

Физика р-п перехода

Рекомендуемая литература

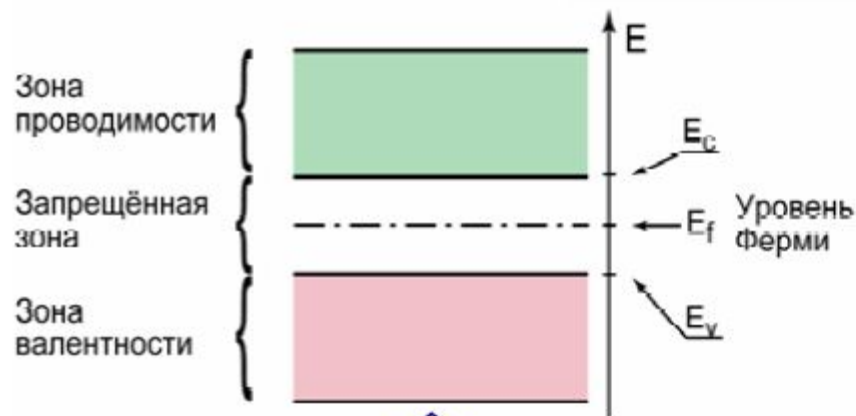
- *П. Ю, М. Кардона.* Введение в физику полупроводников. М.: Физматлит, 2002.
- *В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990.
- *Г.И. Епифанов, Ю.А. Мома.* Твердотельная электроника. М.: Высшая школа, 1986.
- *Дж. Блекмор.* Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964.
- *Х. Тицше, К. Шенк.* Полупроводниковая схемотехника.
- *Р. Смит.* Полупроводники. М.: Мир, 1982.
- *К. Зеегер.* Физика полупроводников. М.: Мир, 1977.
- *П. Хоровиц, У. Хилл.* Искусство схемотехники. М.: Мир. 1993.
- *А.В. Хохлов.* Полупроводниковые усилители и автогенераторы. Саратов. Изд-во Сарат. ун-та. 1997.
- *В.А. Прянишников.* Электроника. Курс лекций. С.–Пб.:Корона принт.1998.

СТРУКТУРА ЛЕКЦИИ

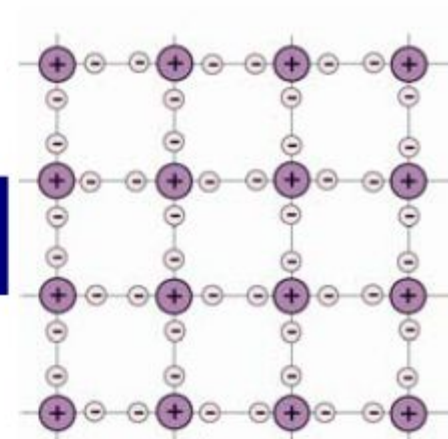
- Зонные диаграммы
- Структура p-n перехода
- p-n переход под воздействием внешнего поля
- ВАХ идеального p-n перехода
- Емкость p-n перехода
- Влияние температуры на ВАХ диода
- Пробой p-n перехода
- Рабочий режим диода
- Переходные процессы в p-n переходе

Зонные диаграммы

i Собственный полупроводник

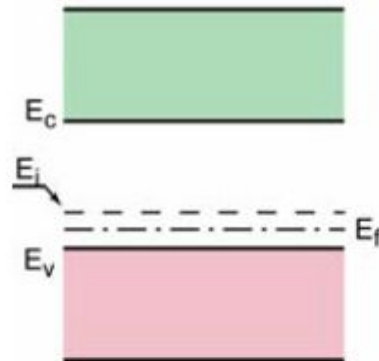
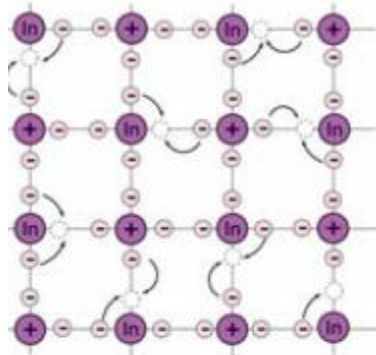


E_c , E_v , E_f – энергия уровней проводимости, валентности и уровня Ферми, соответственно



\oplus - ионы 4-х валентного атома, например, кремния Si;
 \ominus - электроны

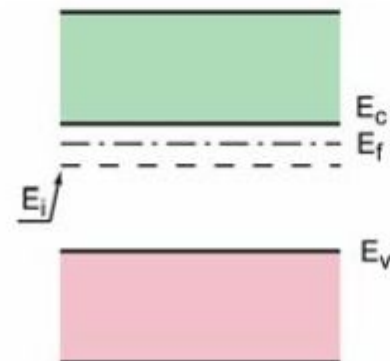
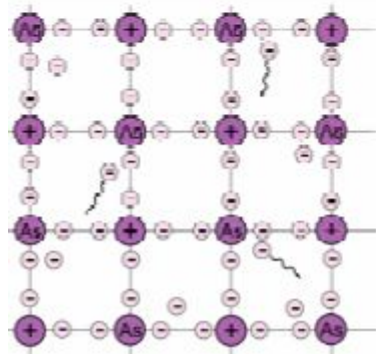
Зонные диаграммы примесных п/п



p Акцепторный полупроводник

Часть 4-х валентных атомов заменяются 3-х валентными; основные носители заряда – положительно заряженные «дырки»

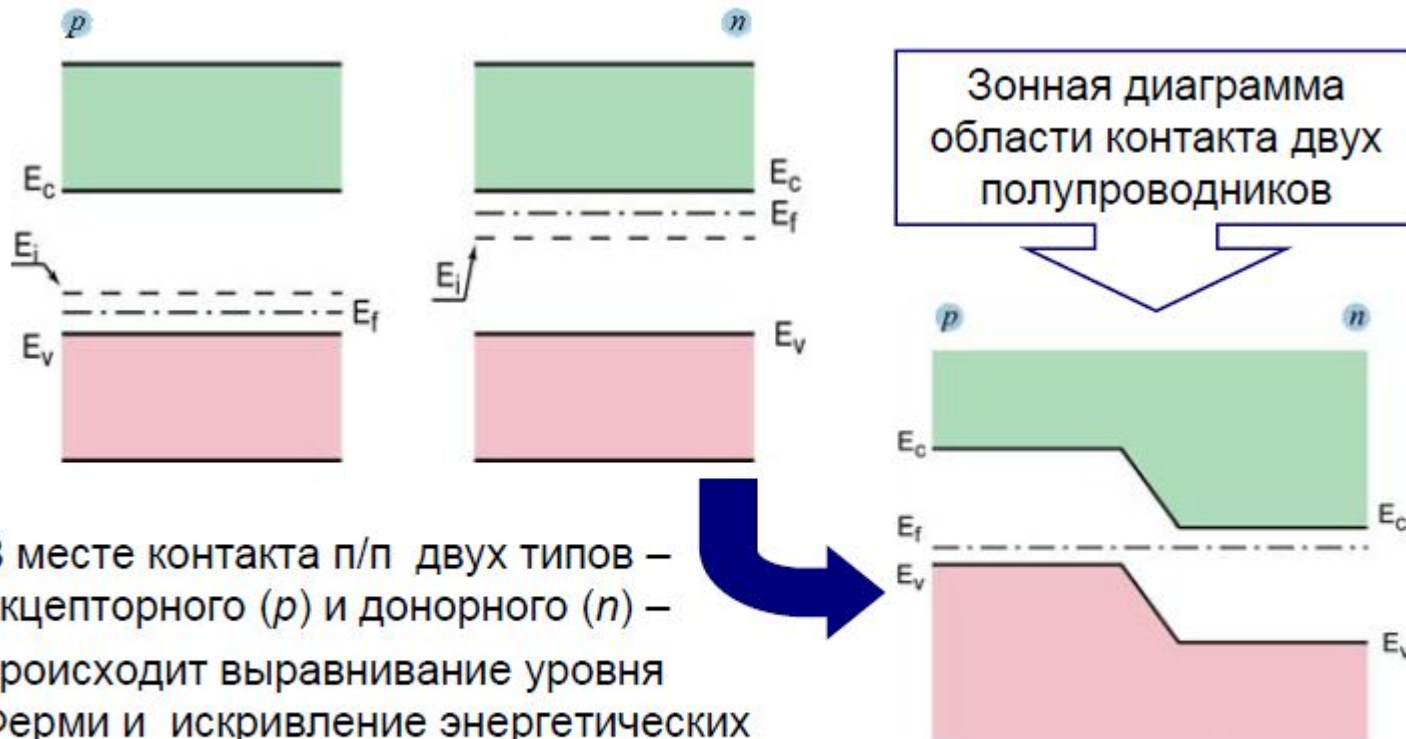
E_i – энергия уровня примесных носителей заряда



n Донорный полупроводник

Часть 4-х валентных атомов заменяются 5-ти валентными (As); основные носители заряда – свободные электроны

Контакт двух полупроводников, р-п переход



В месте контакта п/п двух типов – акцепторного (p) и донорного (n) – происходит выравнивание уровня Ферми и искривление энергетических уровней - образуется т.н. р-п переход

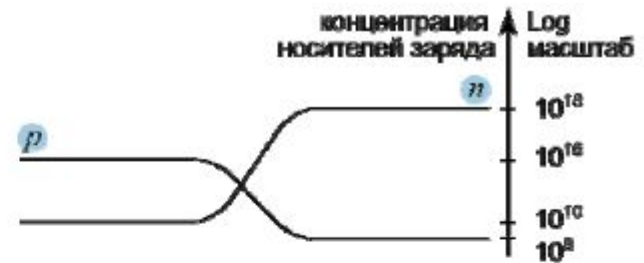
Структура р-n перехода

При контакте, разность концентрации носителей заряда в *p* и *n* областях приводит к диффузионному движению носителей

