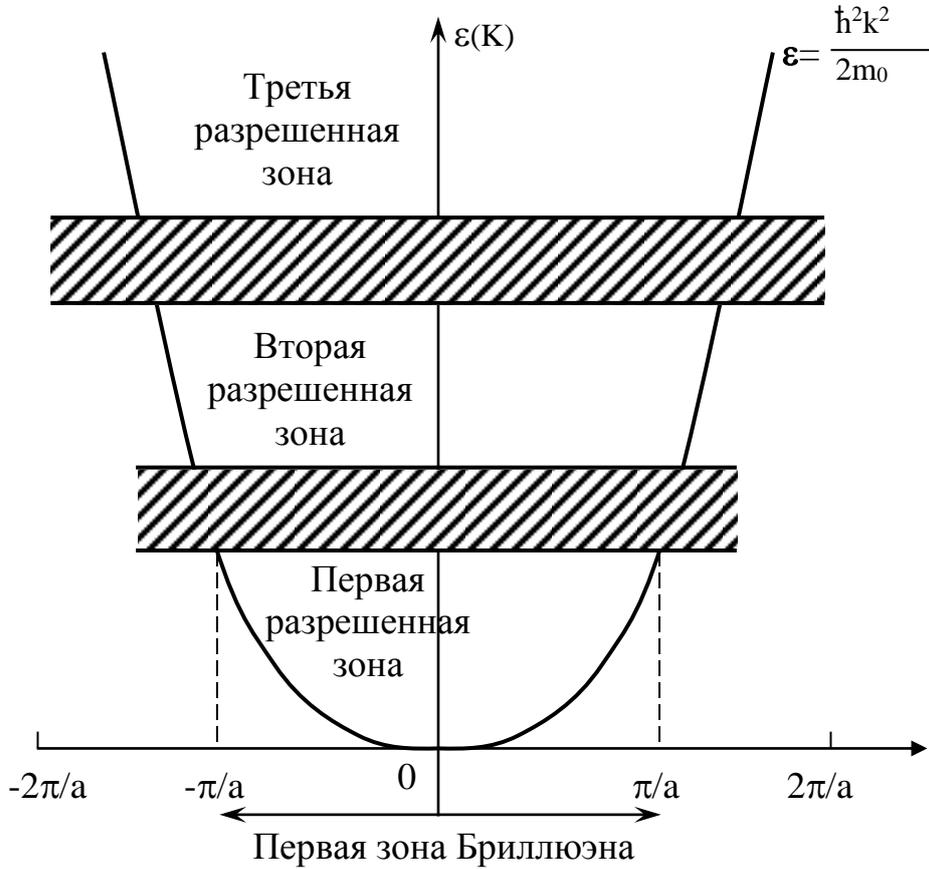


§ Энергетический спектр энергии для свободных электронов в периодическом поле



На рисунке заштрихованные области запрещенных значений энергии (энергетические щели).

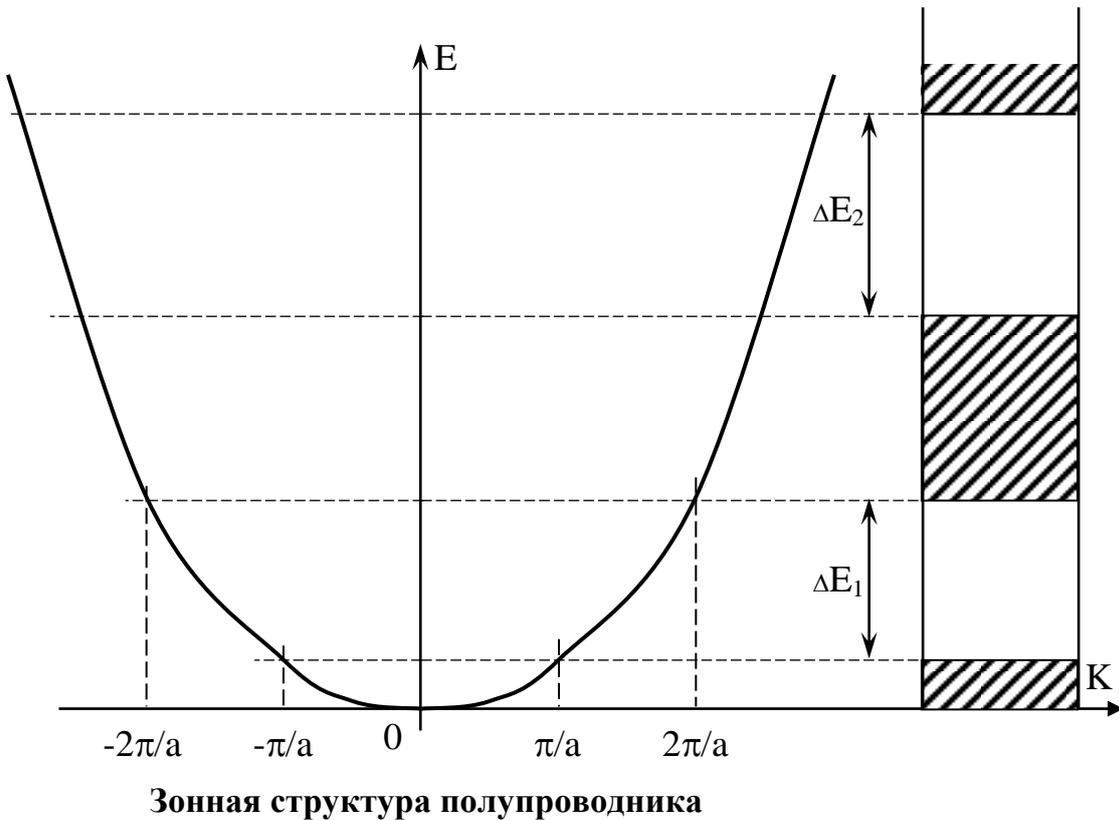
Волновая функция имеет вид:

$$\Psi_K(x) = \frac{1}{\sqrt{2L}} \left(e^{\frac{i\pi m x}{a}} \pm e^{\frac{-i\pi m x}{a}} \right)$$

