



Unterschied zwischen direkten und indirekten HL:

HL werden je nach Bandstruktur in direkte und indirekte HL eingeteilt. Bei direkten HL liegt das Maximum des Valenzbandes energetisch genau unter dem Minimum des Leitungsbandes. Bei indirekten HL liegen diese ausgezeichneten Punkte bei unterschiedlichen k -Werten.

**Was hat die Erklärung zu bedeuten?**

Wenn ein Übergang eines Elektrons vom Valenzband in den Leitungsband einen direkten Übergang hat. Bei den direkten Halbleitern benötigt man Licht(Photon), um einen direkten Übergang herzustellen. Bei indirekten HL gibt es eine zusätzliche Verschiebung von $k \rightarrow$ man benötigt einen Impuls \rightarrow durch Gitterschwingung (Phononen)

Was macht man mit direkten HL (GaAs)?

Man kann es als Laser verwenden – Aufbau des Lasers: Man braucht ein Medium das es anregt das es im Resonator verschalten ist. Zwischen die 2 Spiegel befindet sich das Medium, durch Pumpen werden die Elektronen ins Leitungsband befördert. Die dann durch in erster Instanz durch spontaner Emission emittiert werden und die reflektiert werden und wieder herkommen. Wenn viele Elektronen im Leitungsband als im Valenzband sind \rightarrow führt es zu stimulierter Emission.

Was ist bei den indirekten HL besser bei den direkten HL?

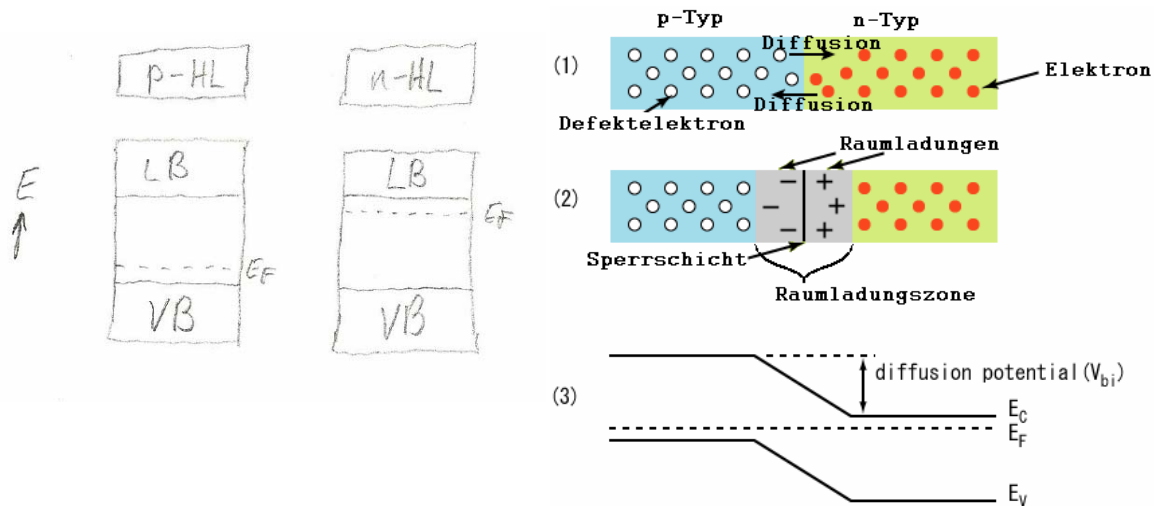
Wenn ich ein Elektron vom Valenzband in den Leitungsband bringe, im indirekten wird es langsam runterfallen \rightarrow Die Lebensdauer der Minoritäten sind hoch, weil sie mit Phononen (Gitterschwingung) kombinieren \rightarrow sehr mühsam. Beim direkten rekombinieren sie schneller über einem Photon.

Der pn-Übergang:

Fügen wir in Gedanken einen p-Halbleiter (Dotierung N_A) und einen n-Halbleiter (Dotierung N_D) zusammen, so sehen wir sofort, dass es zu einem Ladungsaustausch in der Nähe der Grenzschicht kommt → Diffusionsstromdichte die das Löcher- bzw. Elektronengefälle auszugleichen versucht.