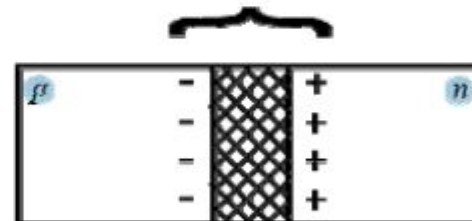
$$j_n dx = qD_n \frac{dn}{dx} \quad - \text{плотности диффузионных потоков}$$
$$j_p dx = qD_p \frac{dp}{dx}$$

$$D_{p,n} = \left(\frac{kT}{q} \right) \mu_{p,n} \quad - \text{коэффициент диффузии}$$

В результате образуется двойной электрический слой, с обеднённой областью посередине – р-n переход



Область локализации р-n перехода



Структура р-n перехода

$l = v_T t$ - длина и время свободного пробега заряда
при **отсутствии** внешнего эл/поля

$\overline{v_T} = \sqrt{3kT/m}$ - средняя скорость теплового хаотического
движения носителей при **отсутствии**
внешнего эл/поля

Наличие эл/поля р-n перехода приводит к дрейфу носителей
в направлении противоположном направлению диффузии со
скоростью

$$v_{dr} = t_n q \varepsilon / m = \mu \varepsilon$$

Здесь ε - напряжённость эл/поля, μ - подвижность
носителей, t_n – время свободного пробега носителей заряда

Структура p-n перехода

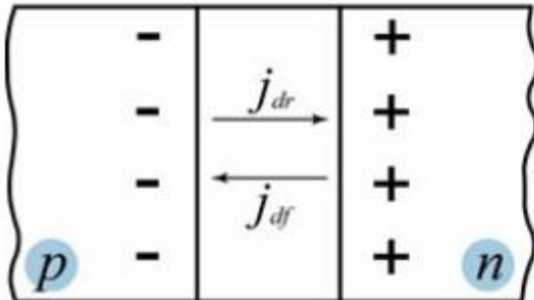
При наличии эл/поля p-n перехода, плотности дрейфовых потоков определяются как

$$\dot{j}_{n\ dr} = qnv_n = qn\mu_n\varepsilon \quad \text{и} \quad \dot{j}_{p\ dr} = qp\mu_p\varepsilon$$

Суммарная плотность тока

$$\dot{j}_{dr} = q(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon$$

$j = \sigma\varepsilon$ - дифференциальный закон Ома



В области p-n перехода устанавливается динамическое равновесие дрейфовых и диффузионных потоков носителей обоих знаков

Структура p-n перехода

Дифференциальное уравнение непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n + G_n$$

убыль концентрации из-за рекомбинации

изменение концентрации в элементарном объёме за счёт потока

скорость генерации носителей в единице объёма (см⁻³/с), вызываемой внешними факторами (ударной ионизацией)

Полная плотность тока $j = qn\mu_n\varepsilon + qD_n \frac{dn}{dx}$, тогда

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \varepsilon \frac{dn}{dx} + n\mu_n \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + G_n$$

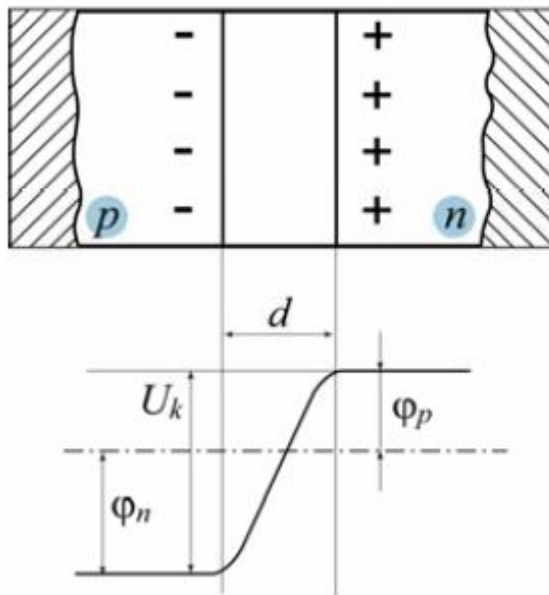
Уравнение диффузии с учётом рекомбинации при отсутствии эл/поля

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_0}{\tau_n} = 0$$

То же для «дырок»!

P-n переход под действием внешнего эл/поля

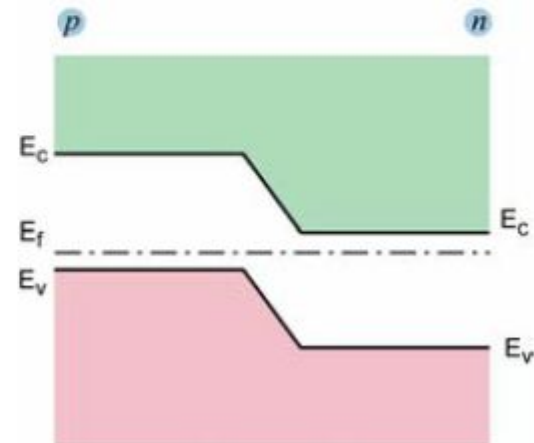
Без внешнего эл/поля



$$U_k = \varphi_n - \varphi_p$$

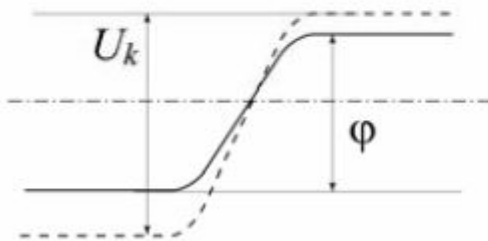
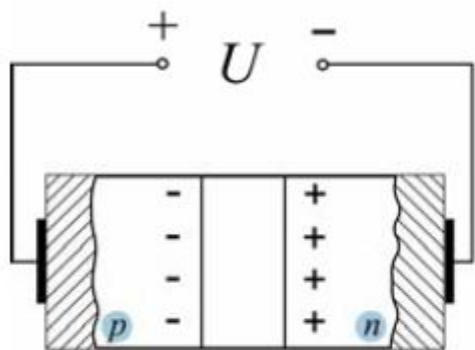
U_k – контактная разность потенциалов;

d – ширина p-n перехода



P-n переход под действием внешнего эл/поля

Прямое включение



Высота потенциального барьера

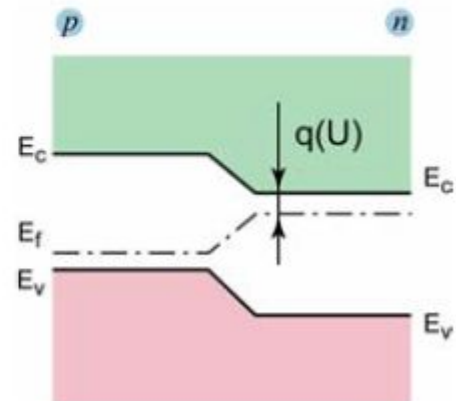
$$\varphi = U_k - U$$

Концентрация избыточных носителей

$$\Delta n_p = n_{p0} [\exp(U/\varphi_T) - 1]$$

$$\Delta p_n = p_{n0} [\exp(U/\varphi_T) - 1]$$

$$\varphi_T = \frac{q}{kT}$$



ВАХ идеального р-п перехода

Основные допущения:

1. в обеднённом слое нет генерации, рекомбинации и рассеяния носителей; носители проходят через слой мгновенно, т.е. токи одного знака на обеих границах одинаковы;
2. вне обеднённого слоя нет эл/поля; здесь носители движутся только за счёт диффузии, сопротивление обеднённого слоя много больше сопротивления остальных областей п/п-ка;
3. границы р-п перехода плоские, краевые эффекты не учитываются.

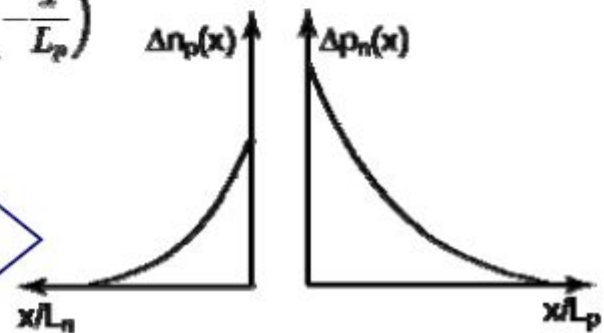
Решение уравнения диффузии

$$\Delta n_p(x) = \Delta n_p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \quad \text{и} \quad \Delta p_n(x) = \Delta p_n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$$

Здесь $L = \sqrt{D_n \tau_n}$ - диффузионная длина

Распределение избыточных концентраций

$$\Delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0}$$



ВАХ идеального р-п перехода

Ток через р-п переход состоит из двух компонент

$$I_n = qSD_n\Delta n_p(0)/L_n \quad \text{и} \quad I_p = qSD_p\Delta p_n(0)/L_p$$

$$I = I_n + I_p = I_0[\exp(U/\varphi_T) - 1]$$

Здесь S – площадь перехода, I_0 – тепловой ток

$$I_0 = (qSL_n n_{p0}/\tau_n) + (qSL_p p_{n0}/\tau_p)$$

Перепишем

$$I_0 = qSn_i^2 \left[\frac{D_p}{L_p N_s} \right] = qSn_i^2 \left[\frac{L}{\tau N_s} \right]$$