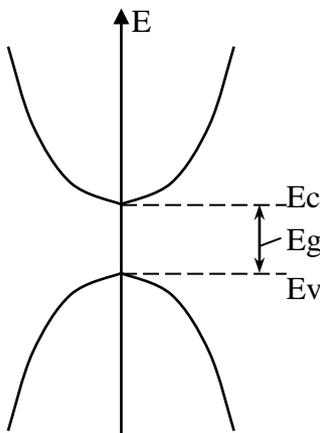
$$m = (\pm 1, \pm 2, \dots), \quad \frac{\pi m}{a} = \frac{G}{2} = K$$

Энергия ε_K не является теперь непрерывной функцией квазиимпульса $\hbar \vec{K} = \vec{P}$, она непрерывна только в зонах разрешенных энергий и претерпевает разрывы на границах зон Бриллюэна. Энергетические зоны являются следствием периодической структуры кристалла и представляют

собой фундаментальные характеристики электронной структуры твердого тела. $\frac{\pi}{a}$ – граница зоны, это вектор обратной решетки.



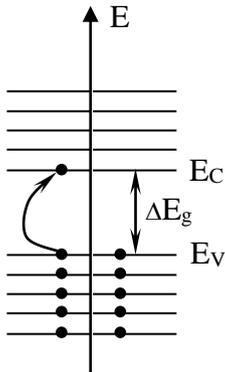
Области значений \vec{K} , при которых энергия электронов изменяется непрерывно, а на границах претерпевает разрыв, называются зонами Бриллюэна.



Энергетический спектр электронов и дырок в координатах $E - K$. В германии и кремнии зона проводимости описывается двумя значениями масс.

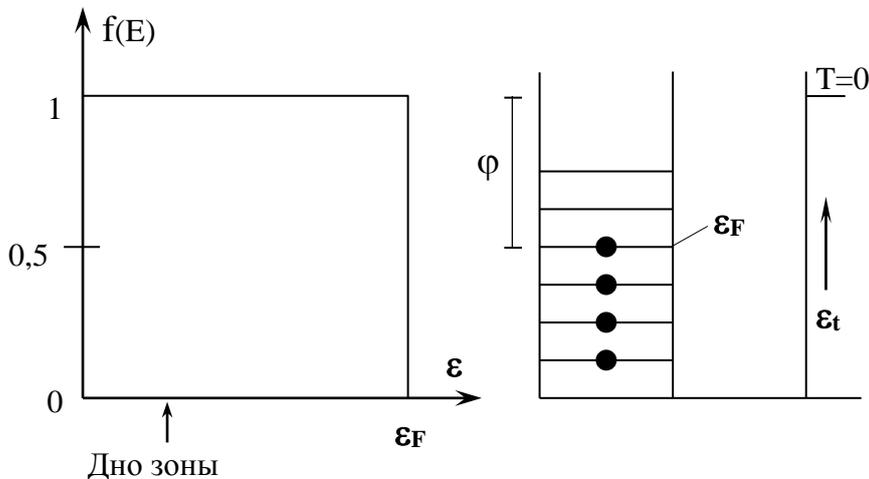
$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{m_{\text{непр}}^*} + \frac{k_z^2}{m_{\text{парал}}^*} \right)$$

§ Механизм электропроводности собственного полупроводника



Содержащую электроны зону с наибольшей энергией, называют валентной зоной. Первую зону с незанятыми энергетическими уровнями называют зоной проводимости, так как электроны в этой зоне участвуют в переносе заряда. В проводниках валентная зона и зона проводимости либо совпадают, либо перекрываются. В изоляторах и полупроводниках эти зоны отделены друг от друга.

Если материал находится не в состоянии основном, а обладает дополнительной энергией – тепловым возбуждением, эта энергия играет важную роль в свойствах электропроводности.



Проводник находится в основном состоянии, если отсутствует тепловая энергия, т.е. $T = 0$. Зависимость вероятности заполнения электронами энергетических уровней при $KT = 0$ от энергии ϵ отсчитывается от дна зоны.

$$f(E) = 1$$

для всех значений энергии, соответствующих заполненным уровням.

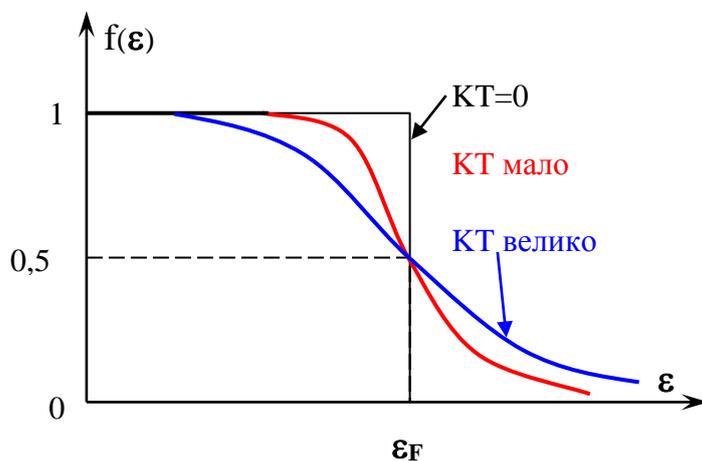
Энергия, отсчитываемая от дна зоны, при которой величина $f(E)$ скачком изменяется от 1 до 0, называется энергией Ферми ϵ_F . В данном случае $\epsilon_F = \varphi$ т.е. работе выхода.

При наличии тепловой энергии некоторые электроны возбуждаются и перейдут из первоначальных состояний на свободные энергетические уровни. Для электронов с энергией вблизи ε_F такие переходы более вероятны, так как требуется меньшая энергия возбуждения. Соответственно, и вероятность заполнения состояний уменьшается с ростом их энергии. Если электроны не подчиняются принципу Паули, то их распределение по энергии описывается классическим распределением Максвелла – Больцмана

$$f(\varepsilon \gg \varepsilon_F, kT) = \frac{1}{e^{\varepsilon/kT}} = e^{-\varepsilon/kT}$$

Распределение, учитывающее принцип

Паули, называется распределением Ферми – Дирака



$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}} + 1} = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}$$

Распределение Ферми – Дирака при различных значениях kT показано на рисунке. Здесь энергия Ферми имеет смысл энергии уровня, которому отвечает 50%-ная вероятность заполнения.

