

## Оглавление

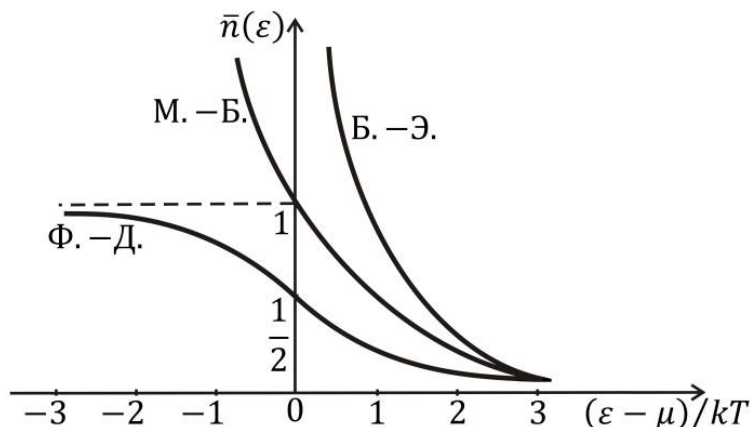
Квантовые статистические распределения .....	2
Статистика Бозе-Эйнштейна. Функция распределения Бозе-Эйнштейна. Свойства идеального газа бозе-частиц.....	3
Статистика Ферми-Дирака. Функция распределения Ферми-Дирака. Энергия Ферми.....	4
Вырожденный электронный газ. Температура вырождения.....	5
Работа выхода электрона из металла, ее физический смысл. ....	7
Электроны в периодическом поле кристалла. Образование энергетических зон. Валентная зона и зона проводимости.....	8
Зонная теория твердых тел. Структура зон в металлах, полупроводниках и диэлектриках. ....	9
Собственная проводимость полупроводников. Носители тока в собственных полупроводниках. Концентрация электронов и дырок в чистых полупроводниках. Температурная зависимость собственной проводимости полупроводников. Уровень Ферми в чистых полупроводниках. ....	10
Примесная проводимость полупроводников. ....	11
Концентрация основных и неосновных носителей в полупроводниках n-типа. Уровень Ферми примесного полупроводника n-типа. ....	11
Температурная зависимость логарифма проводимости примесного полупроводника n-типа. ....	12
Концентрация основных и неосновных носителей в полупроводнике p-типа. Уровень Ферми примесного полупроводника p-типа. ....	13
Фотопроводимость полупроводников. Процессы генерации и рекомбинации носителей заряда. Красная граница фотопроводимости полупроводников.....	14
Эффект Холла в полупроводниках, его практическое применение. ....	15
Контактные явления в полупроводниках. P-n переход, его вольтамперная характеристика и выпрямляющие свойства.....	16
Радиоактивность. Закон радиоактивного распада. Виды радиоактивных излучений. Активность. ....	18

## Квантовые статистические распределения

Мы рассматриваем 3 статистики, каждая из которых основывается на эргодической гипотезе. Эргодическая гипотеза говорит, что все доступные микросостояния частицы равновероятны за длительный период времени.

### Классическая статистика (статистика Больцмана):

$f(\varepsilon) = Ae^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$  (среднее число частиц с энергией  $\varepsilon$ ), в статистике Больцмана 2 частицы различимы.



В квантовых статистиках действует **принцип тождественности одинаковых частиц** – в системе одинаковых частиц реализуются только такие состояния, которые не меняются при перестановке частиц местами, иными словами: одна частица неотличима от другой такой же.

Возьмем волновую функцию  $\psi(q_1, \dots, q_i, \dots, q_j, \dots, q_N, t)$ , зависящую от координат частиц системы.

Если ввести оператор перестановки, переставляющий  $i$  и  $j$  частицы системы местами:

$$\hat{P}_{ij}\psi(q_1, \dots, q_i, \dots, q_j, \dots, q_N, t) = \psi(q_1, \dots, q_j, \dots, q_i, \dots, q_N, t)$$

То принцип тождественности можно представить в виде  $\hat{P}_{ij}\hat{H} = \hat{H}\hat{P}_{ij}$ . Из этого следует, что  $\hat{P}_{ij}\psi$  также является решением уравнения Шредингера:  $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{P}_{ij}\psi = \hat{H}\hat{P}_{ij}\psi$

Иначе можно сказать, что  $\psi$  и  $\hat{P}_{ij}\psi$  описывают одно и то же состояние, а, следовательно, могут отличаться лишь постоянным множителем:  $\hat{P}_{ij}\psi = \lambda\psi$ , подействовав еще раз оператором перестановки на левую и правую часть, получим:  $\hat{P}_{ij}^2\psi = \lambda\hat{P}_{ij}\psi$ , поскольку два раза подействовав оператором перестановки на одну и ту же функцию, мы получаем ее же саму, получим:  $\psi = \lambda^2\psi$ , отсюда  $\lambda = \pm 1$

Если  $\hat{P}_{ij}\psi = \psi$ , то состояние называется **симметричным**. Частицы, описываемыми такими волновыми функциями, называются Бозе-частицами, или **Бозонами** – они подчиняются **статистике Бозе-Эйнштейна**:  $f(\varepsilon_i) = 1 * \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_i - \mu}{kT}} - 1}$

Если  $\hat{P}_{ij}\psi = -\psi$ , то состояние называется **антисимметричным**. Частицы, описываемыми такими волновыми функциями, называются Ферми-частицами, или **Фермионы** – они подчиняются **статистике Ферми-Дирака**:  $f(\varepsilon_i) = 1 * \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_i - \mu}{kT}} + 1}$

**Бозоны** – частицы-коммунисты, два бозона могут занимать одно и то же состояние, **фермионы** – частицы-индивидуалисты, для них действует принцип Паули.  $f(\varepsilon_i)$  – среднее число частиц в состоянии с энергией  $\varepsilon_i$ ,  $\mu$  – химический потенциал, термодинамическая функция, применяемая при описании состояния систем с переменным числом частиц. Представляет собой энергию добавления одной частицы в систему без совершения работы

## Статистика Бозе-Эйнштейна. Функция распределения Бозе-Эйнштейна. Свойства идеального газа бозе-частиц

Если  $\hat{P}_{ij}\psi = \psi$ , то состояние называется **симметричным**. Частицы, описываемыми такими волновыми функциями, называются Бозе-частицами, или **Бозонами** – они подчиняются **статистике Бозе-Эйнштейна**:

$$f(\varepsilon_i) = 1 * \frac{1}{e^{\varepsilon_i - \mu / kT} - 1}$$

Химический потенциал для бозонов всегда отрицательный или равен нулю.