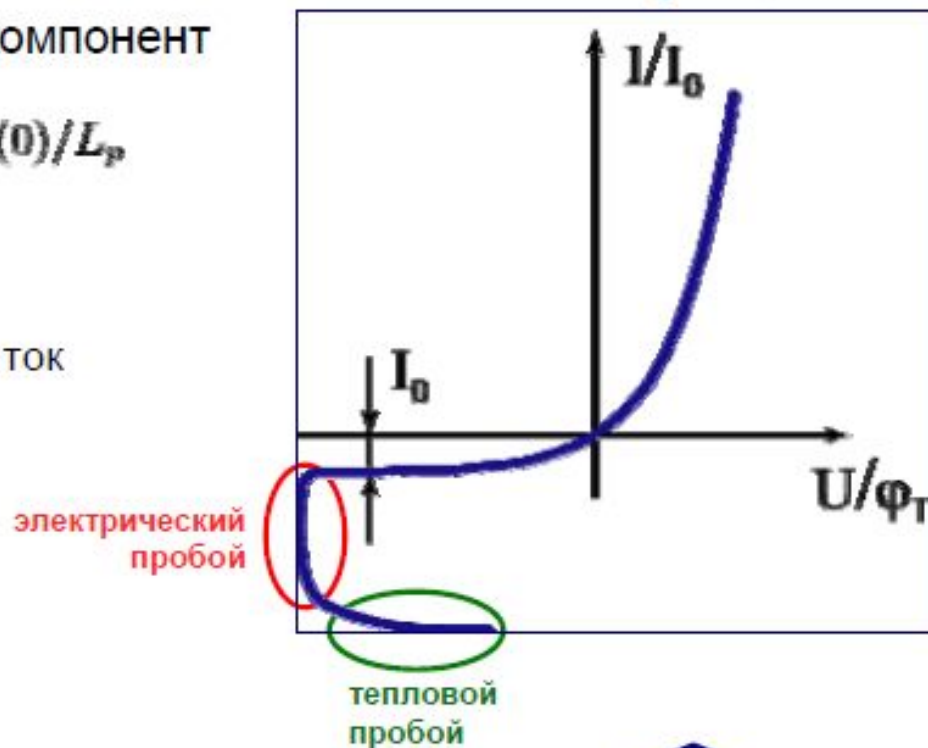
Здесь $p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_s}$

Формула Шокли

$$I = I_n + I_p = I_0[\exp(U/\varphi_T) - 1]$$

$$I_0 = qS \left[\frac{L_n n_{p0}}{\tau_n} + \frac{L_p p_{n0}}{\tau_p} \right] = qS \left[\sqrt{\frac{D}{\tau}} p_{n0} \right]$$

– ВАХ р-п перехода



ВАХ реального р-п перехода

При рассмотрении ВАХ реального р-п перехода необходимо учитывать ряд факторов, не учтённых в формуле Шокли

1. Ток рекомбинации
$$I_r = \frac{qS n_i L_{cb}(U) \varphi_T}{(\varphi_0 - U) \tau} \exp\left(\frac{U}{2\varphi_T}\right)$$

Последнее справедливо при $\varphi_0 > U > (2 \div 3)\varphi_T$

Ток инжекции
$$I \sim \exp\left(\frac{U}{\varphi_T}\right) \text{ или } I \sim n_i^2 \sim \exp\left(\frac{-\Delta E_{33}}{kT}\right)$$

Ток рекомбинации
$$I_p \sim n_i \sim \exp\left[\frac{-\Delta E_{33}}{2kT}\right], \text{ следовательно } I_p \gg I_{\text{инж}}$$

2. Влияние сопротивления базы (r_b)

$$I = I_0 \exp\left[\left(\frac{U - I r_b}{\varphi_T}\right) - 1\right]$$

$$U = \varphi_T \ln\left[\frac{I}{I_0} + 1\right] + I r_b$$

r_b – составляет величину порядка десятков и сотен Ом

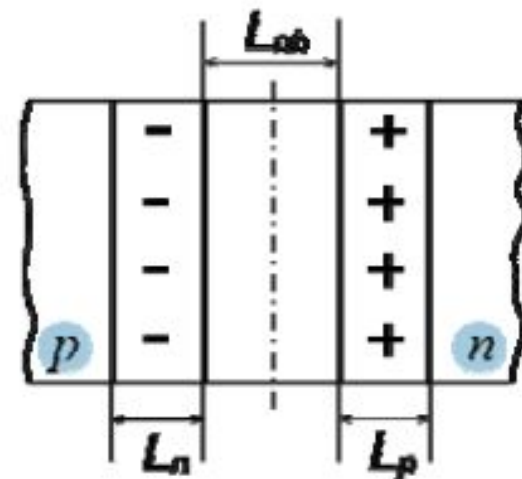
3. Ток генерации

$$I_{\Gamma} = qSL_{об}(U)n_i/\tau$$

где n_i/τ - скорость генерации носителей заряда

Можно показать, что $I_{\Gamma}/I_0 \sim n_i^{-1} \sim \left[\frac{\Delta E_{зз}}{2kT} \right]$

Таким образом доля I_{Γ} в полном обратном токе тем выше, чем больше $L_{зз}$ и ниже T .
Так при $T=25^{\circ}\text{C}$, $U=-1\text{В}$, $I_{\Gamma}=10^{-9}\text{А}$, а $I_0=10^{-14}\text{А}$



4. Ток утечки

Его наличие связано с поверхностными загрязнениями кристалла п/п-ка, а также с наличием поверхностного заряда между p и n областями на поверхности кристалла. Ток утечки $\sim U$ и слабо зависит от T .

Ёмкость р-п перехода

Барьерная ёмкость

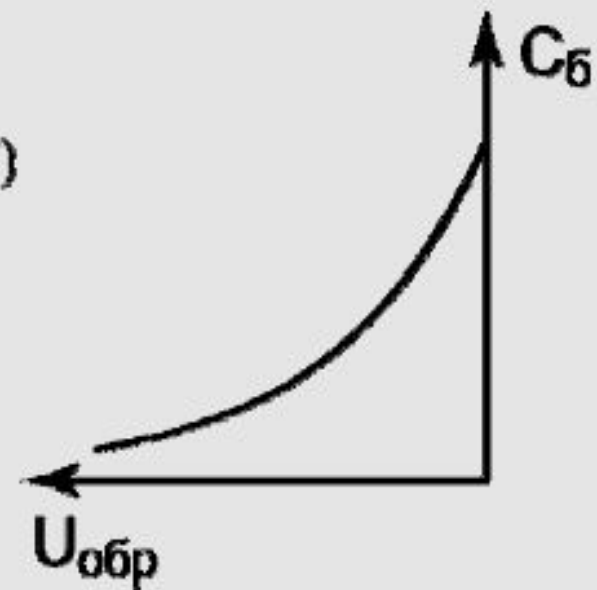
Р-п переход обладает т.н. барьерной ёмкостью $C = \frac{dQ_{об}}{dU}$ – ёмкостью обеднённого слоя ограниченного двойным электрическим слоем.

Влияние барьерной ёмкости проявляется при переменном напряжении. В этом случае появляется дополнительный ёмкостной ток

$$I(t) = \frac{dQ_{об}}{dt} = \left(\frac{dQ_{об}}{dU} \right) \left(\frac{dU}{dt} \right)$$

Тогда $C_{бар} = \left(S \sqrt{q N_A \epsilon_0 \epsilon_n} / [2(\varphi_0 - U)] \right) = S \epsilon_0 \epsilon_n / L_{об}(U)$

Нелинейность барьерной ёмкости р-п перехода используется в таких приборах, как варикапы и варакторы – конденсаторы переменной ёмкости, управляемые напряжением



Ёмкость р-п перехода

Диффузионная ёмкость

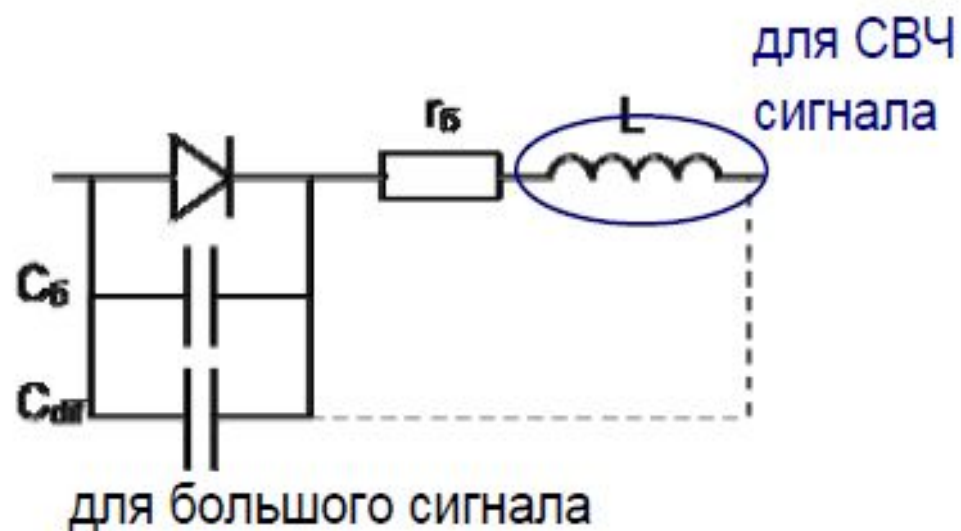
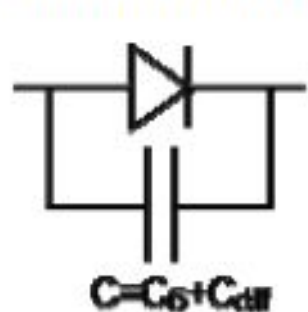
Изменение диффузионной ёмкости связано с изменением концентрации носителей в двойном электрическом слое.