$$\vec{J}_n = e \cdot D_n \frac{dn}{dx}$$

$$\vec{J}_p = -e \cdot D_p \frac{dp}{dx}$$



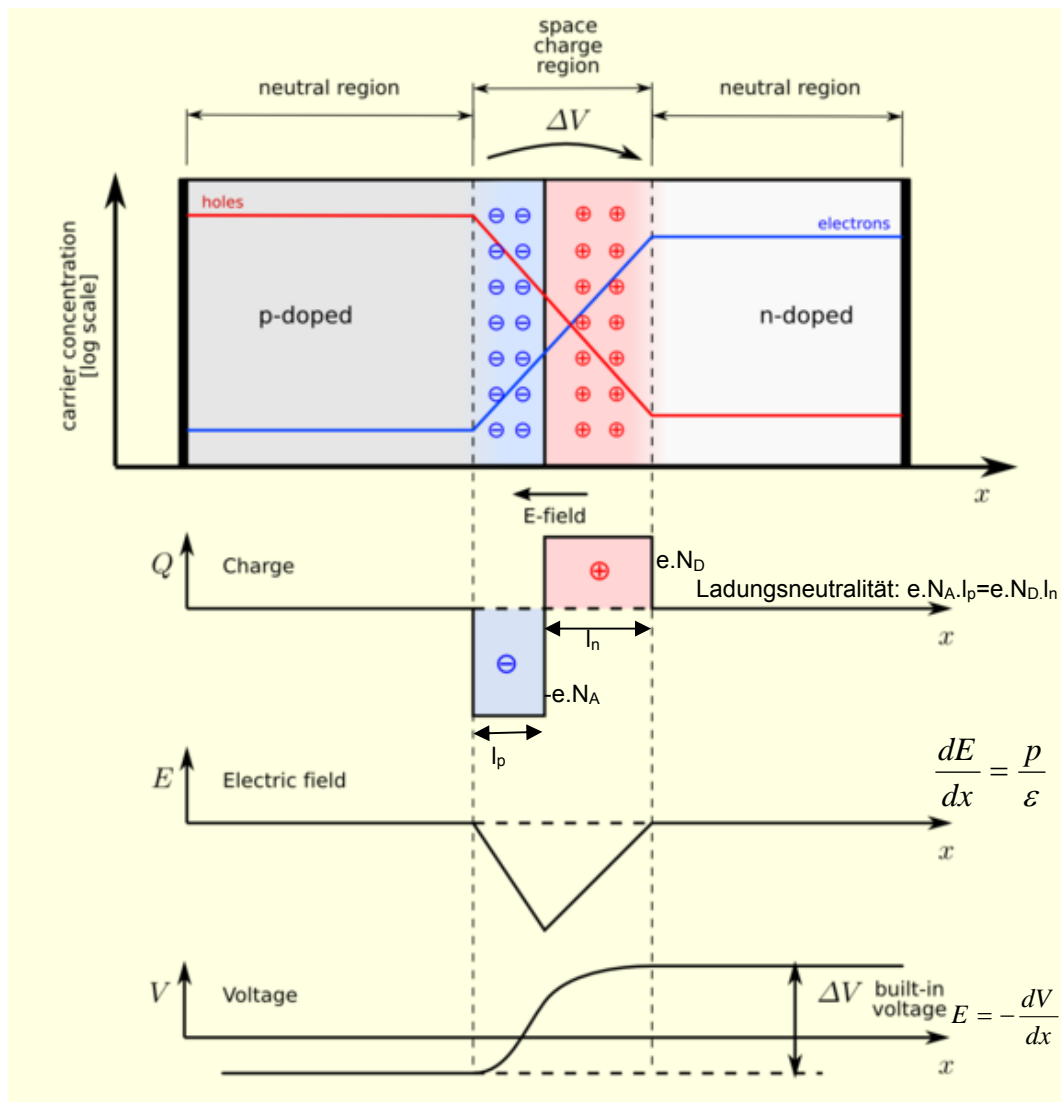
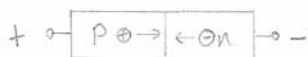
Diffusion → Elektronen diffundieren in den p-HL und die Löcher in den n-HL. Die vom n-HL kommenden Elektronen hinterlassen im n-HL positiv geladene Donatoratome, die vom p-HL kommenden Löcher hinterlassen im p-HL negativ geladene Akzeptoratome → Es bildet sich eine RLZ (hochohmig, geringe Trägerdichten) in der Umgebung der pn-Grenze. Die RLZ erzeugt ein el. Feld, welches der Diffusion entgegenwirkt. Das elektrische Feld bremst die Diffusion

Die entstehende Raumladung erzeugt ein Feld, das der weiteren Diffusion von Ladungsträgern entgegenwirkt. Das Maximum der elektrischen Feldstärke liegt in der pn-Grenze. Die mit dem elektrischen Feld verbundene Potentialdifferenz zwischen n- und p-Gebiet bezeichnet man als Kontaktspannung der Diffusionsspannung.

$$U_D = \varphi_2 - \varphi_1 = - \int_{x_1}^{x_2} E \cdot dx = U_T \cdot \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right)$$

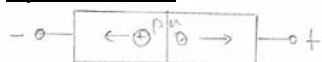
N_A, N_D ...Dichte der Akzeptoren und Donatoren
 n_i^2 ...Eigenleitungsdichte

Man beachte das U_D von n nach p positiv gezählt wird, eine von außen angelegte Spannung jedoch von p nach n.

Flussbetrieb:

Legt man eine äußere Spannung U an, sodass das p-Gebiet gegenüber dem n-Gebiet positiver wird, so werden anschaulich, aber nicht ganz richtig, die Löcher auf die n-Seite und die Elektronen auf die p-Seite getrieben. Bei genauem Hinsehen geschieht folgendes: Die äußere Spannung U kann wegen der hohen Ladungsträgerdichten in den neutralen Zonen nur in der RLZ abfallen. Sie verringert dort die Diffusionsspannung von U_D auf $U_D - U$. Elektronen und Löcher können nun wieder vermehrt durch Diffusion zur pn-Grenze. Die RLZ wird mit beweglichen Ladungsträgern zugeschüttet und die Diode leitet.