**Бозонами** являются: фотоны, пи-мезоны, фононы (квант колебательного движения в кристаллах), **электроны в куперовских парах**. Все Бозоны обладают нулевым, или целочисленным спином.

При  $f(\varepsilon_i) \ll 1$  (малом число заполнения уровня, или случай *разреженного газа бозонов*):

$$\frac{1}{e^{\varepsilon_i - \mu / kT} - 1} \ll 1 \rightarrow f(\varepsilon_i) = 1 * \frac{1}{e^{\varepsilon_i - \mu / kT} - 1} \approx e^{-\varepsilon_i + \mu / kT} = A e^{-\varepsilon_i / kT}$$

Статистика Б-Э переходит в классическое распределение Максвелла-Больцмана.

Газ, свойства которого в силу принципа тождественности отличаются от свойств классического идеального газа, называется вырожденным газом. Если речь идет о газе из бозонов, то такой газ называется *бозе-газом*.

Газ становится вырожденным при температуре меньше критической (температуры вырождения, которая зависит от плотности газа и пропорциональна:

$$T_0 \sim \frac{n^{\frac{2}{3}}}{mk}$$

Для бозе-газа температурой вырождения называется температура, при которой происходит образование Бозе-конденсата:

$$T_0 = \left( \frac{n}{\zeta\left(\frac{3}{2}\right)} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{h^2}{2\pi mk}, \quad \zeta\left(\frac{3}{2}\right) = 2,6124 \dots$$

Условием идеальности квантового газа является условие невзаимодействия между собой частиц, из которого он состоит.

Для вырожденного Бозе-газа давление **ниже** теоретического давления идеального газа при тех же условиях, вследствие конденсации Бозе — Эйнштейна. При вырождении газа бозонов из частиц с отличной от нуля массой (такими бозонами могут быть атомы и молекулы) некоторая доля частиц системы должна переходить в состояние с нулевым импульсом; это явление называется Бозе — Эйнштейновской конденсацией. Чем ближе температура к абсолютному нулю, тем больше частиц должно оказаться в этом состоянии. Однако, системы таких частиц при понижении температуры до очень низких значений переходят в твёрдое или жидкое (для гелия) состояния, к которым неприменимо приближение идеального газа.

Для газа из бозонов нулевой массы, к которым относятся фотоны, температура вырождения равна бесконечности; поэтому фотонный газ всегда вырожденный, и классическая статистика к нему не применима. Фотонный газ является единственным вырожденным идеальным бозе-газом стабильных частиц. Однако Бозе-Эйнштейновской конденсации в нём не происходит, так как не существует фотонов с нулевым импульсом (фотоны всегда движутся со скоростью света). *(В термодинамике равновесное тепловое излучение рассматривают как фотонный газ, заполняющий полость объёмом  $V$ , давлением  $P$  и температурой  $T$ , совпадающей с температурой окружающей среды).*

## Статистика Ферми-Дирака. Функция распределения Ферми-Дирака. Энергия Ферми.

Если  $\hat{P}_{ij}\psi = -\psi$ , то состояние называется **антисимметричным**. Частицы, описываемыми такими волновыми функциями, называются Ферми-частицами, или **Фермионы** – они подчиняются **статистике Ферми-Дирака**:  $f(\epsilon_i) = 1 * \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_i - \mu}{kT}} + 1}$

Аналогично, для невырожденного ферми-газа, с малыми числами заполнения, статистика Ферми-Дирака предельно переходит в классическую статистику.

**Фермионы** – частицы-индивидуалисты: электроны, протоны, нейтроны, нейтрино, и все элементарные частицы и античастицы с полуцелым спином.

Для фермионов хим. потенциал может быть только положительным. В случае Фермионов, хим. потенциал называют энергией Ферми, или уровнем Ферми. Энергия Ферми является медленно изменяющейся функцией температуры. Статистика Ферми-Дирака принимает вид:  $f(\epsilon_i) = 1 * \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_i - \epsilon_F}{kT}} + 1}$

Энергию Ферми при  $T=0$  можно вычислить как:

$$\epsilon_F(0) = (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m}$$

Можно ввести понятие температуры Ферми:

$$T_F = \frac{\varepsilon_F(0)}{k} = (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2mk}$$

При  $T=0$  распределение Ферми-Дирака имеет ступенчатый вид: все квантовые состояния с энергией меньше энергии Ферми оказываются занятыми, а с энергией больше энергии Ферми.

При увеличении температуры, резкий скачок в области энергии Ферми становится более плавным на величину порядка  $kT$ .

**Уровень Ферми** – энергетический уровень, соответствующий энергии Ферми.

**Физический смысл уровня Ферми:**

уровень Ферми – такой уровень, вероятность заполнения которого при любой температуре равно  $\frac{1}{2}$ .

Также физический смысл уровня Ферми: можно определить как максимальный заполненный энергетический уровень при нулевой температуре.

Можно ввести также следующие величины: импульс Ферми и скорость Ферми – максимальные импульс и скорость, которыми при нулевой температуре может обладать фермион.