Для малого синусоидального сигнала

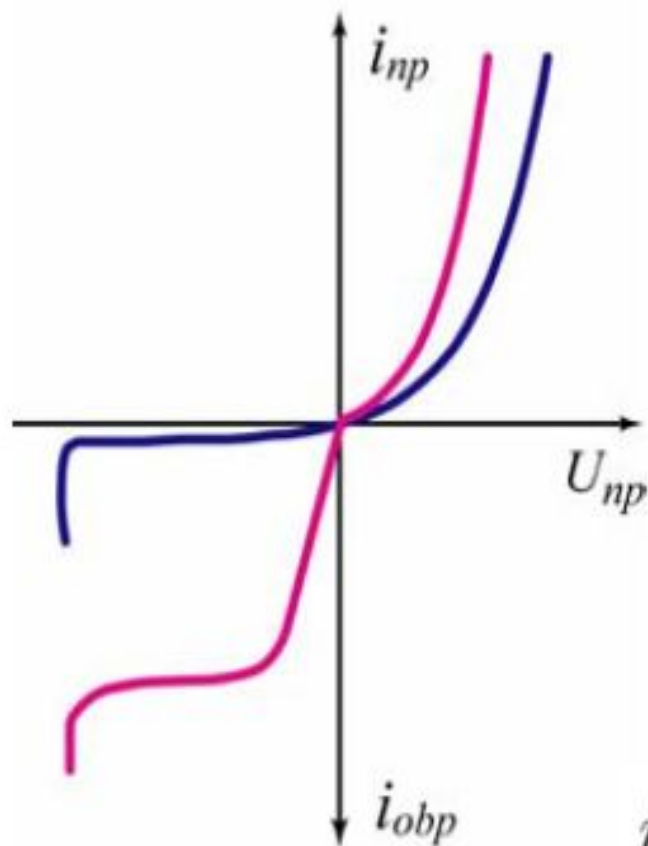
$$C_{dif} = \frac{dQ_{dif}}{dU_{np}} = \frac{kI_0\tau_{ef}}{\varphi_T} \exp\left(\frac{U}{\varphi_T}\right)$$

При частотах $f > 2/(\pi\tau_{ef})$ C_{dif} уменьшается до нуля, из-за конечности τ_{ef} - времени преодоления зарядами базы (обеднённого слоя)

Эквивалентная схема р-п перехода



Влияние температуры на ВАХ диода



При увеличении температуры T :

1. увеличивается концентрация носителей заряда за счёт усиления генерации пар носителей заряда;
2. увеличивается проводимость;
3. растут прямой и обратный токи;
4. снижается напряжение пробоя.

$$i_{obp}(t) = i_{obp}(t_0)2^{(t-t_0)/10} \quad \text{- обратный ток}$$

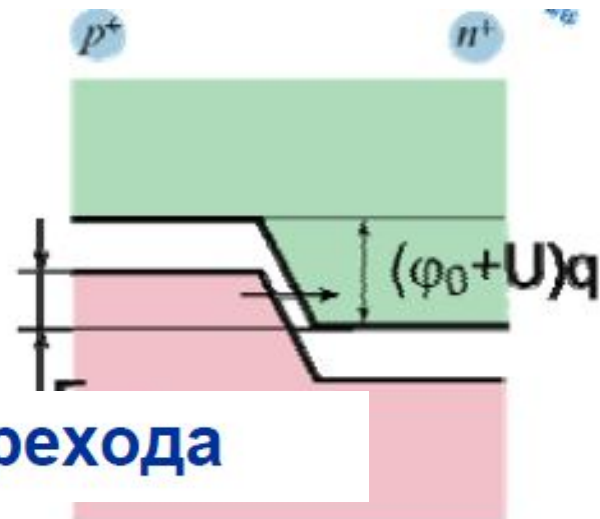
красным на рисунке обозначен ток диода при повышенной T

Пробой р-п перехода

1. туннельный пробой – связан с туннельным эффектом, характерен для случая двух сильно легированных полупроводников

$$N_d, N_a > 10^{18} \text{ 1/см}^3$$

Пробой р-п перехода

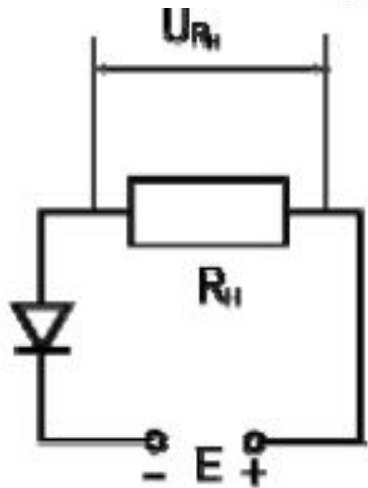


2. лавинный пробой – связан с образованием лавины носителей заряда под действием сильного эл/поля. Напряжение пробоя при высоких концентрациях примесей (p^+, n^+) составляет 1-5 В.

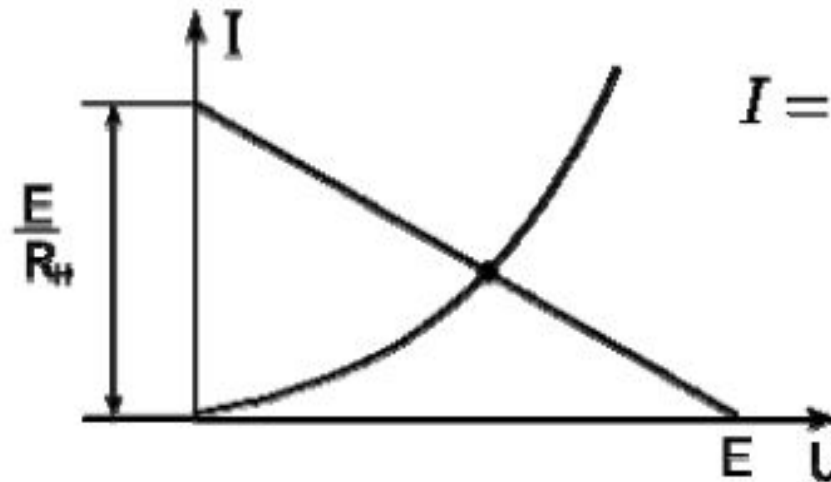
3. тепловой пробой – обусловлен нагреванием р-п перехода вследствие выделения теплоты при прохождении обратного тока.

Рабочий режим диода

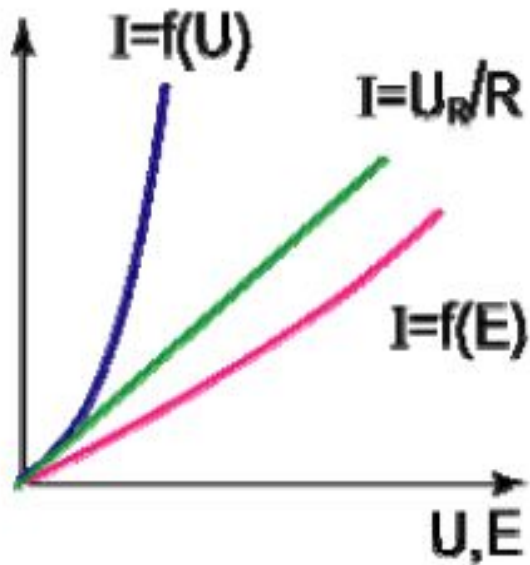
Включение п/п диода в цепь



Графический расчёт тока



$$I = \frac{U_R}{R_H} = \frac{(E - U)}{R_H}$$



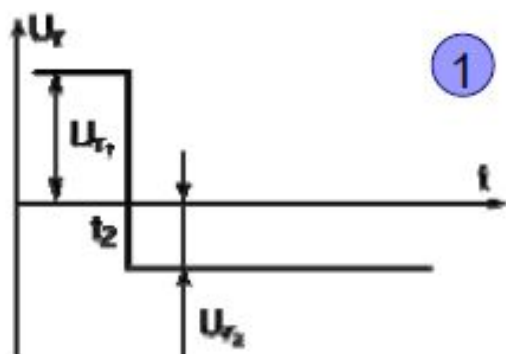
$I=f(U)$ – нелинейная ВАХ диода;

$I=U_R/R$ – характеристика нагрузочного резистора;

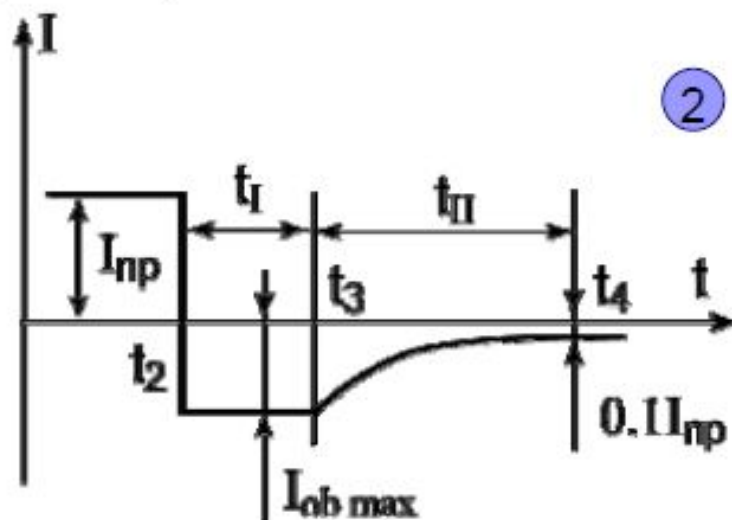
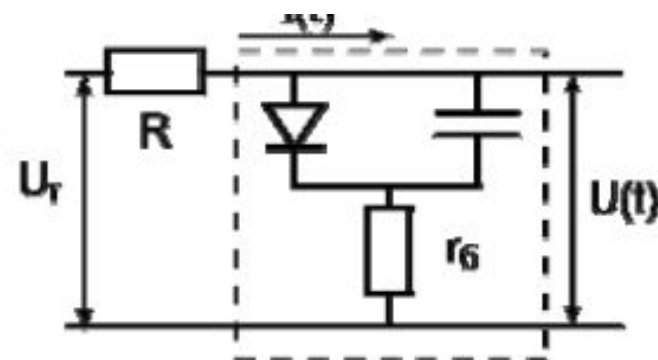
$I=f(E)$ – характеристика нелинейной цепи состоящей из диода и резистора.