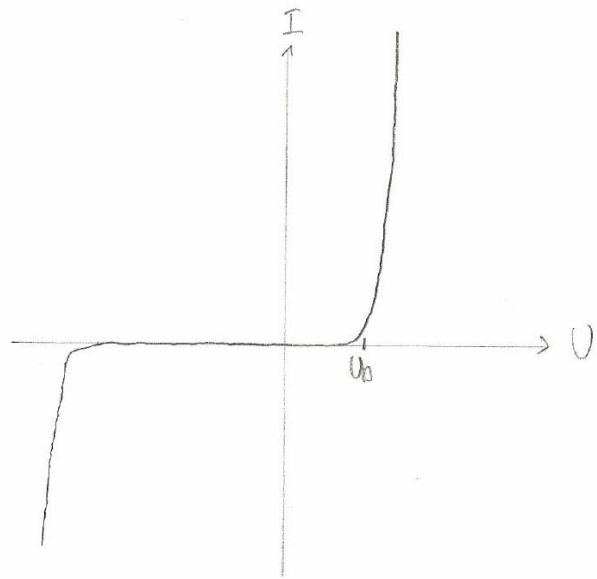
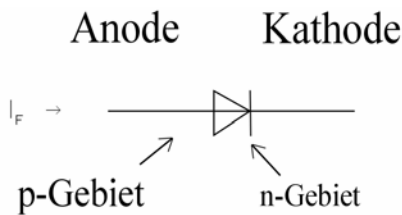
Wegen der Verringerung der Potentialbarriere und der exponentiellen Verlaufes der Energieverteilung der Elektronen kommt es zu einer exponentiellen Abhängigkeit des Stromes von der Spannung (Exponentialkennlinie).

Sperrbetrieb:

Bei umgekehrter Polarität fließen Elektronen und Löcher von der pn-Grenze weg, d.h. die jeweiligen Majoritätsträger werden durch die angelegte Spannung aus der Sperrschicht weggezogen. Die RLZ wird größer, die Potentialdifferenz steigt von U_D auf $U_D + U$. Ein sehr geringer Sperrstrom kann dennoch fließen (aufgrund der Thermik).

Diodenkennlinie:

Die Kennlinie einer idealen Diode ist sehr steil.

**Abweichungen der Durchlasskennlinie von der idealen Kennlinie:**

- *) Rekombination der RLZ bei kleinen Strömen
- *) Abflachung durch Effekte hoher Injektion (z.B.: wenn Minoritätendichte größer als die Dotierungskonzentration)
- *) Ablachung der Kennlinie durch die Zuleitungswiderstände.

$$U_D = U_T \cdot \ln\left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}\right)$$

$$I_D = I_S \cdot \left[e^{\left(\frac{U_D}{n \cdot U_T}\right)} - 1 \right]$$

$$U_T = \frac{k \cdot T}{e}$$

$$I_S = J_S \cdot A = e \cdot n_i^2 \cdot A \cdot \left(\frac{D_p}{l_p N_p} + \frac{D_n}{l_n N_A} \right)$$

I_S ...Sperrstrom

n ...Emissionskoeffizient

U_T ...Temperaturspannung

J_S ...Sperrstromdichte

k ...Boltzmannkonstante

T ...Temperatur

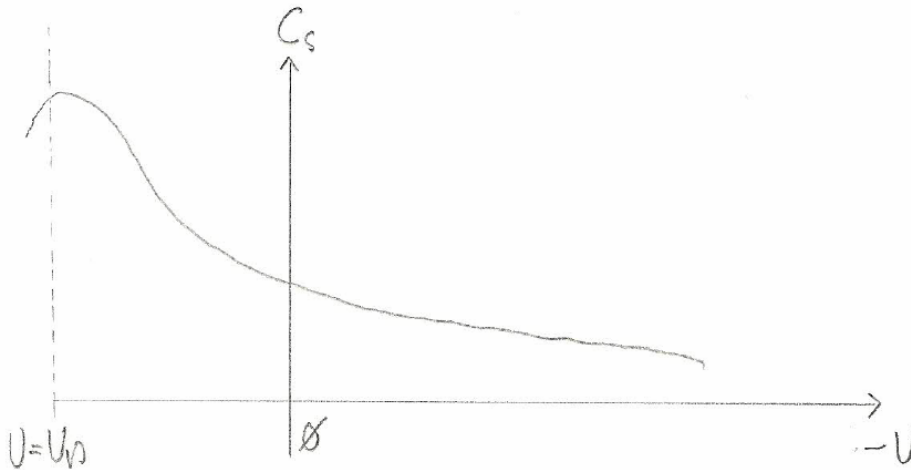
Warum hat die Diode exponentielle Kennlinie?

Mit zunehmender angelegter Spannung wird die Raumladung verringert, da immer mehr Elektronen abgezogen werden. Die abschirmende Wirkung geht damit nach und nach verloren, und neu austretende Elektroden gelangen leichter zur Anode.