$$P = \sqrt{2m\varepsilon_F} ; v = \sqrt{\frac{2\varepsilon_F}{m}}$$

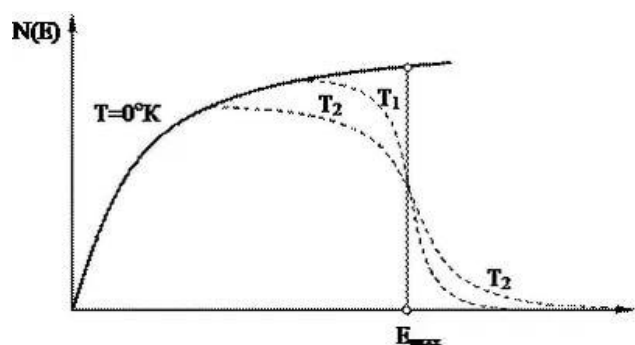
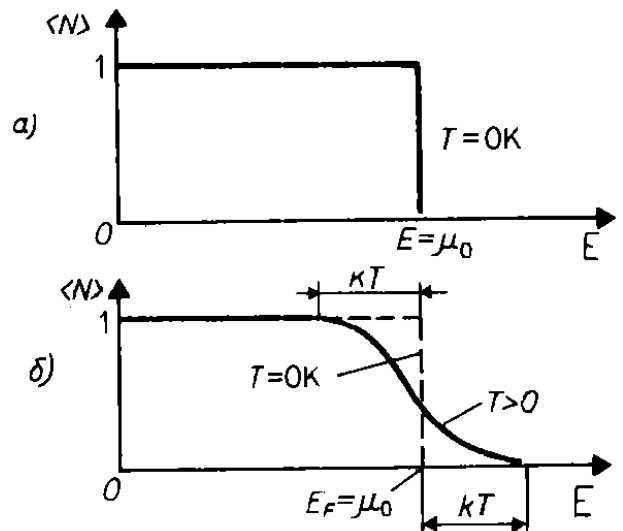
## Вырожденный электронный газ. Температура вырождения.

Мы рассматриваем электроны проводимости в металле как *электронный газ*, опираясь на следующую модель: электроны проводимости свободно движутся в потенциальной яме внутри металла, не взаимодействуя с ним. При  $T=0$  электроны расположены на самых низких доступных энергетических уровнях.

Энергетические состояния в металле квазинепрерывны, их плотность увеличивается с увеличением энергии.

Функция распределения электронов проводимости по энергиям имеет вид:

Площадь под графиком численно равна концентрации свободных электронов в металле.

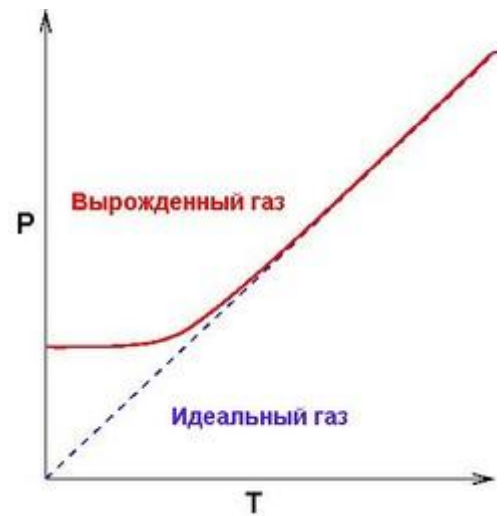


При ненулевой температуре граница размывается, «скривляясь» в кривую шириной порядка  $kT$  – все состояния на расстоянии дальше  $kT$  от энергии Ферми, остаются заполненными, а около энергии Ферми появляется полоса частично заполненных энергетических уровней.

**Ферми-газ** называется вырожденным, если его свойства отличаются от свойств классического газа при тех же условиях. Для Ферми газа это заключается в том, что его давление постоянно при температурах ниже критической – температуры вырождения. Иначе – температуры Ферми:

$$\varepsilon_F(0) = (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m}$$

$$T_F = \frac{\varepsilon_F(0)}{k} = (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2mk}$$



**Физический смысл температуры Ферми –**

температура, при котором среднее расстояние между фермионами становится порядка длины волны де Бройля частицы.

Для электронов в металле (энергия Ферми при нуле порядка 5эВ) температура вырождения порядка 60000К – электронный газ в металле всегда вырожден. Для полупроводников характер поведения электронного газа зависит от концентраций электронов и дырок – для многих чистых беспримесных полупроводников, электронный газ становится невырожденным уже при температуре больше 300К. Невырожденный электронный газ подчиняется статистике Максвелла-Больцмана. Обычные газы из атомов или молекул вырождаются лишь при температурах около абсолютного нуля.

## Работа выхода электрона из металла, ее физический смысл.

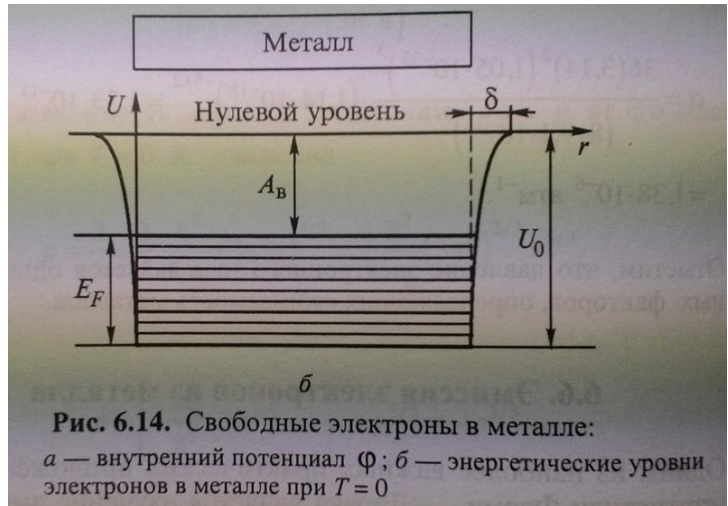
Если рассматривать металл как систему заряженных частиц: в металле имеются положительно заряженные ионы, расположенные в узлах кристаллической решетки, и газ свободных электронов. Ионы создают внутри металла электрическое поле, потенциал которого будем считать одинаковым повсюду внутри металла. Свободный электрон внутри металла, таким образом обладает потенциальной энергией  $U_0 = -e\varphi_0$

Также электроны внутри металла сами по себе обладают кинетической энергией, при  $T=0$  максимально возможная кинетическая энергия электрона в металле равна энергии Ферми, а при  $T \neq 0$ , вследствие теплового возбуждения

$$E_{max} > E_F$$

Однако, поскольку эта разница несущественно, считают

$$E_{max} = E_F$$



Чтобы вырвать электрон из металла, нужно затратить энергию, равную разности глубины потенциальной ямы и кинетической энергии электрона. Наименьшая работа, которая затрачивается для вырывания электрона, обладающего максимальной кинетической энергией, без потерь энергии на взаимодействие с кристаллической решеткой и другими электронами, называется работой выхода электрона из металла, и равна:

$$A_{\text{вых}} = e\varphi_0 - E_F$$

## Электроны в периодическом поле кристалла. Образование энергетических зон. Валентная зона и зона проводимости.

Различие проводящих свойств твердых тел обуславливается распределением электронов по уровням энергии. Электрон в кристалле движется в сложном электрическом поле, найти его волновую функцию невозможно.