Переходные процессы в р-п переходе

Восстановление обратного сопротивления



1 В момент времени t_2 напряжение скачком меняется на обратное



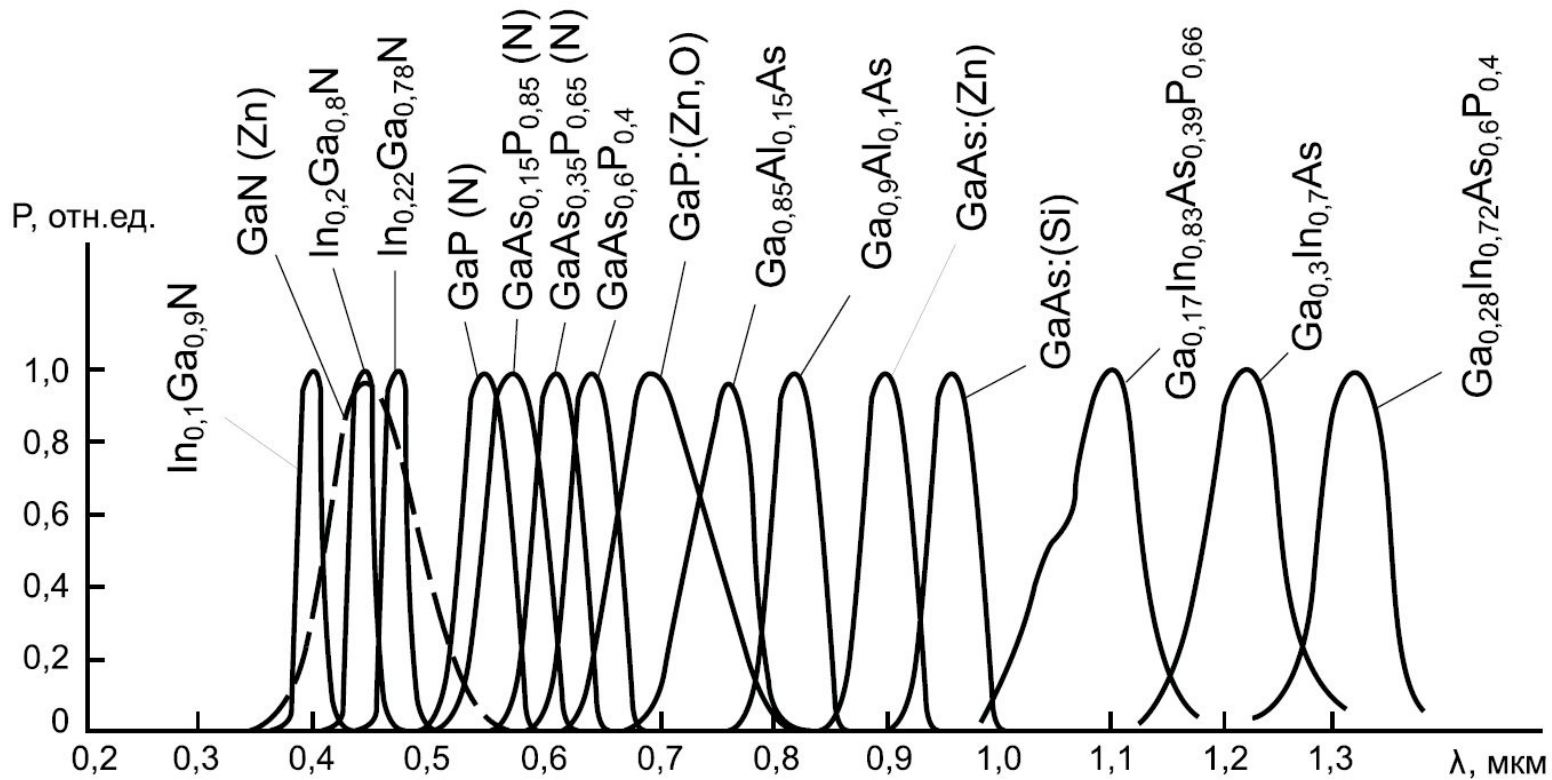
2

$$\Delta I = (U_{r1} + U_{r2})/R$$

$$I_{ob \max} = U_{r2}/R$$

Ток I_{ob} связан с движением избыточных неосновных носителей в базе

ПОЛУПРОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

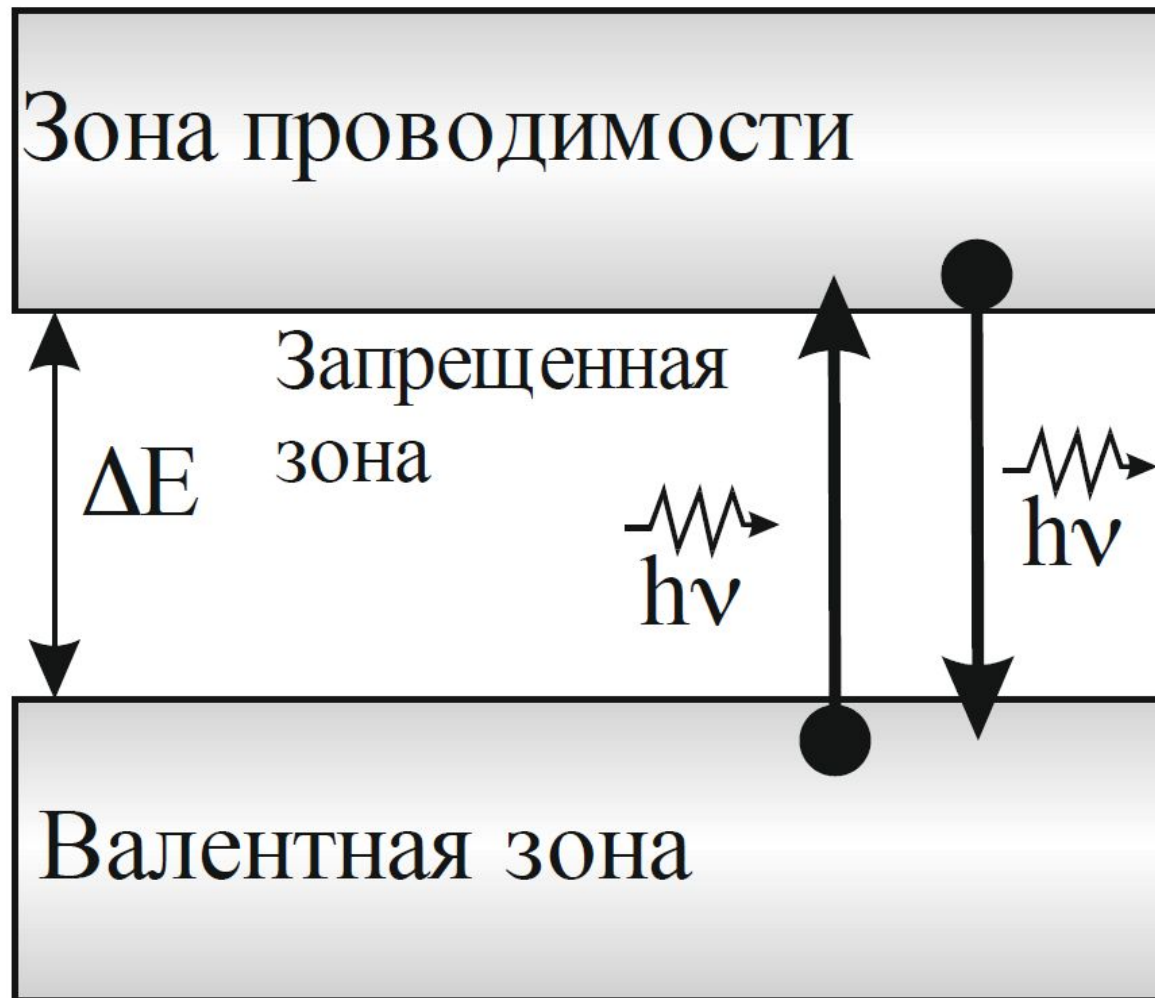


Спектральные характеристики лазерных диодов,
изготовленных из различных полупроводниковых
материалов

На сегодняшний день известны следующие лазерные полупроводниковые материалы, которые в свою очередь различаются лишь способом создания инверсной населенности:

- a. Лазеры на $p - n$ переходе (инжекционные лазеры);
- b. Лазеры с оптической накачкой;
- c. Лазеры с электронным возбуждением;
- d. Лазеры с прямым электрическим возбуждением (лавинный пробой).

Схематическая структура энергетических зон в кристаллах полупроводников



ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

В полупроводнике, подвергнутом нагреву, облучению

или пропусканию тока, электроны валентной зоны,

поглощая эту энергию возбуждения, приобретают способность преодолеть запрещенную зону и перейти в зону проводимости.

В результате этого образуются пары носителей заряда: электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, что приводит к возникновению *электронно-дырочной проводимости*.

- При отсутствии внешних воздействий на полупроводник электронно-дырочные пары возникают и рекомбинируют в результате теплового движения и испускания фотонов.
- Оба этих процесса уравнивают друг друга и в полупроводнике устанавливается тепловое равновесие электронов и дырок. Оно характеризуется некоторым равновесным числом дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости.

- Вероятность заполнения электронами любого уровня с энергией E при температуре T описывается функцией Ферми-Дирака