Verlauf der Kapazität als Fkt. Der Sperrspannung:

Eine Sperrschichtkapazität entsteht wenn eine Diode in Sperrichtung gepolt ist. Bei Anlegen einer konstanten Sperrspannung U fließt nur der meist vernachlässigbare Sperrstrom. Bei Vergrößerung von $|U|$ muss jedoch die durch die Vergrößerung der RLZ überschüssige Ladung abtransportiert werden, sodass es zu einem kapazitiven Strom kommt.

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \cdot \frac{dU}{dt} = C_s \cdot \frac{dU}{dt} \quad C_s = \varepsilon \cdot \frac{A}{d}$$

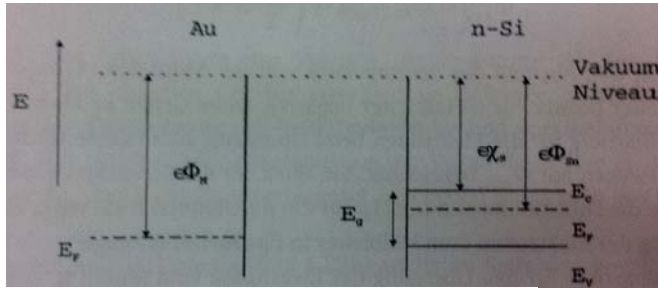


Abhilfe: mindestens eine Seite des pn-Überganges niedrig Dotieren. → nur dann dehnt sich die RLZ weit aus

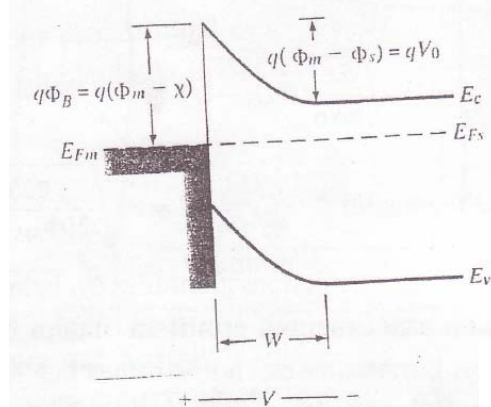
Durch Vergrößerung der Spannung werden die Ladungsträger an die Ränder getrieben (größere RLZ). → Es kommt zu einem Überschuss an den Rändern → es entsteht eine Sperrschichtkapazität.

Schottky Kontakt:

Der Schottky-Kontakt ist ein Metall-Halbleiter-Übergang mit Gleitrichtcharakteristik. Das Verhalten wird nur durch die Majoritätsträger bestimmt → daher kein Speichereffekt der Minoritäten → weshalb der Schottky-Kontakt sehr schnell ist.



Energetische Verhältnisse im Metall (Au) und Halbleiter (Si), wenn sich nicht berühren



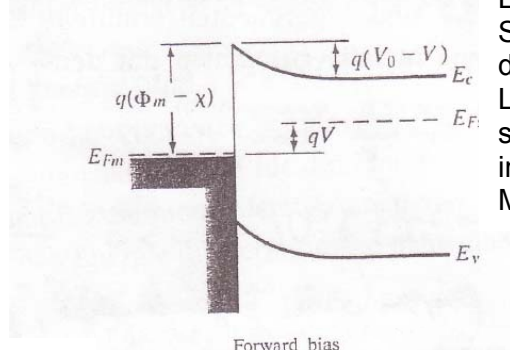
Spannungsloser Zustand:

Das Vakuumniveau ist für beide gleich. Bringt man Metall und Halbleiter in Berührung, dann stellt sich durch Ladungsaustausch ein durchgehendes horizontales Fermienergielevel ein. Die Elektronen müssen die Höhe $q \cdot V_0$ überwinden damit sie ins Metall gelangen.

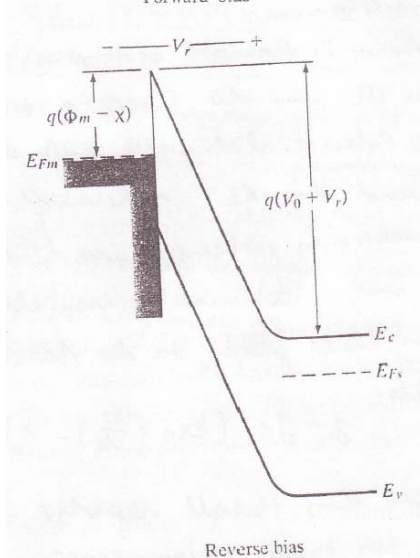
Anlegen einer Spannung in Flussrichtung:

Legt man an den Au – n – Si Kontakt eine positive Spannung U an, dann hebt man das Fermienergielevel im HL um die Energie $q \cdot V$ an. Damit wird die Potentialschwelle für die Leitungselektronen um U vermindert und die RLZ schrumpft zusammen. Mehr Leitungselektronen gelangen ins Metall. Der Strom steigt mit $\exp(U/U_T)$ vom HL ins Metall. Stromdichte:

$$J = J_s \cdot \left[e^{\left(\frac{U}{U_T} \right)} - 1 \right]$$



Forward bias



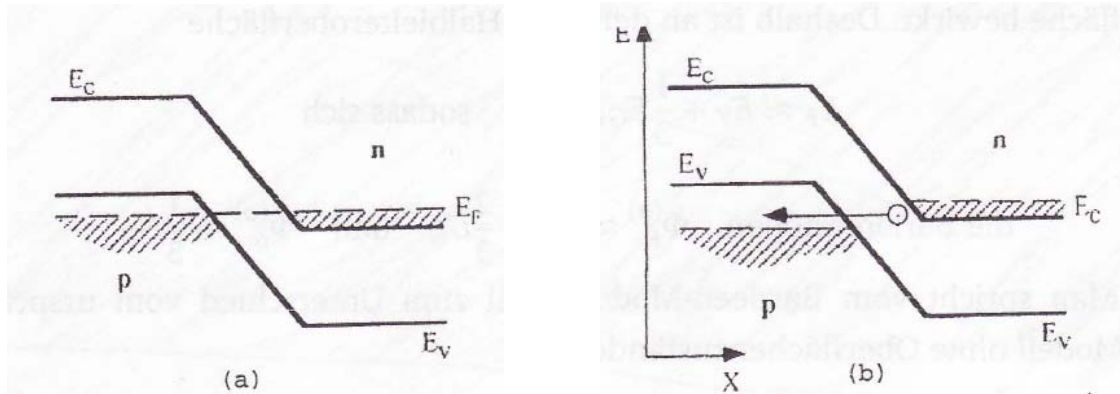
Reverse bias

Anlegen einer Spannung in Sperrichtung:

Polt man hingegen das Metall negativ (Sperrichtung), dann sinkt der Strom vom HL in das Metall exponentiell mit der Sperrspannung U es bleibt nur der Strom J_s vom Metall in den Halbleiter übrig. Sperrstrom ist unabhängig von der Sperrspannung

Tunnelodiode:

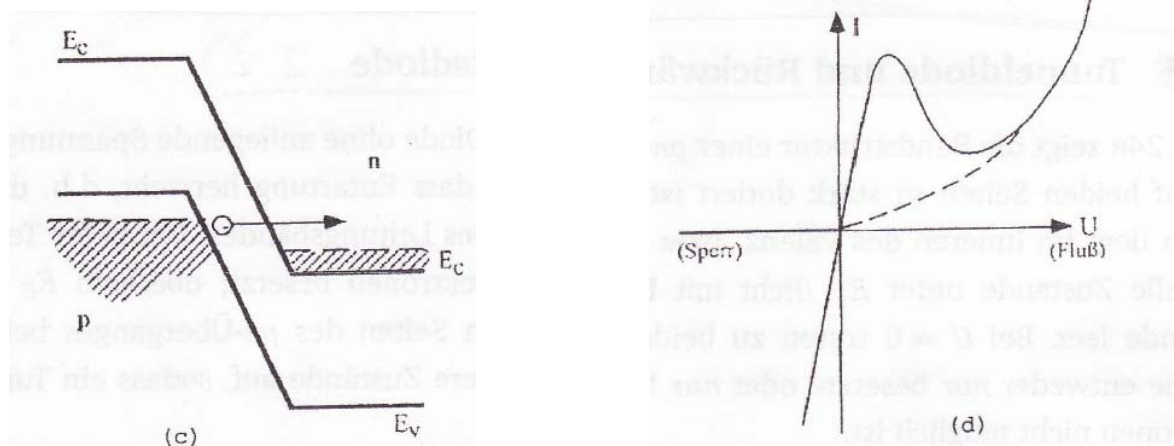
(a) Es zeigt die Bandstruktur einer pn-Diode ohne anliegende Spannung ($U=0$), die auf beiden Seiten so stark dotiert ist, dass Entartung herrscht, d.h. das Fermi-niveau liegt im Inneren des Valenz- bzw. des Leitungsbandes. Bei tiefer Temperatur sind alle Zustände unter E_F dicht mit Elektronen besetzt; oberhalb E_F sind alle Zustände leer. Bei $U = 0$ treten zu beiden Seiten des pn-Überganges bei gleicher Energie entweder nur besetzte oder nur leere Zustände auf, sodass ein Tunneln der Elektronen nicht möglich ist.



(b) Bei Anlegen einer kleinen Flussspannung werden die Energiebänder der n-Seite gegen die der p-Seite in vertikale Richtung etwas nach oben verschoben, sodass die Elektronen des Leitungsbandes in die leeren Zustände am oberen Rand des Valenzbandes Tunneln können. Dieser Tunnelstrom erreicht ein Maximum und nimmt dann wieder ab, weil bei weiter zunehmender Flussspannung den Leitungselektronen der n-Seite das verbotene Band der p-Seite gegenübersteht, in dem keine Zustände vorhanden sind. Erst bei viel höheren Flussspannungen setzt der normale Diffusionsstrom der Elektronen von der n-Seite in das Leitungsband der p-Seite ein, sodass der Flussstrom nach Durchlaufen eines ausgeprägten Minimums wieder ansteigt (d).

(c) Bei Anlegen einer Sperrspannung können die Elektronen vom Valenzband der p-Seite in die freien Zustände des Leitungsbandes der n-Seite Tunneln. Somit verliert eine beidseitig stark dotierte Diode jede Sperrwirkung. Der Anstieg des Sperrstromes mit der Sperrspannung erfolgt ebenso steil wie der Anstieg des Flussstromes mit der Flussspannung; beide Anstiege sind viel steiler als für den normalen Diffusionsstrom.