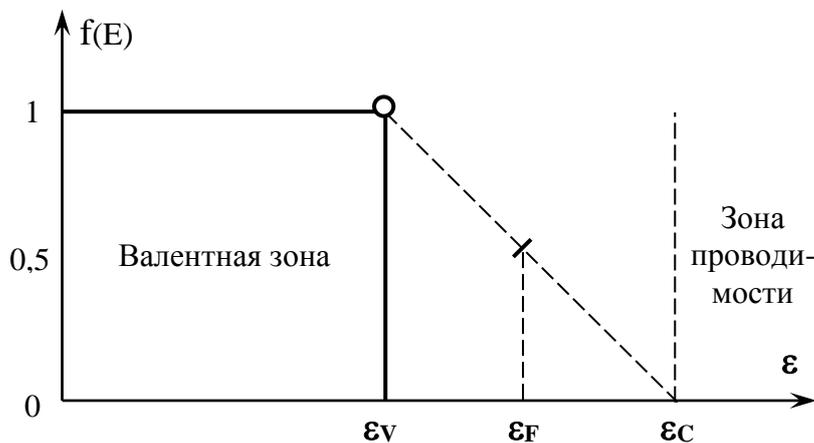
Число свободных уровней (вакансий) ниже уровня Ферми, и их распределение относительно ε_F совпадает с числом и распределением заполненных состояний выше уровня Ферми. Эти состояния отвечают тепловому возбуждению электронной системы и обеспечивают появление

кинетической энергии направленного движения. С ростом температуры (увеличение kT) уменьшается наклон кривой $f(\epsilon)$ вблизи ϵ_F и увеличивается вероятность заполнения состояний с большими энергиями.

Из выражений для $f(E, K, T)$ видно, что проводимость материалов сильно зависит от температуры.

В полупроводниках положение уровня Ферми соответствует формально потолку валентной зоны, но это неверно. Пусть с потолка валентной зоны (с энергией ϵ_V) отдельный электрон от возбуждения перешел на дно (с энергией ϵ_C) пустой зоны проводимости.

ϵ_V – ПОТОЛОК ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ



ϵ_C – ДНО ЗОНЫ ПРОВОДИМОСТИ.

На рисунке уровень Ферми находится в середине запрещенной зоны, учитывая симметрию распределения Ферми – Дирака относительно энергии Ферми ϵ_F и очевидную симметрию функции $f(E)$ в промежутке между потолком валентной зоны и дном зоны проводимости.

* Определим вероятность перехода электрона в зону проводимости для алмаза, ширина запрещенной зоны $\epsilon_g \approx 5,5$ эв. при комнатной температуре $kT = 0,026$ эв. для дна зоны проводимости

$$f(\epsilon_C) = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_C - (\epsilon_C - \epsilon_g/2)}{kT}} + 1} = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_g}{2kT}} + 1} = \frac{1}{e^{5,5/0,052} + 1} \approx e^{-5,5/0,052} \approx e^{-100} \approx 5 \cdot 10^{-45}$$

Таким образом, вряд ли даже один из каждых 10^{44} электронов в валентной зоне будет иметь энергию, достаточную для перехода в зону проводимости при комнатной температуре. Поскольку каждый моль вещества содержит около 10^{24} атомов. Следовательно, алмаз – хороший изолятор.

Определим для $Ge(\varepsilon_g = 0,67 \text{ эВ})$ вероятность при $KT = 0,026$ эВ. (комнатная)

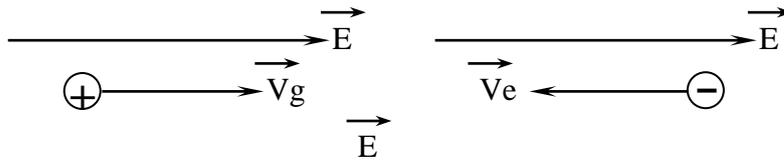
$$f(\varepsilon_c) = \frac{1}{e^{0,67/0,052} + 1} \approx e^{-0,67/0,052} \approx e^{-12,8} \approx 2 \cdot 10^{-6}$$

В этом случае приблизительно один валентный электрон из миллиона может при возбуждении перейти на дно зоны проводимости и в зоне проводимости можно найти электроны.

Их будет значительно меньше, чем в случае проводника, у которого $f(\varepsilon)$ в зоне проводимости составляет порядка единицы. Однако в зоне проводимости полупроводника все же имеется достаточно электронов и они вносят вклад в электропроводность полупроводника. В полупроводниках $f(\varepsilon)$ сильно зависит от температуры. Возрастание температуры на 10^0К относительно комнатной (300^0К) т.е. всего на 3% вероятность перехода электронов в зону проводимости увеличивается приблизительно на 30%. С уменьшением ширины запрещенной зоны чувствительность полупроводников к температуре возрастает.

Возбуждаясь с переходом в зону проводимости, электроны оставляют после себя в валентной зоне незанятые состояния или «дырки». Заполненная первоначально валентная зона становится частично заполненной и, следовательно, в ней возможны энергетические возбуждения электронов, хотя очень небольшого числа. Дырка ведет себя подобно положительно заряженной частице, которая может участвовать в электрической проводимости. Реальному движению электронов соответствует более или

менее свободной фиктивное движение дырок в направлении внешнего электрического поля.



Дырки реагируют на внешнюю силу (например, на внешнее электрическое поле) не так, как свободные электроны, поэтому, чтобы учесть влияние других атомов на подвижность дырок, им приписывают эффективную массу m^* , которая немного больше эффективной массы электрона.

Плотность тока электронов и дырок

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E}$$

где n – концентрация электронов,

p – концентрация дырок,

μ_n – подвижность электронов,

μ_p – подвижность дырок.