Для описания движения электронов в поле кристаллов используют три основных модели (приближения):

- 1) Модель Кронегга-Пени – одномерное движение по простой траектории.
- 2) Приближение почти свободных электронов: электрон движется почти свободно в слабом электрическом поле сложных остовов, его кинетическая энергия много больше энергии взаимодействия с полем решетки.
- 3) Приближение сильной связи: энергия взаимодействия электронов со своим атомом значительно выше энергии взаимодействия электронов с чужими атомами, причем чужие атомы лишь расщепляют энергетический спектр.

Любая из этих моделей объясняет существование **зон**.

\*\*\*

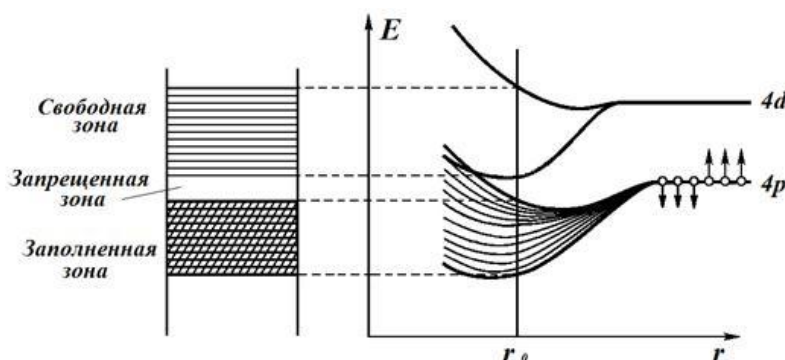
### Образование энергетических зон в приближении сильной связи.

$r_0$  – период кристаллической решетки.

При сближении  $N$  атомов энергия электронов уменьшается, так как уменьшается энергия атомов вследствие их взаимного притяжения. Кроме того, энергетические уровни будут расщепляться на  $N$  подуровней, и

тем сильнее, чем ближе находятся атомы. Энергия имеет минимум при расстоянии между атомами, примерно равном периоду решетки, и далее начинает возрастать, потому что возрастают силы отталкивания между атомами. Каждый энергетический уровень системы  $N$  атомов содержит  $2N$  электронов.

При перекрытии зон получится одна зона, с числом электронных состояний равным сумме этих состояний в перекрывшихся зонах.





## Валентная зона и зона проводимости:

Характер заполнения энергетических зон электронами определяет механизм проводимости веществ, который и объясняет их деление на проводники, полупроводники и диэлектрики. Сначала заполняются зоны с меньшей энергией.

Последняя из полностью заполненных зон называется **валентной зоной**, следующая за ней – **зона проводимости**, которая может быть как незаполненной, так и заполненной частично.

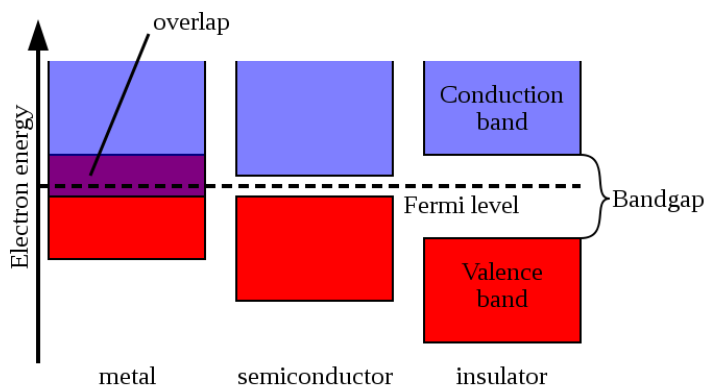
## Зонная теория твердых тел. Структура зон в металлах, полупроводниках и диэлектриках.

В основе зонной теории лежат следующие главные приближения:

- Твёрдое тело представляет собой идеально периодический кристалл.
- Равновесные положения узлов кристаллической решётки фиксированы.
- Многоэлектронная задача сводится к одноэлектронной: воздействие на данный электрон всех остальных описывается некоторым усредненным периодическим полем.

**По взаимному расположению зон вещества делят на три большие группы:**

**Проводники** — зона проводимости и валентная зона перекрываются, образуя одну зону, называемую зоной проводимости. В металлах зоной проводимости называется наивысшая разрешённая зона, в которой находятся электроны при температуре 0 К. Электрон может свободно перемещаться между ними, получив любую допустимо малую энергию. Таким образом, при приложении к телу разности потенциалов, электроны свободно движутся из точки с меньшим потенциалом в точку с большим, образуя электрический ток. К проводникам относят все металлы;



**Полупроводники** — зоны не перекрываются, и расстояние между ними (ширина запрещённой зоны) составляет менее 3,5 эВ. При абсолютном нуле температуры в зоне проводимости нет электронов, а валентная зона полностью заполнена электронами, которые не могут изменить своё квантомеханическое состояние, то есть не могут упорядоченно двигаться при приложении электрического поля. При повышении температуры за счет теплового движения часть электронов, нарастающая при повышении температуры, «забрасывается» из валентной зоны в зону проводимости и собственный

полупроводник становится электропроводным, причём его проводимость нарастает при увеличении температуры, так как растёт концентрация носителей заряда — электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. У полупроводников ширина запрещённой зоны относительно невелика, поэтому для перевода электронов из валентной зоны в зону проводимости требуется энергия меньшая, чем для диэлектрика, именно поэтому чистые (собственные, нелегированные) полупроводники обладают заметной проводимостью при ненулевой температуре;

**Диэлектрики** — зоны как и у полупроводников не перекрываются, и расстояние между ними составляет, условно, более 3,5 эВ. Таким образом, для того, чтобы перевести электрон из валентной зоны в зону проводимости требуется значительная энергия (температура), поэтому диэлектрики ток при невысоких температурах практически не проводят.

### Собственная проводимость полупроводников. Носители тока в собственных полупроводниках. Концентрация электронов и дырок в чистых полупроводниках. Температурная зависимость собственной проводимости полупроводников. Уровень Ферми в чистых полупроводниках.