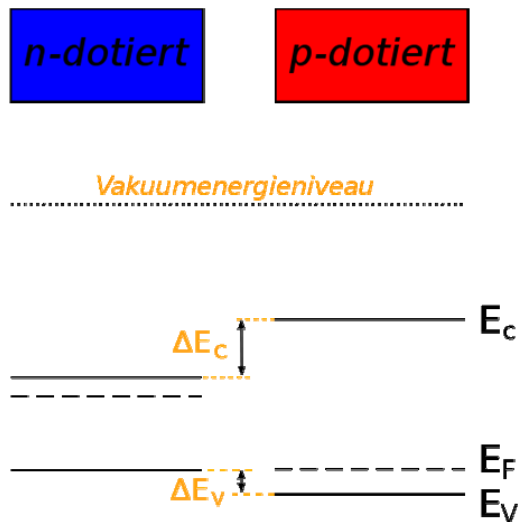
(d) Aus diesen Überlegungen ergibt sich die skizzierte Kennlinie, in die der Diffusionsstrom gestrichelt eingetragen ist. Die Kennlinie hat einen Abschnitt mit negativem differentiellen Widerstand, der zur Schwingungserzeugung und Verstärkung bei hohen Frequenzen ausgenutzt wird.



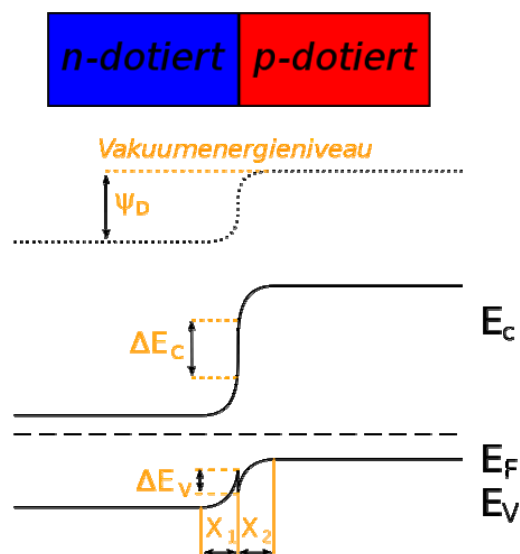
Heterostrukturen:

Wächst man auf einen Halbleiter A einen zweiten Halbleiter B auf, so spricht man einer Heterostruktur. Im Allgemeinen werden diese verschiedenen Halbleiter eine unterschiedliche Gitterkonstante und damit einen unterschiedlichen Bandabstand haben. Heterostrukturen haben sowohl in der Elektronik als auch in der Optoelektronik große Bedeutung. Anders als bei einem p-n-Übergang ist hier nicht (nur) die Dotierungsart, sondern die Materialart verschieden. Die Halbleiter besitzen deshalb i. A. eine unterschiedliche Energie der Bandlücke.

Bandenergien zweier Materialien unterschiedlicher Dotierung mit unterschiedlichem Bandabstand zwischen Valenzbandenergie E_V und Leitungsbandenergie E_C , ohne Kontakt.

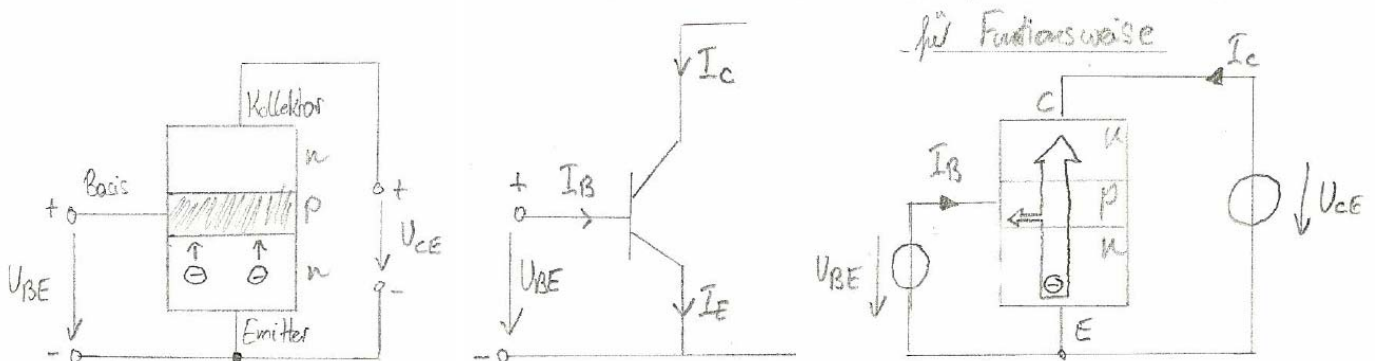


Heteroübergang dieser Materialien mit Kontakt. Diffusionsspannung ψ_D . Der Energieunterschied zum Vakuumergieniveau entspricht der Ionisationsenergie.