Под действием внешнего электрического поля электроны и дырки приобретают скорости направленного движения, дрейфовые скорости

$$\vec{V}_{др}^{эл} = -\mu_n \vec{E}; \quad \vec{V}_{др}^{дыр} = \mu_p \vec{E}$$

μ_n и $\mu_{др}$ - подвижности

Для собственных полупроводников $n=p$

$$\vec{j} = ne(\mu_n + \mu_p)\vec{E}$$

$$\text{или } \vec{j} = \sigma \vec{E}$$

где $\sigma = ne(\mu_n + \mu_p)$, σ - коэффициент

n – сильно зависит от температуры в зоне проводимости, в то время как подвижности слабо зависят от температуры

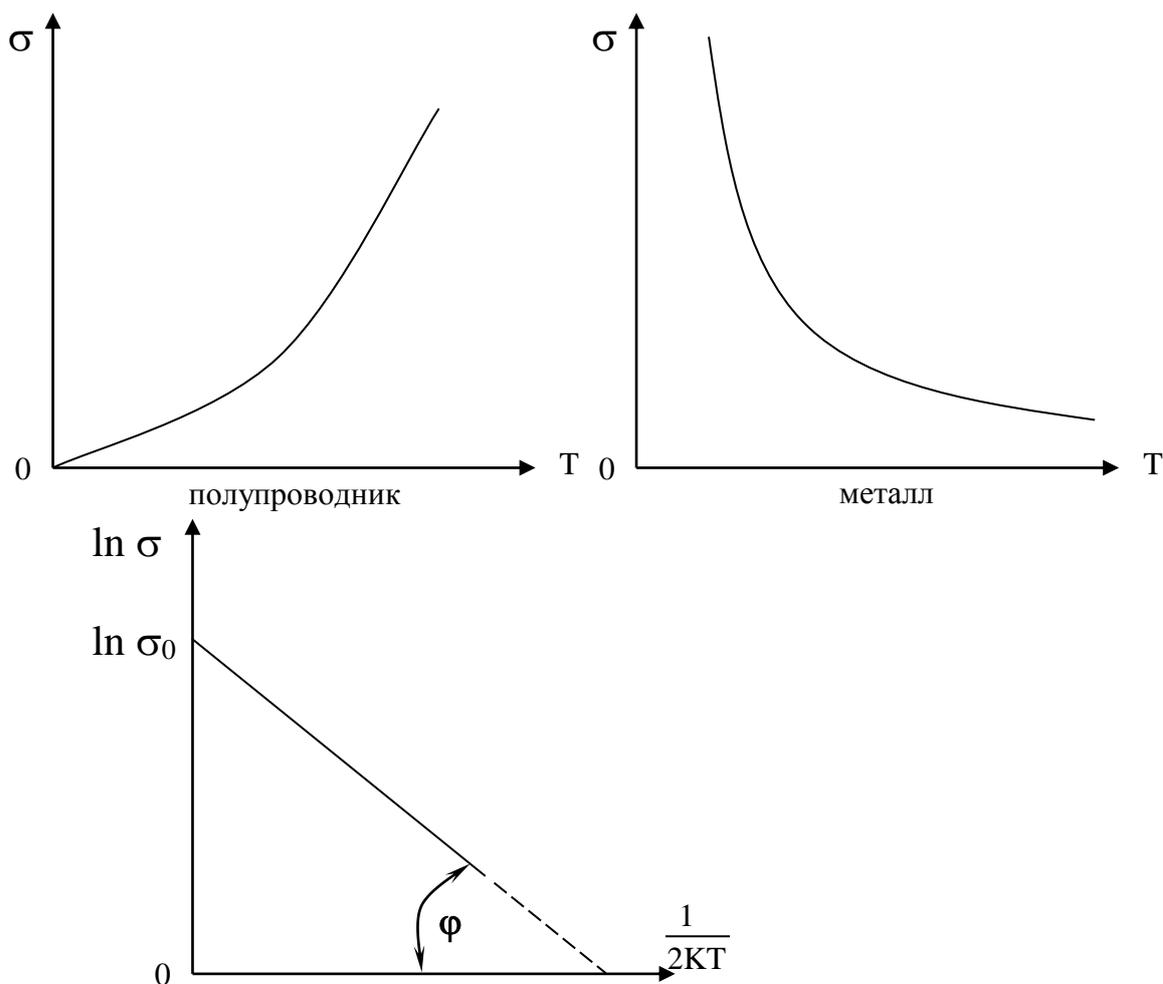
$$\sigma \sim n$$

$$n \sim \frac{1}{\frac{\varepsilon_c - \left(\varepsilon_c - \frac{\Delta\varepsilon_g}{2} \right)}{e^{-\frac{\Delta\varepsilon_g}{2kT}} + 1}} = \frac{1}{e^{\frac{\Delta\varepsilon_g}{2kT}} + 1}$$

Если концентрация электронов в зоне проводимости мала, то вероятность заполнения каждого уровня мала по сравнению с единицей в знаменателе, то ею можно пренебречь.

$$n \sim \exp\left[-\frac{\Delta\varepsilon_g}{2kT}\right] \text{ и следовательно } \sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta\varepsilon_g}{2kT}}, \text{ или } \sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}$$