**Собственная проводимость полупроводников:** при высоких температурах электрон из валентной зоны может перескочить в зону проводимости — образуется пара носителей заряда: электрон и дырка. Концентрация электронов соответственно будет равна концентрации дырок.

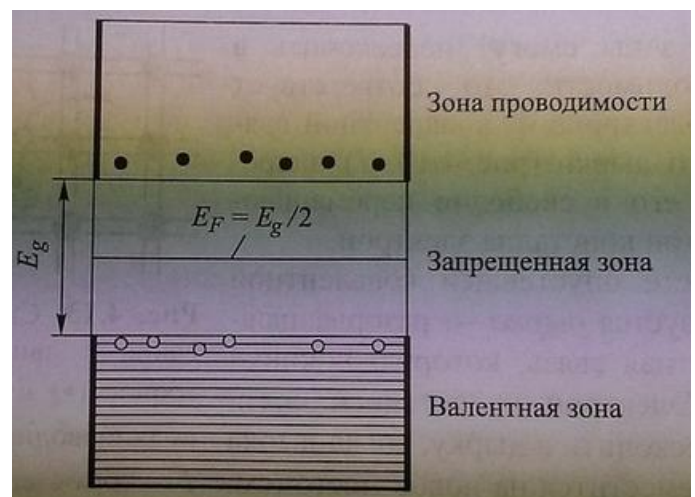
**Электрон проводимости** — свободно перемещающийся внутри кристалла электрон, **дырка** — квази-частица, вакантное место на месте опустевшей ковалентной связи.

По закону Ома:

$$\bar{j} = -en\bar{v}_n + ep\bar{v}_p = \sigma \bar{E}$$

Отсюда:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$$



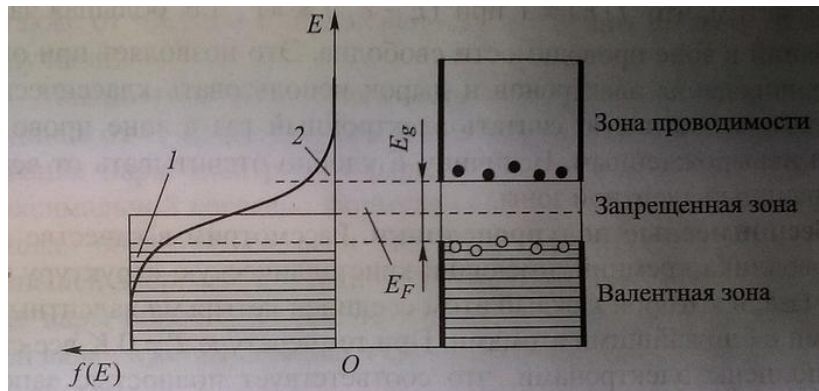
В случае собственного полупроводника:  $\sigma = en(\mu_n + \mu_p)$

Концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике является функцией от температуры:

$$n = n_0 \exp \left[ -\frac{E_g}{2kT} \right] = 2 \left( \frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_n m_p)^{\frac{3}{4}} \exp \left[ -\frac{E_g}{2kT} \right]$$

$E_g$  – ширина запрещенной зоны.

Энергия Ферми в собственных полупроводниках находится приблизительно посередине запрещенной зоны, поскольку дырок в валентной зоне находится столько же, сколько электронов в зоне проводимости. На самом деле, из-за разницы в эффективной массе электрона и дырки, она несколько смещена от центра, но это смещение незначительно.



### Примесная проводимость полупроводников.

Некоторые примеси даже в малых концентрациях очень сильно изменяют проводимость полупроводника. Такие примеси приводят либо к появлению:

- Избыточного количества свободных электронов – примеси, которые **отдают электроны – донорные примеси**. Полупроводники с повышенной концентрацией свободных электронов, называются полупроводниками **n-типа**.
- Избыточного количества дырок – **примеси, забирающие свободные электроны – акцепторные примеси**. Полупроводники с повышенной концентрацией дырок называются полупроводниками **p-типа**.

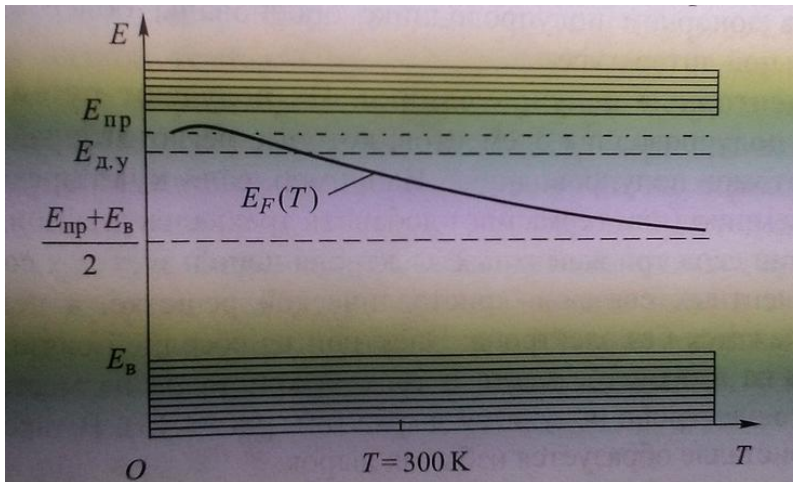
### Концентрация основных и неосновных носителей в полупроводниках n-типа. Уровень Ферми примесного полупроводника n-типа.

**Донорные полупроводники** получают, путем добавления в полупроводник элементов, от которых легко отрывается электрон. К примеру, добавляя к 4 валентному кремнию 5-валентный мышьяк, мышьяк использует свои четыре валентных электрона для создания валентных связей с кристаллической решеткой кремния, а один электрон останется «лишним».

Энергия ионизации «лишнего» электрона крайне мала, и составляет порядка 0,01эВ. Он легко отрывается от своего атома и становится свободным электроном. Как и в случае беспримесного проводника, происходят процессы генерации пар электрон-дырка, но их вклад в общую проводимость значительно меньше при комнатной температуре.