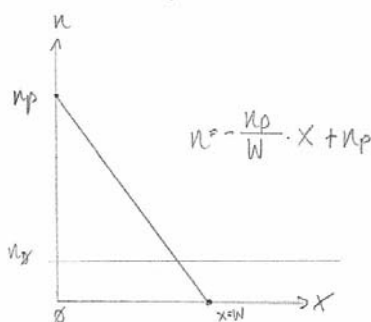
Bipolar-Transistor:

Die wahrscheinlich wichtigste Anwendung des pn-Überganges liegt beim Transistor vor. Ein Transistor ist ein Dreischicht-Bauelement, bestehend aus 2 pn-Übergängen

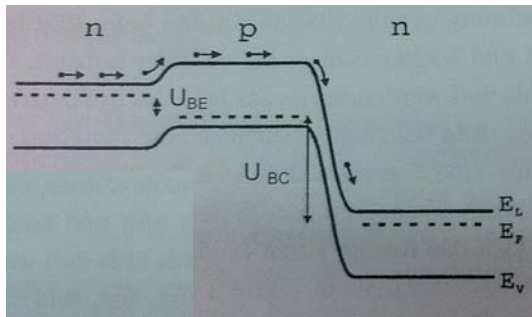


Der npn-Transistor besteht aus einer stark n-dotierten Emittorzone, einer dünnen p-dotierten Basiszone und einer n-dotierten Kollektorzone. Der aktive Betrieb ist dadurch gekennzeichnet, dass die Basis-Emittor Diode (BE) in Flussrichtung und die Basis-Kollektor Diode (BC) in Sperrrichtung gepolt ist. Bei den in Durchlassrichtung gepolten Emittor-Basis Übergang werden Elektronen vom n- ins p-Gebiet und Löcher vom p- ins n-Gebiet injiziert. Weil die Basis nur als sehr dünne p-Halbleiterschicht ausgebildet ist ($W \ll L$) erreichen fast alle injizierten Elektronen den Basis-Kollektor Übergang. Durch die hier vorliegende umgekehrte Polung des pn-Überganges werden diese Elektronen durch den Kollektor abgesaugt. Es fließt ein Kollektorstrom. Der Kollektorstrom hängt von der Steilheit des Diffusionsdreiecks ab. Aus der Stromgleichung J_n folgt:

$$I_C = e \cdot D_n \frac{\partial n}{\partial x} \cdot A = \frac{-e \cdot D_n n_p}{W} \cdot A \quad I_C = I_S \cdot e^{\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right)}$$



Die kleine Basis-Emitterspannung steuert die Elektronenkonzentration n_p und somit den Kollektorstrom I_C . I_C ist nahezu unabhängig von der Kollektor-Basis-Spannung U_{CB} . Den Basisstrom I_B benötigt man zur Aufrechterhaltung des Kollektorstromes I_C (Durch geringe Rekombination in der Basis, verlorene Löcher werden vom Basisstrom nachgeliefert, die Differenz zwischen Emittor- und Kollektorstrom wird beglichen).

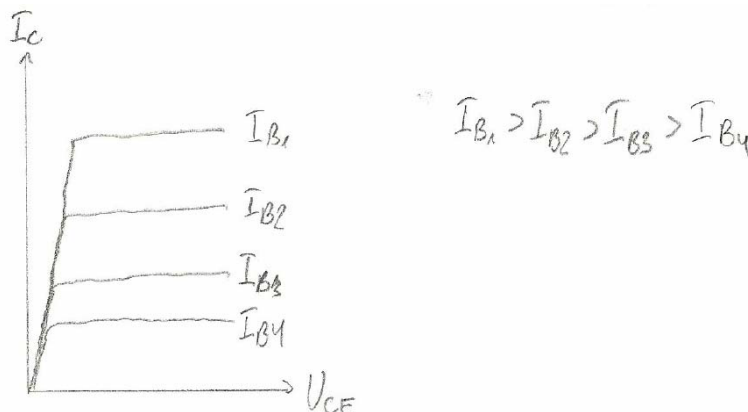
Bandstruktur:Steuerkennlinie:

Da es sich bei der Basis-Emitter-Diode um eine in Flussrichtung gepolte Diode handelt, können wir die Diodenkennlinie unmittelbar auf die Steuerkennlinie des Transistors anwenden, wobei man -1 gegen die Exponential Fkt. Vernachlässigen kann

$$I_C = I_S \cdot e^{\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right)}$$

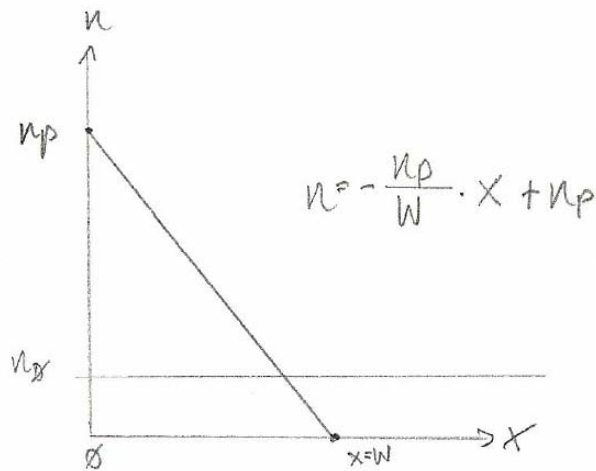
Ausgangskennlinie:

Als Ausgangskennlinie bezeichnet man die Darstellung $I_C(U_{CE})$ mit U_{BE} oder I_B als Parameter:



Diffusionsdreieck:

Die Verteilung der Minoritäten in der Basiszone entspricht dem Diffusionsdreieck.