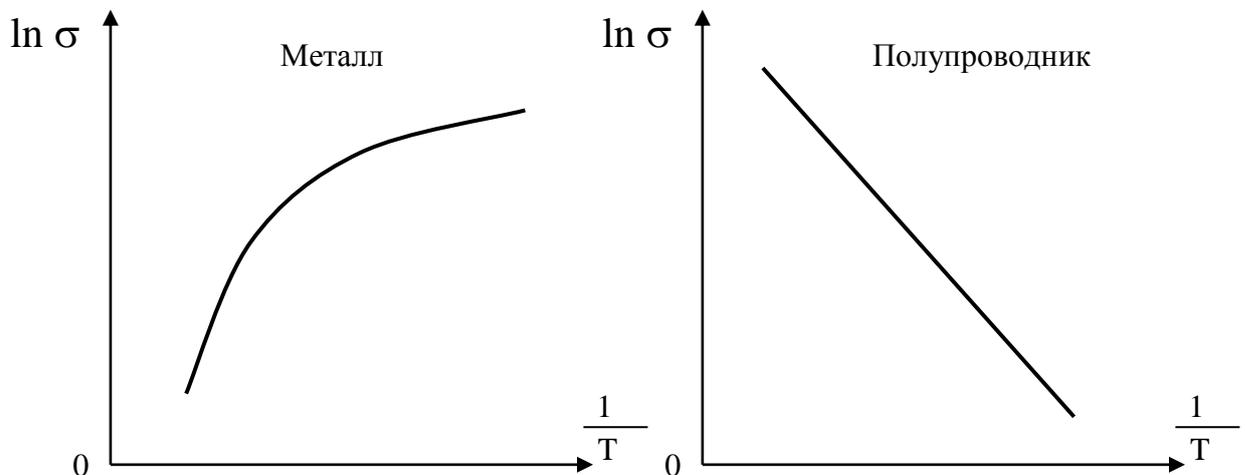
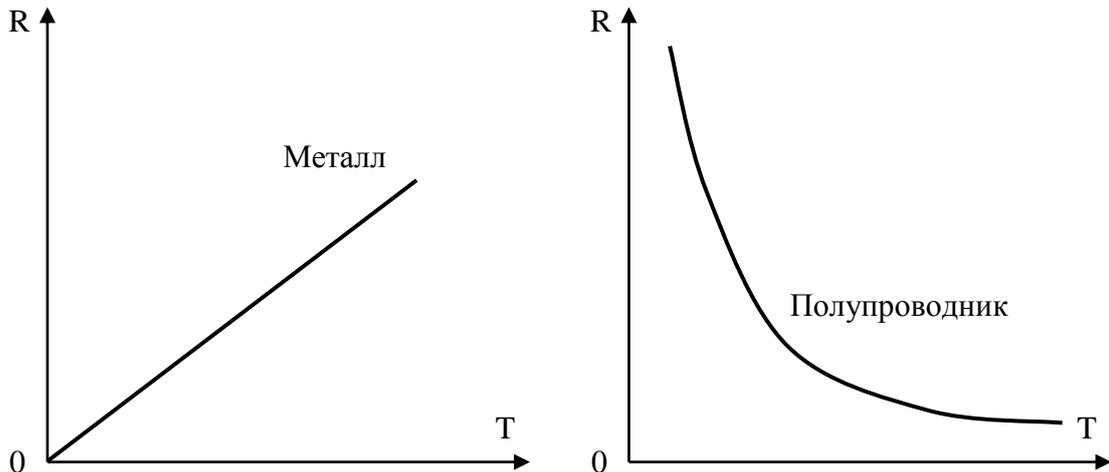
Электропроводность собственных полупроводников возрастает с температурой, у проводников уменьшается.



$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}$$

Если прологарифмировать $\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E_g}{2kT}$ и построить график зависимости $\ln \sigma$ от $\frac{1}{2kT}$, то получим прямую линию, угловой коэффициент которого равен $\Delta E_g = \frac{2k}{|\text{tg} \varphi|}$

Это дает возможность, измеряя электропроводность полупроводника при различных температурах, определить опытным путем ширину запрещенной зоны ΔE_g для данного полупроводника



Для металлов с ростом температуры сопротивление увеличивается

$$R(t) = R_0(1 + \alpha t^0)$$

R_0 – сопротивление при $t = 0^\circ\text{C}$

R_t – сопротивление при $t^\circ\text{C}$

α – термический коэффициент сопротивления, равный $1/273$

Для металлов $\frac{dR}{dt} = \frac{dR}{dT} > 0$

Для полупроводников сопротивление с ростом температуры быстро уменьшается $R(T) = R_0 e^{\frac{B}{T}}$ или $\sigma = \sigma_0 e^{-B/T}$ где $KB = E_a$, то $\sigma = \sigma_0 e^{-E_a/kT}$

где E_a – энергия активизации, она различна для разных интервалов температур.

Наличие энергии активации E_a означает, что для увеличения проводимости к полупроводниковому веществу необходимо подвести энергию. Полупроводники – это вещества, проводимость которых сильно зависит от внешних условий: температуры, давления, внешних полей, облучения ядерными частицами.

Полупроводники – это вещества, имеющие при комнатной температуре удельную электрическую проводимость в интервале от 10^{-8} до 10^6 Сим м^{-1} , которая зависит сильно от вида и количества примеси, и структуры вещества, и от внешних условий.

* В полупроводнике с собственной проводимостью число электронов равно числу дырок, каждый электрон создает единственную дырку.

Число возбужденных собственных носителей экспоненциально зависит от $\frac{E_g}{2K_B T}$, где E_g – ширина энергетической запрещенной зоны.

$$n_i = 2 \left(\frac{m_e K_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{E_F - E_g}{K_B T} \right]$$

$$P_i = 2 \left(\frac{m_h K_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{E_F}{K_B T} \right]$$

$$2 \left(\frac{m_e K_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{E_F - E_g}{K_B T} \right] = 2 \frac{m_h K_B T}{2\pi\hbar^2} \exp \left[-\frac{E_F}{K_B T} \right]$$

$$\exp \left(\frac{2E_F}{K_B T} \right) = \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{E_g}{K_B T} \right)$$

$$E_F = \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} K_B T \ln \frac{m_h}{m_e}$$

Если $m_c = m_h$, то $E_F = \frac{E_g}{2}$ т.е. уровень Ферми лежит в середине

запрещенной зоны.

Индекс I (intrinsic – собственность)

$$n_i P_i = 4 \left(\frac{K_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e m_h)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_g}{2KT} \right)$$

Не содержит уровня Ферми.

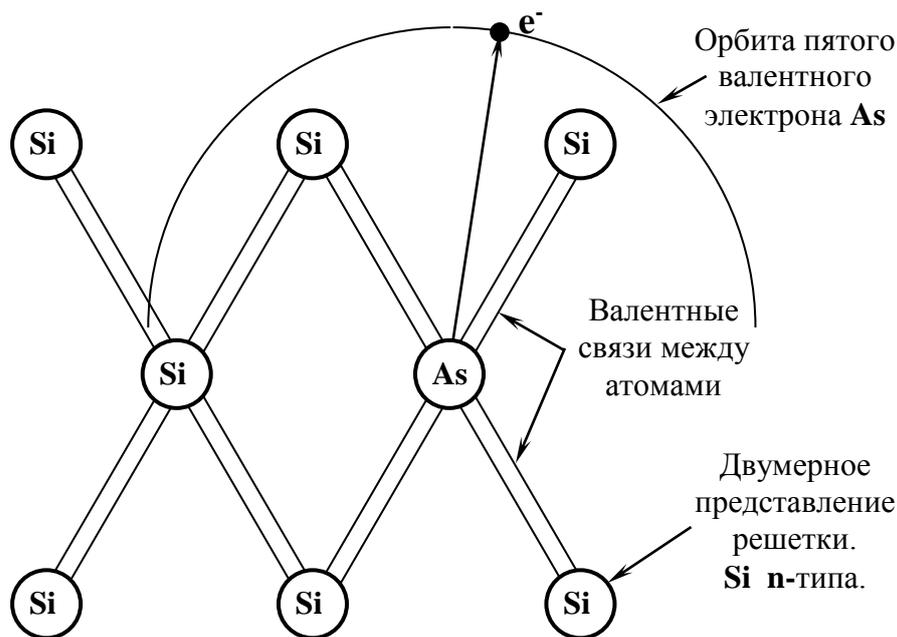
Это закон действующих масс, который утверждает, что расстояние уровня Ферми от краев обеих зон должно быть велико по сравнению с $KT = 0,026$ эв. При 300^0K (комнатная температура), при условии $m_e = m_h = m$, произведение $n_i P_i$