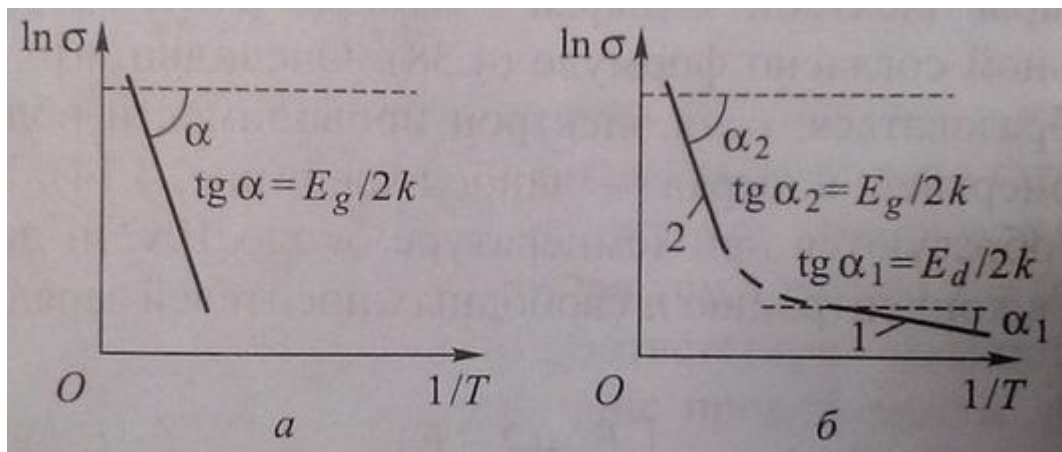
Согласно зонной теории, это приведет к появлению дополнительных донорных уровней вблизи нижней границы зоны проводимости. Электрону для перехода в зону проводимости нужно значительно меньше энергии (энергия активации донорной примеси  $E_{дон}$ ), чем для перехода из валентной зоны (эта энергия соответствует ширине запрещенной зоны).

С ростом температуры энергия Ферми, которая при низкой температуре находится посередине между донорным уровнем и зоной проводимости, из-за «истощения» донорных уровней, а также из-за активной генерации пар электрон-дырка возвращается в середину запрещенной зоны.



### Температурная зависимость логарифма проводимости примесного полупроводника n-типа.

На графиках показано сравнение логарифма проводимости беспримесного проводника и донорного проводника. Из графика видно, что донорный проводник приобретает проводимость при значительно более низкой температуре.



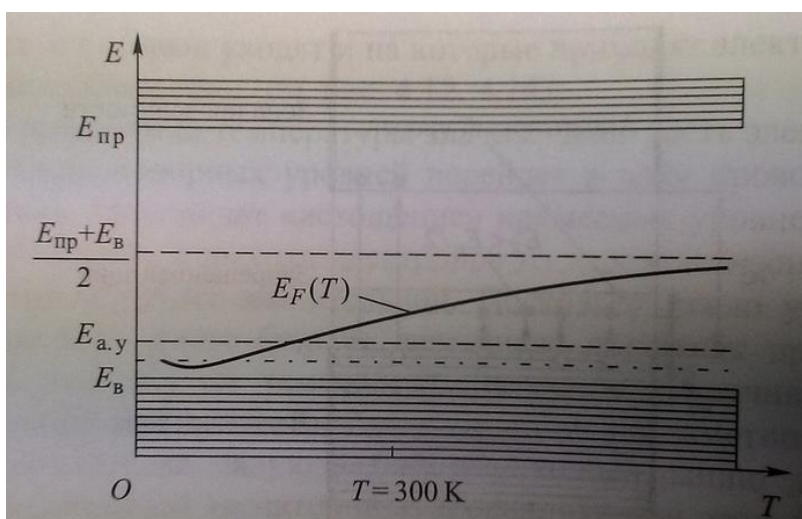
Построение такого графика используют для экспериментального определения ширины запрещенной зоны.

## Концентрация основных и неосновных носителей в полупроводнике р-типа. Уровень Ферми примесного полупроводника р-типа.

Акцепторные полупроводники получают путем добавления в полупроводник элементов, которые легко отбирают электрон у атомов полупроводника. Например, добавление к четырехвалентному кремнию, трехвалентного индия. Одна валентная связь из четырех остается незаполненной, и электрон из соседней связи легко переходит на это вакантное место, образуя одну дырку на каждый атом индия в кристаллической решетке.

Аналогично с донорными полупроводниками, возможно образование пар электрон-дырка, но при комнатной температуре проводимость за счет этого эффекта крайне мала в сравнении с акцепторной проводимостью.

В акцепторном проводнике, как и в донорном образуются дополнительные зоны, но не сверху запрещенной зоны, а снизу, над верхней границей валентной зоны. При низкой температуре, энергия Ферми, соответственно, оказывается посередине между акцепторными уровнями, а при повышении температуры, за счет насыщения акцепторных примесей, и активной генерации пар электрон-дырка, энергия Ферми смещается в центр запрещенной зоны, соответственно, акцепторный проводник при высокой температуре ведет себя как обычный беспримесный.





## Фотопроводимость полупроводников. Процессы генерации и рекомбинации носителей заряда. Красная граница фотопроводимости полупроводников.

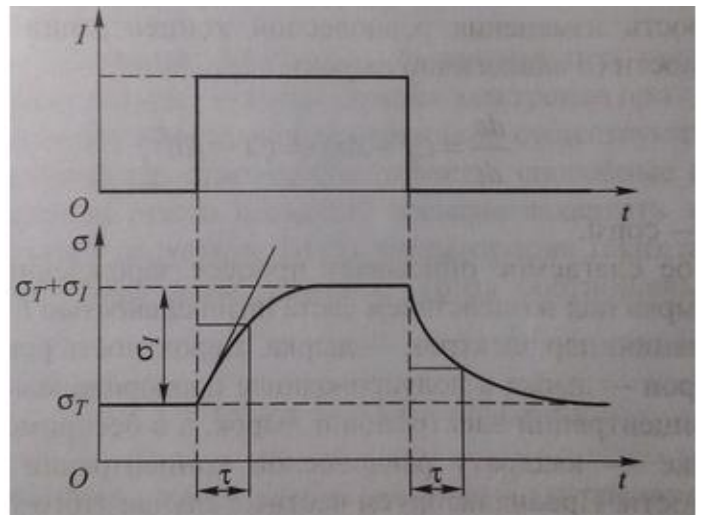
Фотопроводимостью называется явление увеличения проводимости полупроводника под влиянием падающего электромагнитного излучения.