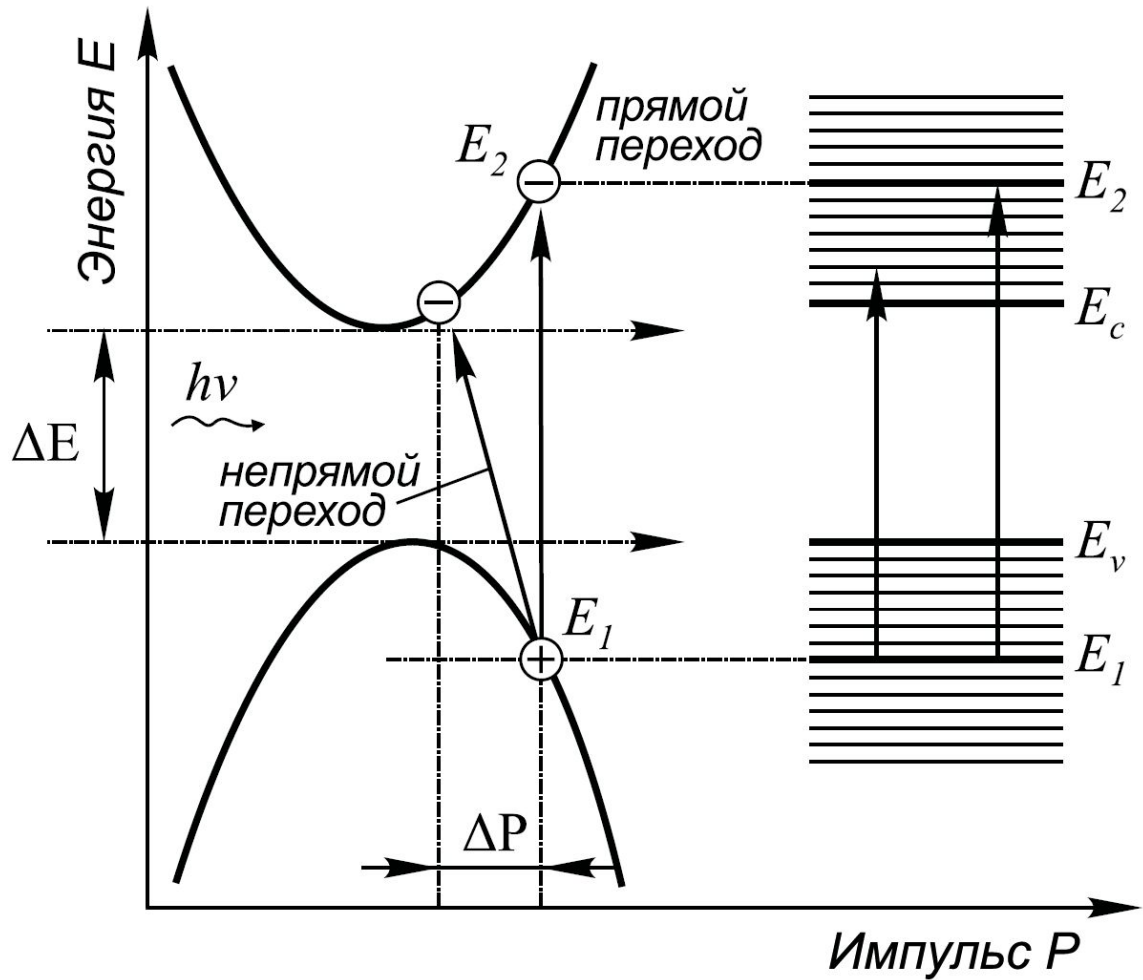
$$f(E) = \left\{ 1 + \exp \left(\frac{E - \mu}{kT} \right) \right\}^{-1} \quad (1.1)$$

где f - вероятность того, что электрон будет находиться в квантовом состоянии с энергией E , k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, μ – электрохимический потенциал или уровень Ферми.

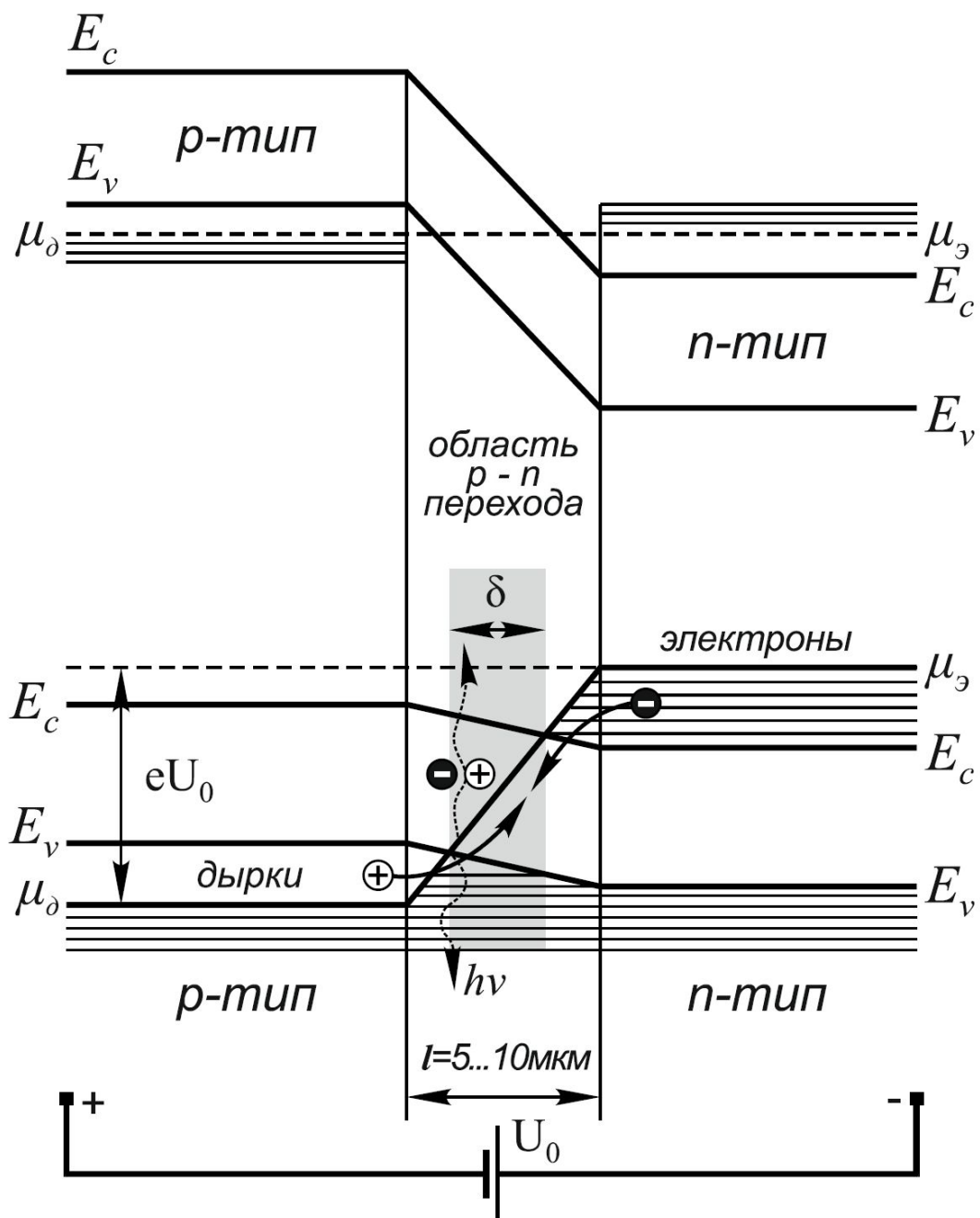
Физический смысл уровня Ферми заключается в следующем. При температуре $T \rightarrow 0\text{К}$, вероятность обнаружения электрона с энергией E задается выражениями:

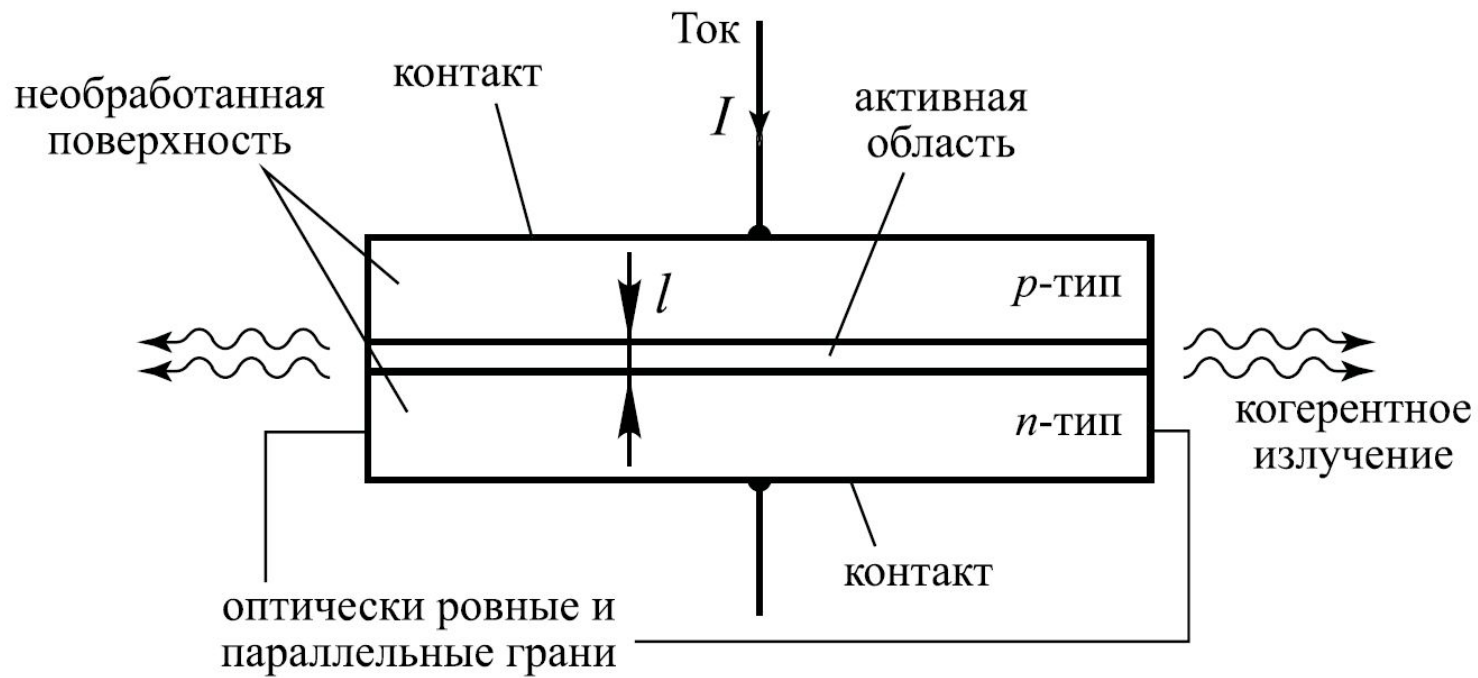
$$f = 1 \text{ при } E < \mu$$

$$f = 0 \text{ при } E > \mu \tag{1.2}$$



Прямые и непрямые переходы в
 полупроводнике, P – импульс, соответствующий
 колебаниям кристаллической решетки