для германия $3,6 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-6}$,

для кремния $4,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-6}$.

Энергия активации E_a для собственного полупроводника равна половине ширины запрещенной зоны

Примесные полупроводники



Расположение зарядов в решетке кремния. Четыре электрона A_s образуют тетраэдрические ковалентные связи, подобные связям Si , а пятый электрон A_s осуществляет проводимость. Мышьяк (As) имеет пять валентных электронов, а кремний (Si) – только четыре. Атом мышьяка называется донором, он отдает при ионизации электрон в зону проводимости.

Добавка примеси к полупроводнику называется легированием.



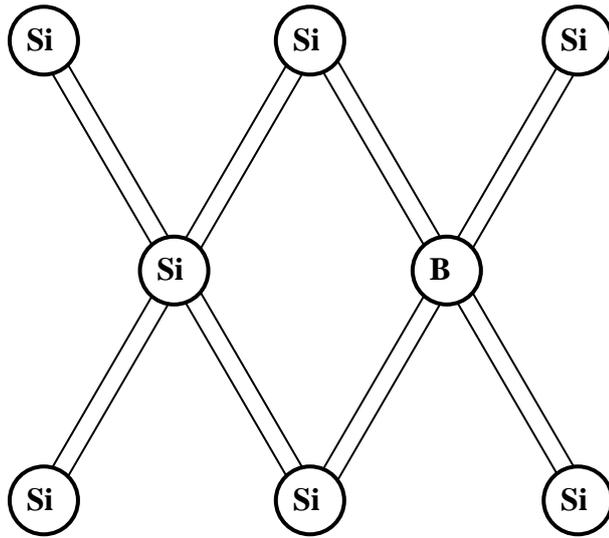
$E_d = 0,020$ эв., энергия ионизации

При $K_B T \ll E_d$ (низкая концентрация электронов проводимости)

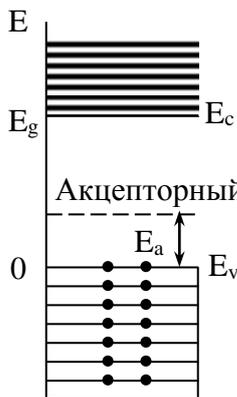
$$n \approx (n_0 N_d)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_d}{2K_B T}\right) \quad \text{где}$$

$$n_0 \equiv 2 \left(\frac{m_e K_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$$

N_d - концентрация доноров



Если в кремний ввести атом бора (B), который имеет три валентных электрона, он может «укомплектовать» свои тетраэдрические связи, лишь заимствовав один электрон из связи Si – Si, образуя дырку в валентной зоне кремния, которая принимает участие в проводимости. Атом бора называется акцептором именно потому, что при ионизации захватывает электрон из валентной зоны.



Примеси, не способные к ионизации, не влияют на концентрацию носителей и могут присутствовать и в больших количествах – электрические измерения не обнаруживают их.

N_a – концентрация акцепторов.

Условием применимости классической статистики является неравенство

$$\frac{E_F - E_c}{KT} < -1, \text{ откуда } E_F < E_c - KT, \text{ т.е. полупроводник является}$$

невырожденным (подчиняется классической статистике), если уровень Ферми лежит ниже зоны проводимости не менее, чем на KT .

Если уровень Ферми лежит выше E_c более чем на $5KT$, то полупроводник полностью вырожденный. Условие вырождения зависит от температуры и положения уровня Ферми относительно дна зоны проводимости.

Концентрация электронов в невырожденном полупроводнике: $F < E_c - KT$,

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_\alpha^* KT}{\hbar^2} \right) = 2,5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_\alpha^*}{m} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2}$$

N_c – число состояний в зоне проводимости

$$n = 4,82 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_\alpha^*}{m} \right)^{3/2} T^{3/2} e^{-\frac{E_c - F}{KT}}$$

Вырожденный полупроводник

$$F > E_c + 5KT$$

$$n = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_\alpha^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (F - E_c)^{3/2} \text{ она не зависит от температуры.}$$

Уровень Ферми находится в зоне проводимости выше ее дна не менее чем на $5KT$.

В невырожденном полупроводнике концентрация дырок определяется статистикой Больцмана при условии $F > E_v + KT$ т.е. уровень Ферми лежит выше потолка валентной зоны на величину KT .

В полностью вырожденном полупроводнике $\frac{E_v - F}{KT} > 5$ или $F < E_v - KT$

т.е. в валентной зоне ниже ее потолка на величину не менее $5KT$. N_v – число состояний в валентной зоне.