Фотопроводимость полупроводников основана на явлении внутреннего фотоэффекта: электроны выбиваются фотонами внешнего электромагнитного излучения (с энергией больше ширины запрещенной зоны) из валентной зоны, в результате чего происходит генерация пар электрон-дырка.

Как и в случае внешнего фотоэффекта, существует красная граница фотопроводимости – наименьшая частота падающего света, при которой присутствует фотоэффект. Из этой частоты можно легко определить ширину запрещенной зоны как  $E = \hbar\omega_k$

Обратным процессом к генерации пар является рекомбинация пар. С этим связано важное понятие – время жизни пары.

При освещении полупроводника, постепенно скорость генерации пар, первоначально превышающая скорость рекомбинации, сравнивается с ней, и устанавливается равновесная концентрация носителей, соответственно, и равновесная проводимость. После выключения света, проводимость постепенно уменьшится до первоначального вида. Время, за которое добавочная проводимость за счет фотоэффекта уменьшится в  $e$  раз, называется средним временем жизни пары.

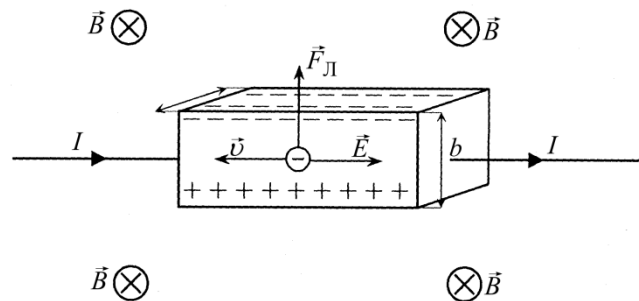


Функция изменения концентрации во времени имеет вид:  $n = n_0 \exp(-t/\tau)$

## Эффект Холла в полупроводниках, его практическое применение.

**Эффект Холла** заключается в возникновении поперечного электрического поля в полупроводнике с током, помещенном во внешнее магнитное поле.

Этот эффект возникает вследствие перераспределения заряда по проводнику из-за действующий на носитель тока силы Лоренца. В результате перераспределения заряда возникает поперечное электрическое поле.



Напряженность этого поля можно найти из условия равновесия:  $e\bar{E}_H = \bar{F}_L$

Общая формула для Холловской напряженности:  $\bar{E}_H = R_H[\bar{B}, \bar{j}]$ ,  $R$  – постоянная Холла.

- Проводник р-типа:  $\bar{F}_L = e[\bar{v}, \bar{B}] = e\left[\frac{\bar{j}}{ep}, \bar{B}\right]$

$$\text{Отсюда: } \bar{E}_H = \frac{1}{ep}[\bar{B}, \bar{j}] = R_H[\bar{B}, \bar{j}]$$

$$\text{Соответственно для полупроводников р-типа } R_H = \frac{1}{ep}$$

Аналогично можно вывести:

- для полупроводников n-типа  $R_H = -\frac{1}{ep}$
- для смешанных полупроводников:

$$R_H = \frac{-n\mu_n^2 + p\mu_p^2}{e(n\mu_n + p\mu_p)^2}$$

$$\text{ЭДС Холла: из } \bar{E}_H = R_H[\bar{B}, \bar{j}] \Rightarrow E_H = R_H B \frac{I}{ha}$$

$h$ ,  $a$  – высота и ширина поперечного сечения проводника,

$$\text{ЭДС холла легко найти как: } U_H = hE_H = R_H B \frac{I}{a}$$

Такая простая зависимость сделала Холловские датчики лучшими приборами для измерения напряженности магнитного поля. Также их используют в тахометрах, и во многих других приборах.

## Контактные явления в полупроводниках. Р-n переход, его вольтамперная характеристика и выпрямляющие свойства.

В месте контакта (имеется ввиду контакт на атомном уровне – сварка, спайка) двух полупроводников происходят контактные явления, важные для физики и техники.

При контакте 2 полупроводников (разного типа – р и n) в узкой области вблизи контакта (шириной порядка 0,1 микрон) происходит явление перераспределения носителей заряда: электроны стекаются в область р-типа, а дырки – в область n-типа.

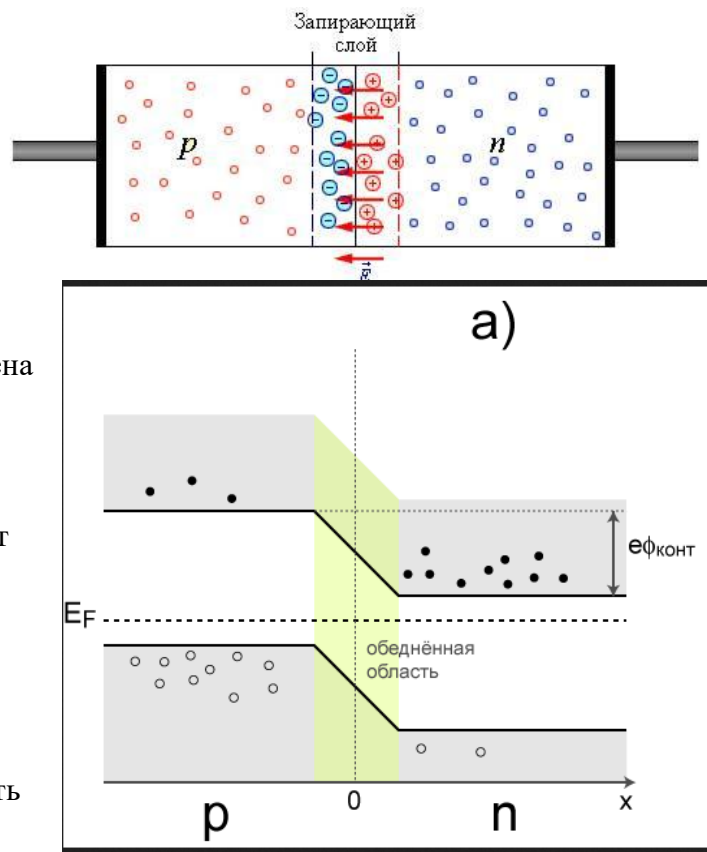
- Энергии Ферми обоих полупроводников сравниваются.
- В области р-n перехода образуется контактная разность потенциалов, равная:

$$e\varphi_k = \varepsilon_n - \varepsilon_p$$

- Возникает электрическое поле, напряженность которого направлена от n к р области: оно отталкивает дырки р-области и электроны n-области вглубь своих областей.
- В разных направлениях возникают два разных по направлению тока:

**Ток основных носителей** – направлен от р к n, основные носители заряда, преодолевая потенциальный порог, перескакивают в соседнюю область – *этот ток зависит от контактной разности потенциалов.*

**Ток неосновных носителей** – направлен от n к р, неосновные носители заряда из области легко скатываются вниз по потенциальному барьеру – этот ток ограничен малой их концентрацией и не зависит от контактной разности потенциалов.