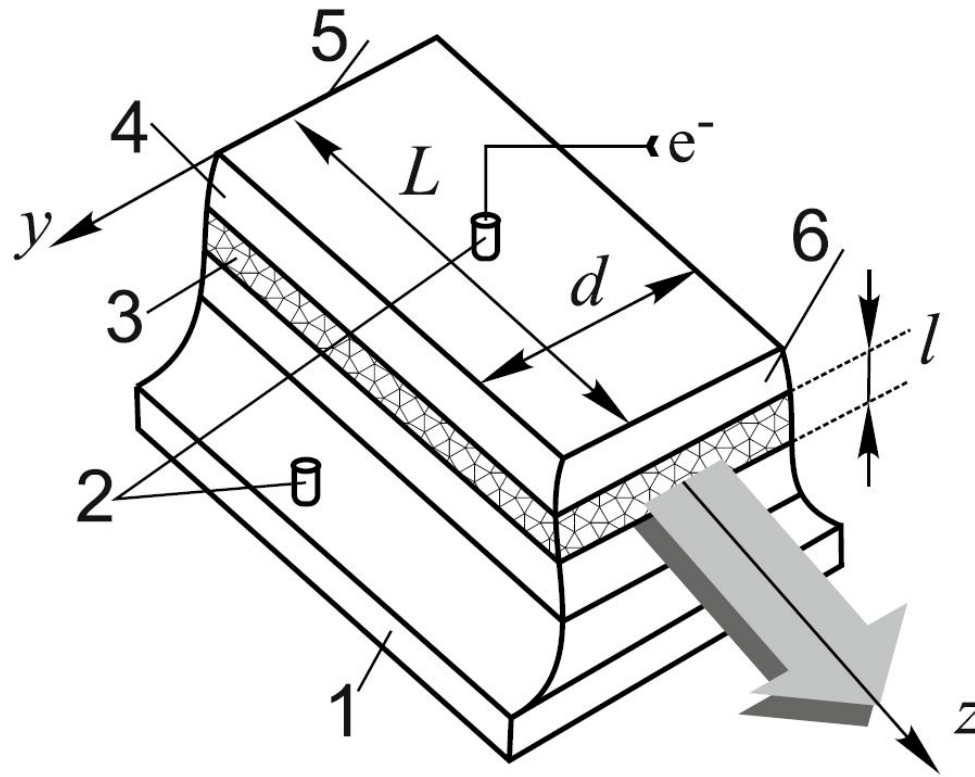
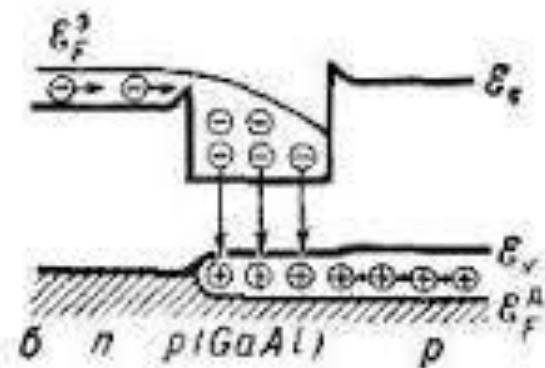
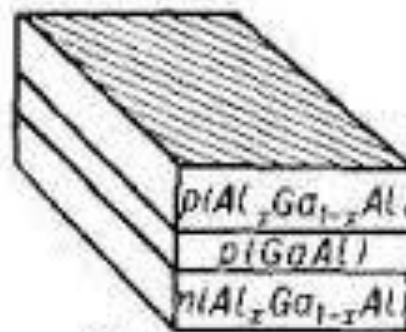
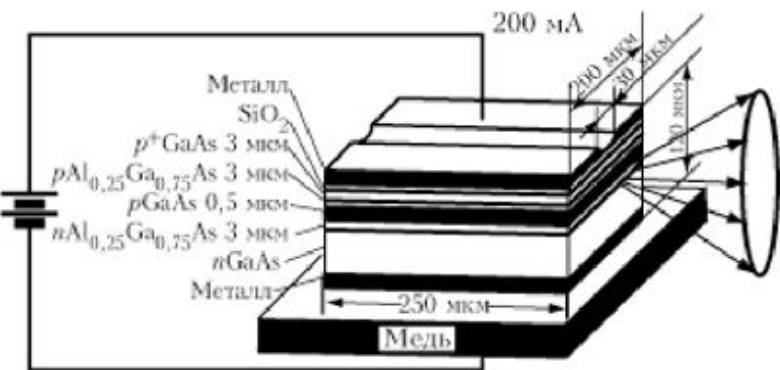


Схема полупроводникового лазера: 1 – молибденовая золоченая подложка, 2 – электрические контакты инжекции носителей, 3 – р-п переход полупроводника, 5 – полированные грани, 6 – полупроводник n-типа



а

б

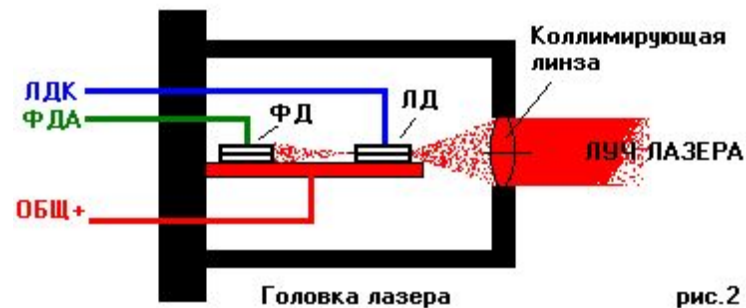
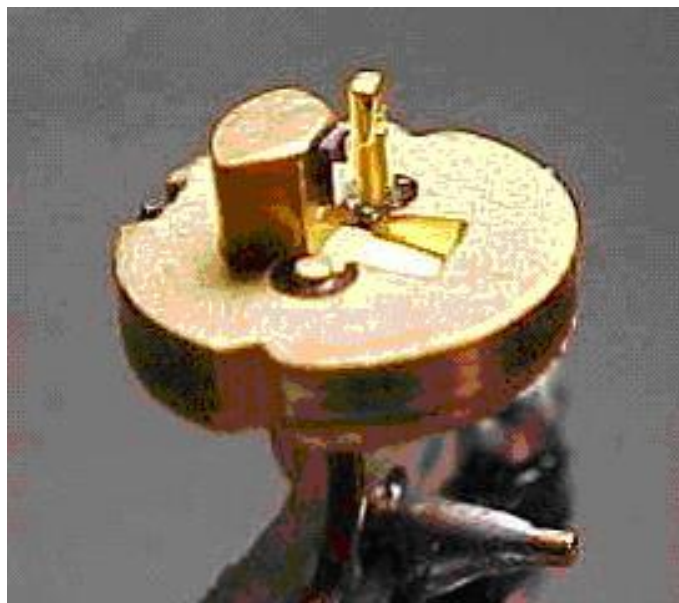
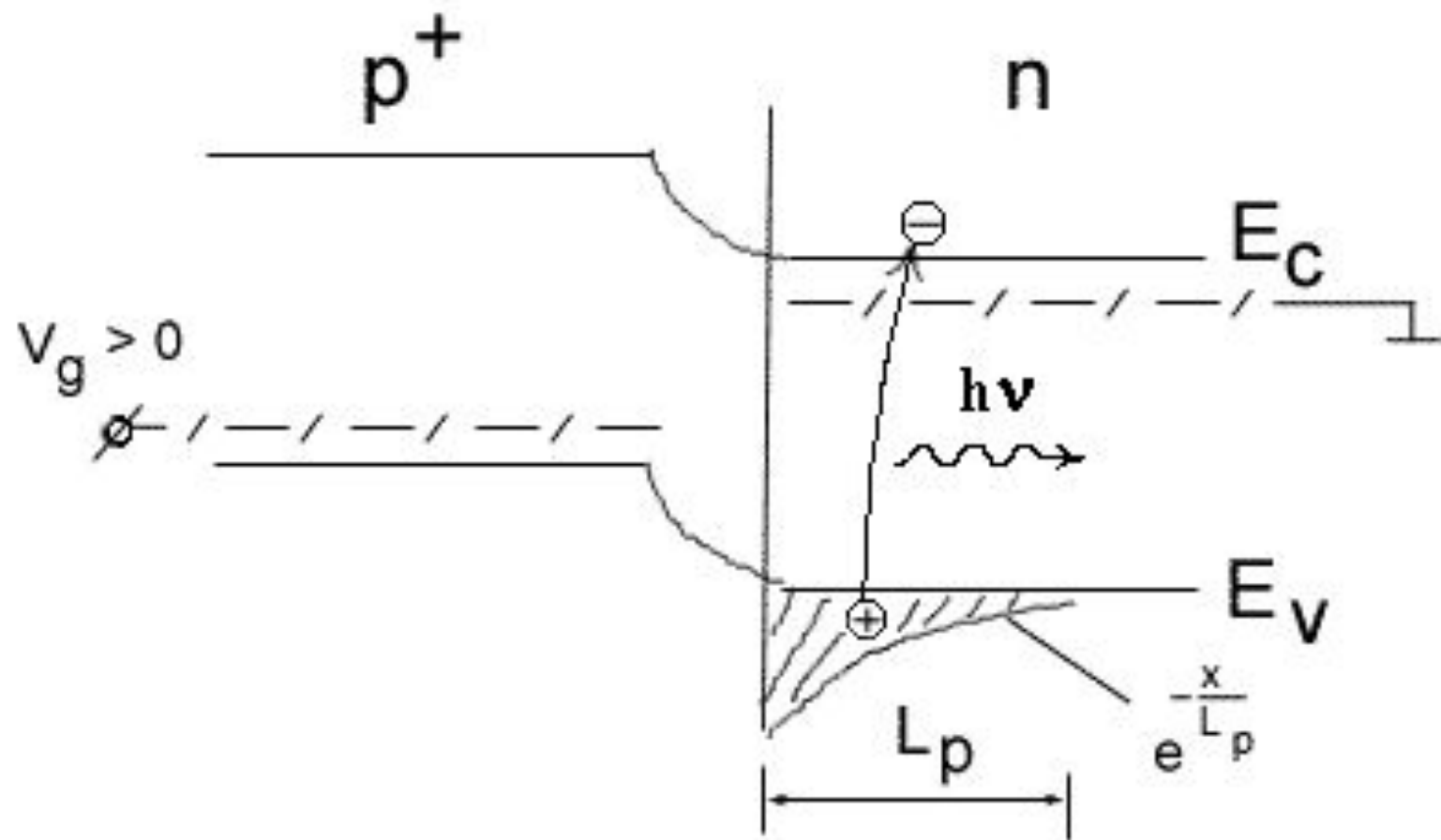
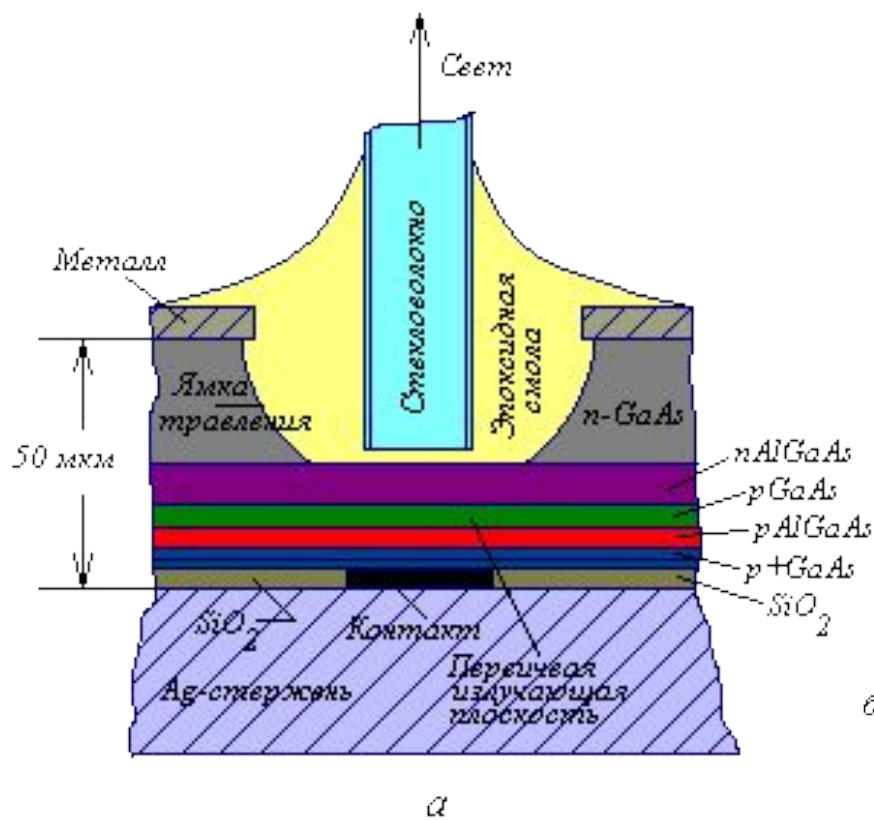
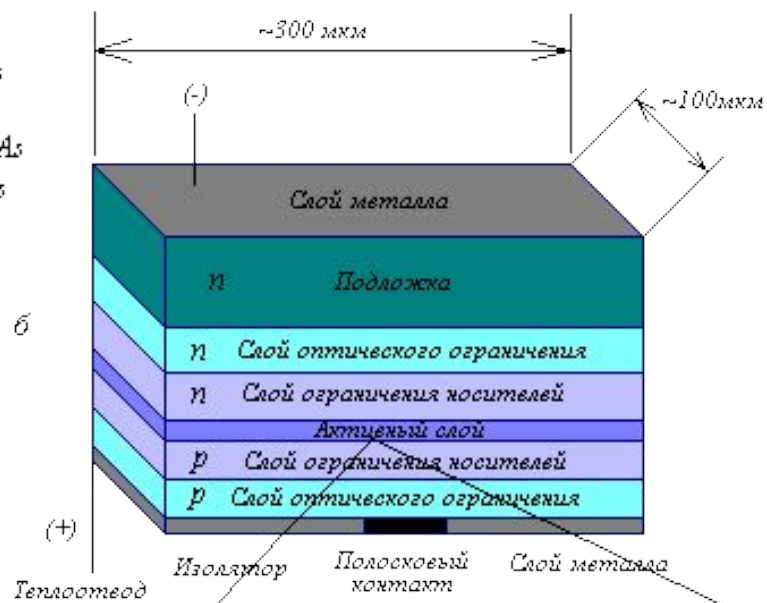