Невырожденный полупроводник

$$P = N_v e^{-\frac{F-E_v}{KT}}; \quad N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_{pd}^* KT}{\hbar^2} \right)^{3/2}$$

Вырожденный полупроводник

$$P = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_{pd}^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - F)^{3/2}$$

В невырожденном:

$$n = N_c e^{-\frac{E_c-F}{KT}} \quad P = N_v e^{-\frac{F-E_v}{KT}}$$

$$n \cdot P = N_c N_v e^{-\frac{\Delta E_0}{KT}} \quad \text{не зависит от уровня Ферми}$$

В вырожденном

$$n = \frac{1}{4\pi^3} V_F \quad \text{где } V_F \text{ – объем зоны Бриллюэна. Для сферических}$$

$$\text{поверхностей } V_F = \frac{4\pi}{3} K_F^3, \quad n = \frac{1}{3\pi^2} K_F^3 \quad \text{где радиус сферы Ферми}$$

$$K_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$$

Функция распределения электронов:

$$f = \frac{1}{\frac{1}{g_i} e^{\frac{E_i-F}{KT}} + 1}$$

где g_i – степень вырождения, если $E_i=E_d$ принадлежит донорной примеси, то $g_i=2$. Если $E_i=E_a$ принадлежит акцепторной примеси, то $g_i=1/2$

Распределение электронов по донорным уровням

$$f = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_\alpha - F}{KT}} + 1}$$

по акцепторным

$$f = \frac{1}{2e^{\frac{E_\alpha - F}{KT}} + 1}$$

Для дырок:

$$f_p = \frac{1}{2e^{\frac{F - E_D}{KT}} + 1}; \quad f_p = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{F - E_\alpha}{KT}} + 1}$$

Число электронов:

$$n_D = \frac{N_D}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_D - F}{KT}} + 1} \quad n_\alpha = \frac{N_\alpha}{2e^{\frac{E_\alpha - F}{KT}} + 1}$$

Число дырок:

$$P_\alpha = \frac{N_\alpha}{\frac{1}{2} e^{\frac{F - E_\alpha}{KT}} + 1} \quad P_D = \frac{N_D}{2e^{\frac{F - E_D}{KT}} + 1}$$

$N_D = N_\alpha = 0$ собственный полупроводник.

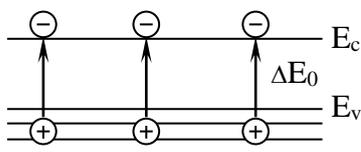
Уравнение электронейтральности $n = P$. Если $N_v = N_c$ т.е. $m_\alpha^* = m_{pd}^*$,

тогда $\frac{F - E_c}{KT} = \frac{E_v - F}{KT}$ откуда $F = \frac{E_v + E_c}{2}$ положение уровня Ферми от

температуры не зависит и лежит посередине запрещенной зоны.

Собственный полупроводник является невырожденным.

Генерация электронов и дырок проводимости в собственном полупроводнике:

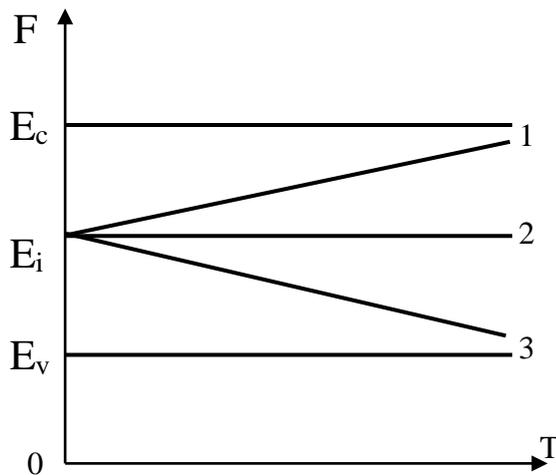


Переход каждого электрона из валентной зоны порождает в ней дырку.

$$E_a = \frac{\Delta E_0}{2}$$

$$n = N_c e^{-\frac{\Delta E_a}{KT}} \quad P = N_v e^{-\frac{\Delta E_a}{KT}}$$

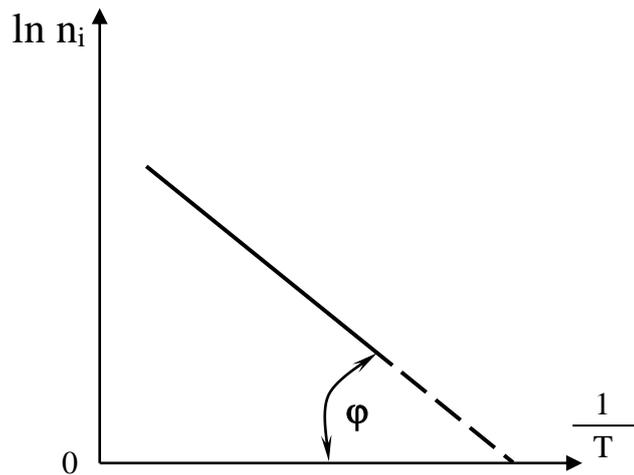
$$\text{Если } N_v \neq N_c, \text{ то } E_F = \frac{E_c - E_v}{2} + \frac{KT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}$$



Уровень Ферми при $T = 0$, лежит в середине запрещенной зоны, он линейно зависит от температуры.

Температурная зависимость уровня Ферми в собственном полупроводнике. С ростом температуры уровень Ферми приближается к той зоне, которая имеет меньшую плотность состояний и поэтому заполняется быстрее.

$$n_i = n = P = \sqrt{N_v N_c} e^{-\frac{\Delta E_0}{2KT}} \quad \text{или} \quad n_i = 4,82 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_{nd}^* m_{pd}^*}{m^2} \right)^{3/4} T^{3/2} e^{-\frac{\Delta E_0}{2KT}}$$



На рисунке график $\ln n_i$ от обратной температуры представляет прямую линию: $\ln n_i = Const - \frac{3}{2} \ln \frac{1}{T} - \frac{\Delta E_0}{2K} \cdot \frac{1}{T}$

Зависимостью $\ln 1/T$ по сравнению с линейным членом можно пренебречь. Угол наклона прямой определяется шириной запрещенной зоны:

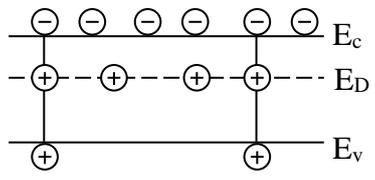
$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\Delta E_0}{2K} \quad \text{откуда} \quad \Delta E_0 = 2K |\operatorname{tg} \varphi| \quad \operatorname{tg} \sigma \text{ измеряется по графику } (\ln n_i, 1/T)$$