В состоянии равновесия (в отсутствии внешнего поля) эти токи компенсируют друг друга.



Одностороннее свойство р-п перехода: прикладывая разность потенциалов, мы получаем в области контакта внешнее электрическое поле. Ток основных носителей зависит от разности потенциалов как:

$$I_{\text{осн}} = I_0 \exp \left[ -\frac{e(\varphi_k - U)}{kT} \right]$$

Положительная разность потенциалов: внешнее поле против контактного.

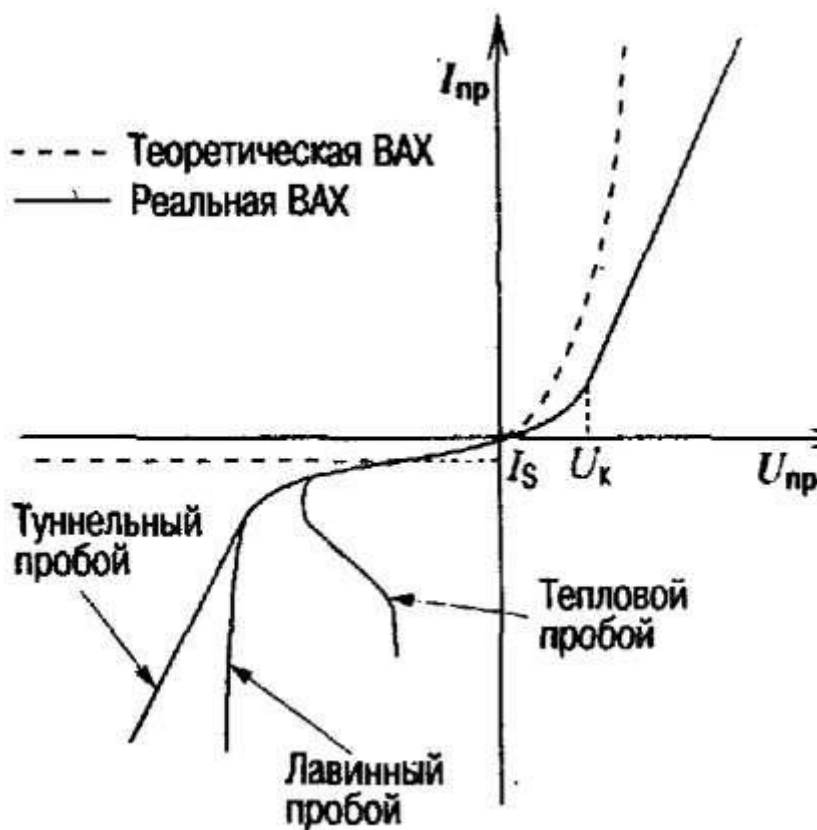
Ток неосновных носителей считаем практически постоянной величиной.

$$I_{\text{неосн}} = I_{\text{осн}}(0) = I_0 \exp \left[ -\frac{e\varphi_k}{kT} \right]$$

Суммируя, получим результирующий ток:

$$I = I_{\text{осн}} - I_{\text{неосн}} = I_{\text{неосн}} \exp \left[ \frac{eU}{kT} - 1 \right]$$

Отсюда видно одностороннее свойство: ток через переход **протекает** при положительной разности потенциалов, и **не идет** при отрицательной.



## Радиоактивность. Закон радиоактивного распада. Виды радиоактивных излучений. Активность.

Радиоактивностью называется самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотопы другого элемента, с испусканием частиц.

**Основной закон радиоактивного распада:**  $N(t) = N_0 \exp[-\lambda t] = N_0 \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right]$

*Постоянная распада  $\lambda = -dN/Ndt$ , вероятность распада ядра за единицу времени*

*Период полураспада:  $\tau = \ln 2 / \lambda$ , время за которое распадется половина ядер*

*Среднее время жизни ядра:  $\tau_{\text{жизни}} = 1/\lambda$*

**Виды радиоактивных излучений:**

- **Альфа-излучение:** испускание ядра атома гелия  ${}^4_2\text{He}$   
$${}_Z^AX \xrightarrow{\alpha} {}_{Z-2}^{A-4}X + {}^4_2\text{He} + \gamma$$

- **Бета-распад:**

\* **Электронный**  ${}_Z^AX \xrightarrow{B-} {}_{Z+1}^AX + {}^0_{-1}e + {}^0_0\bar{\nu}$   
 ${}^0_0\bar{\nu}$  – анти-нейтрино

\* **Электронный**  ${}_Z^AX \xrightarrow{B-} {}_{Z-1}^AX + {}^0_1e + {}^0_0\nu$   
 ${}^0_0\nu$  – нейтрино

Нейтрино вылетают вследствие законов сохранения лептонного числа (позитрон – антилептон, нейтрино – лептон) и сохранения спина.

- **К-захват электрона:**  ${}^0_{-1}e + {}_Z^AX \xrightarrow{k} {}_{Z-1}^AX + {}^0_0\nu$
- **Гамма-распад** – испускание жесткого коротковолнового ЭМИ.

**Активность радиоактивного источника** – количество распадов за единицу времени. В Международной системе единиц (СИ) единицей активности является **беккерель** (Бк, Вq).

В образце с активностью 1 Бк происходит в среднем 1 распад в секунду:  $1\text{Бк} = 1\text{с}^{-1}$

**Внесистемными единицами активности являются:**

- кюри (Ки, Ci);  $1\text{Ки} = 3,7 \cdot 10^{10}\text{Бк}$ .
- резерфорд (Рд, Rd);  $1\text{Рд} = 10^6\text{Бк}$  (используется редко).