Die Probe mit der Dicke W entspricht der Basiszone des Transistors. Um die Rekombination klein zu halten, muss für den Transistor $W \ll L$ (Diffusionslänge) gewählt werden. Die Oberfläche $x=0$ entspricht dem emitterseitigen Rand der Basiszone, wo durch Elektroneninjektion vom Emitter her die Minoritätendichte überhöht ist: $n_p \gg n_0$. Die Oberfläche $x = W$ entspricht dem kollektorseitigen Rand der Basiszone, wo durch die absaugende Wirkung des Kollektors die Dichte n praktisch verschwindet. Aus der Stromgleichung J_n folgt:

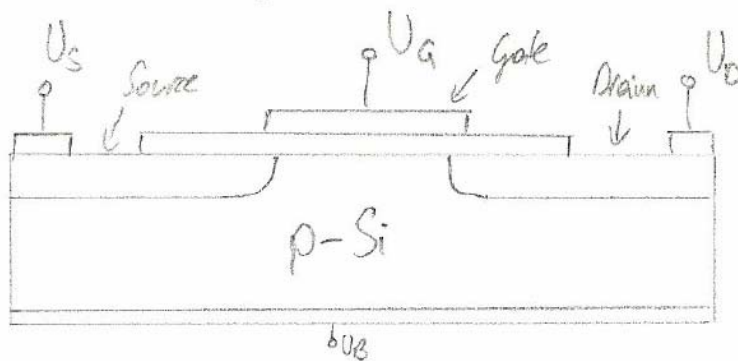
$$i_n = e \cdot D_n \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{-e \cdot D_n n_p}{W}$$

Eine kleine Abhängigkeit des Kollektorstromes von U_{CB} wird durch den so genannten Early Effekt verursacht. Eine höhere Sperrspannung U_{CB} bewirkt eine wachsende RLZ zwischen C und B. Bei sehr großem U_{CB} frisst die RLZ die gesamte Basis auf: Dieser Punch-through Effekt stellt eine Grenze für U_{CB} dar.

MOSFET:

Es gibt mehrere Typen von FETs. Allen ist gemeinsam, dass die Spannung an der Gate Elektrode G den Leitwert eines Kanals zwischen Source S und Drain D steuert. Zum Unterschied vom Bipolartransistor wird kein Gleichstrom der Steuerelektrode benötigt. FETs entsprechen daher Bipolartransistoren mit $I_B = 0$, $B \rightarrow \infty$

MOSFET...Metal Oxid Semiconductor FET



Für negative Gatespannung entsteht der Gateelektrode eine Anreicherungszone von Löchern \rightarrow keine Verbindung zwischen Source und Drain. Für positive Gatespannung entsteht unter der Gateelektrode eine Verarmungszone von Löchern \rightarrow keine Verbindung zwischen Source und Drain. Erreicht die positive Gatespannung einen bestimmten Wert (Schwellspannung) \rightarrow leitende Verbindung zwischen Source und Drain. Wird die Bandverbiegung so groß, dass das Leitungsband an der Grenzfläche dem Fermi-niveau nahe kommt, treten die an der Grenzfläche Elektronen aus (Inversion)

MESFET:

Der MESFET ist in seiner Wirkungsweise mit dem JFET eng verwandt: Wie beim JFET wird die Breite des leitenden Kanals durch die RLZ einer in Sperrichtung gepolten Diode gesteuert. An die Stelle des pn-Übergangs am Gate tritt jedoch ein Metall Halbleiter-Übergang (Schottky-Kontakt). Während der JFET von zwei Seiten gesteuert werden kann, von der Raumladungszone des p^+ Diffusionsgebiets und von der des p^+ Substrats, wird der GaAs-MESFET nur über den Schottky-Kontakt gesteuert. Anstelle des leitenden Substrats tritt ein semisollierendes Substrat. Sein spezifischer Widerstand liegt 10 Größenordnungen über dem n-leitenden Schichten. Für den Ladungstransport kann daher das Substrat als Isolator betrachtet werden. Im Gegensatz zum MOSFET wird kein isolierendes Oxid benötigt, sodass das in seinen Halbleiterdaten bessere GaAs verwendet werden kann. Es können sehr hohe Grenzfrequenzen erreicht werden. Nachteil der MESFETs gegenüber der MOSFETs ist, dass nur sehr schwer selbstsperrende Typen hergestellt werden können. Ist der Kanal nämlich bei $U_{GS} = 0$ abgschnürt, so kann er nur durch Flusspolung der GS-Diode geöffnet werden, was zu einem unerwünschten Gatestrom führt. Selbstleitende Typen führen jedoch im Allgemeinen auf hohen Leistungsbedarf.