Оценим собственную концентрацию носителей заряда в германии и

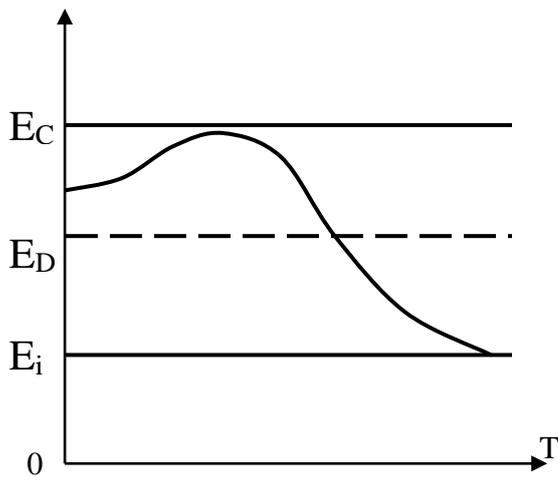
кремнии $\left(\frac{m_{nd}^* m_{pd}^*}{m^2} \right)^{3/2}$ равны 0,299 и 0,719, и при $T \approx 300^\circ\text{K}$,

$$n_i \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \quad \text{и} \quad n_i \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$$

Концентрация носителей заряда при $T \rightarrow 0$ обращается в нуль, и сопротивление собственного полупроводника должно расти до



бесконечности. Однако, в реальных полупроводниках всегда остается примесь, которая обеспечивает проводимость при любых температурах.



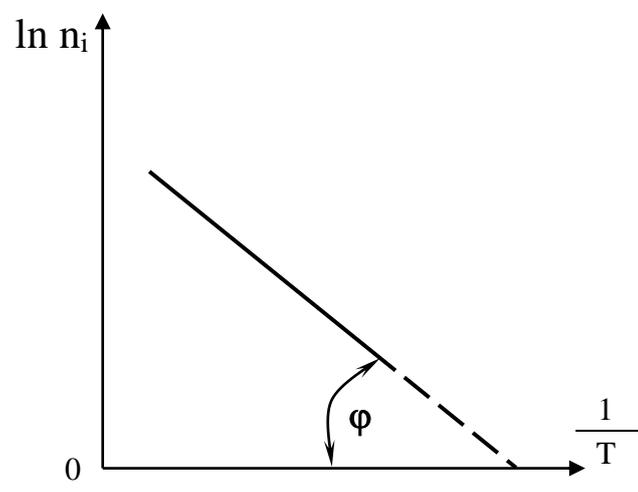
Тепловая генерация на рисунке носителей заряда в полупроводнике с донорной примесью.

Низкие температуры: электроны проводимости определяются концентрацией

примеси, которая возникает за счет ионизации донорной примеси.

$$F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{KT}{2} \ln \frac{N_d}{2N_c}$$

При повышении температуры уровень Ферми повышается, проходит при некоторой температуре через максимум, затем опускается. При $K_d=N_{2c}$ он снова находится в середине между E_c и E_D .



$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta E_D}{2K} \Rightarrow \Delta E_D = 2K |\operatorname{tg} \varphi|$$

$$n = \sqrt{\frac{N_C N_D}{2}} e^{-\frac{\Delta E_D}{2KT}}$$

При достаточно высокой температуре $N_C \gg N_D$, то $\ln \frac{N_D}{N_C} < 0$

$$F = E_c + KT \ln \frac{N_D}{N_C}$$

$$n = N_C e^{\frac{\ln N_D}{N_C}} = N_D$$

концентрация электронов не зависит от температуры и равна концентрации примеси. (Область истощения примеси). Носители заряда называют основными, если их концентрация больше концентрации собственных носителей заряда n_i при данной температуре, если же концентрация меньше n_i , то их называют неосновными носителями заряда. В области истощения примеси концентрация неосновных носителей заряда должна резко возрастать с температурой

$$P = \frac{n_i^2}{n} = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{N_C N_V}{N_D} e^{-\frac{\Delta E_0}{KT}}$$

Последнее справедливо до тех пор, пока концентрация дырок остается много меньше концентрации электронов.

$$P \ll n = N_D$$

Высокие температуры

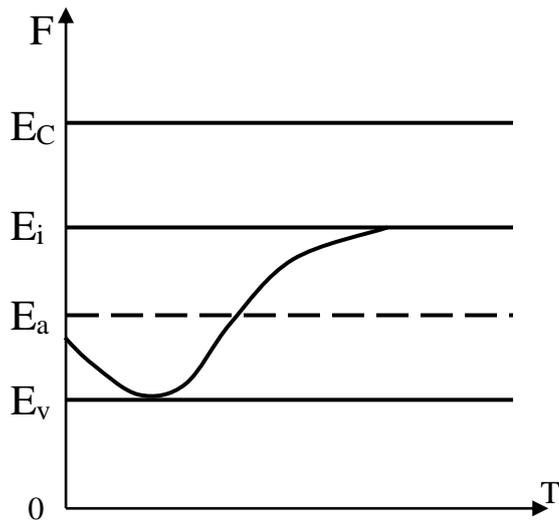
С ростом температуры число дырок возрастает и может стать сравнимой с концентрацией электронов $n = \frac{n_i^2}{n} + N_D$ вся примесь ионизирована и необходимо учитывать ионизацию вещества.

$$\text{Из уравнения } nP = n_i^2 = N_C N_V e^{-\frac{\Delta E_0}{KT}}$$

$$P = \frac{n_i^2}{n} = \frac{N_c N_v e^{-\frac{\Delta E_0}{KT}}}{n}$$

$P=N_D$ или $n=2N_D$ Температура перехода к собственной концентрации, тем выше, чем больше ΔE_0 и чем больше концентрация примесей.

Акцепторный полупроводник.



Температурная зависимость на рисунке уровня Ферми в полупроводнике с акцепторной примесью.

Оценим температуру, при которой наступает истощение примеси.

$$\frac{T}{300} = \frac{m}{m_d^*} 2,5 \left(\frac{N_D}{10^{18}} \right)^{2/3}$$

Когда вся примесь ионизирована:

$$E_F = E_c + KT \ln \frac{N_D}{N_a}$$

Когда вся примесь ионизирована и происходит ионизация основного вещества: $n=N_D+P$

Чем шире запрещенная зона и чем больше концентрация примеси, тем при большей температуре происходит переход к собственной проводимости.