рис.2



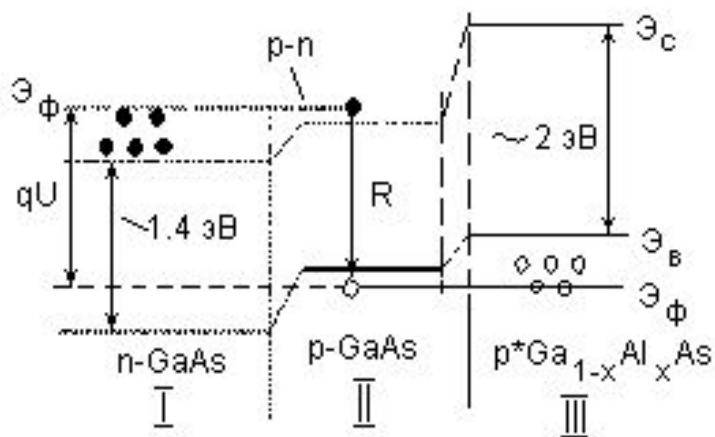


б

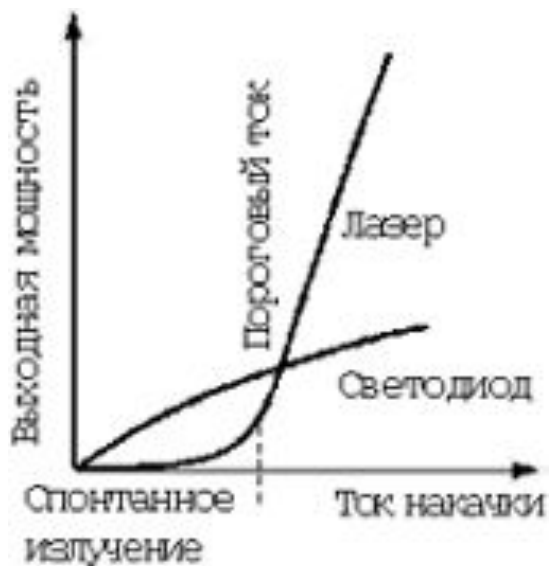
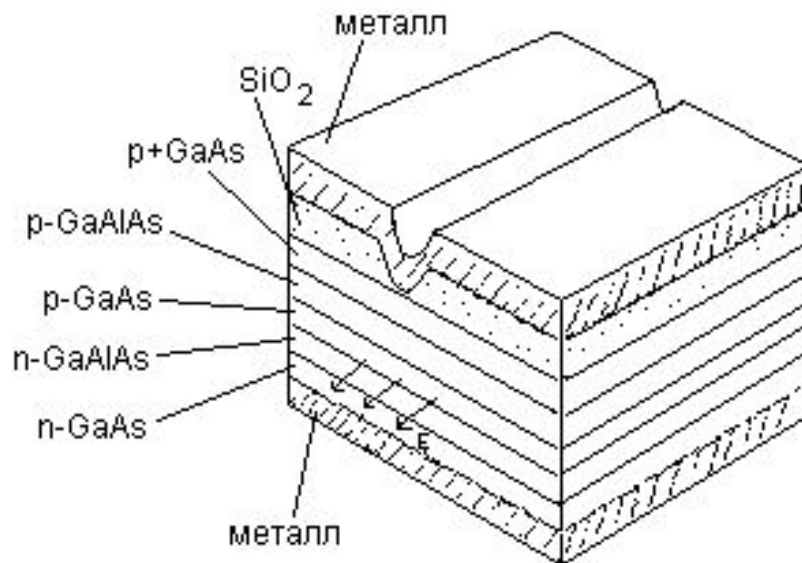


Полупроводниковые лазеры (Laser Diode, LD)

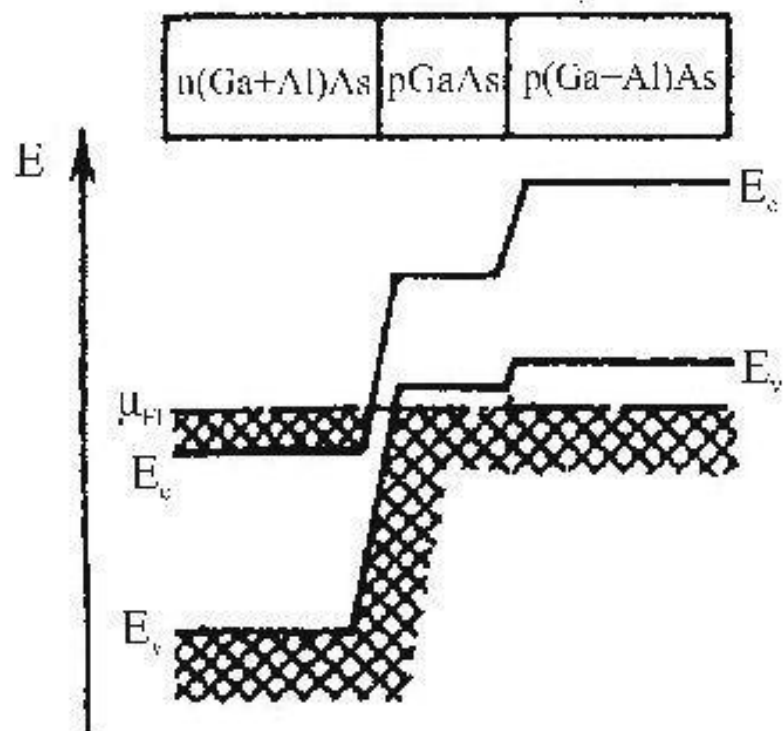
схема инжекционного лазера



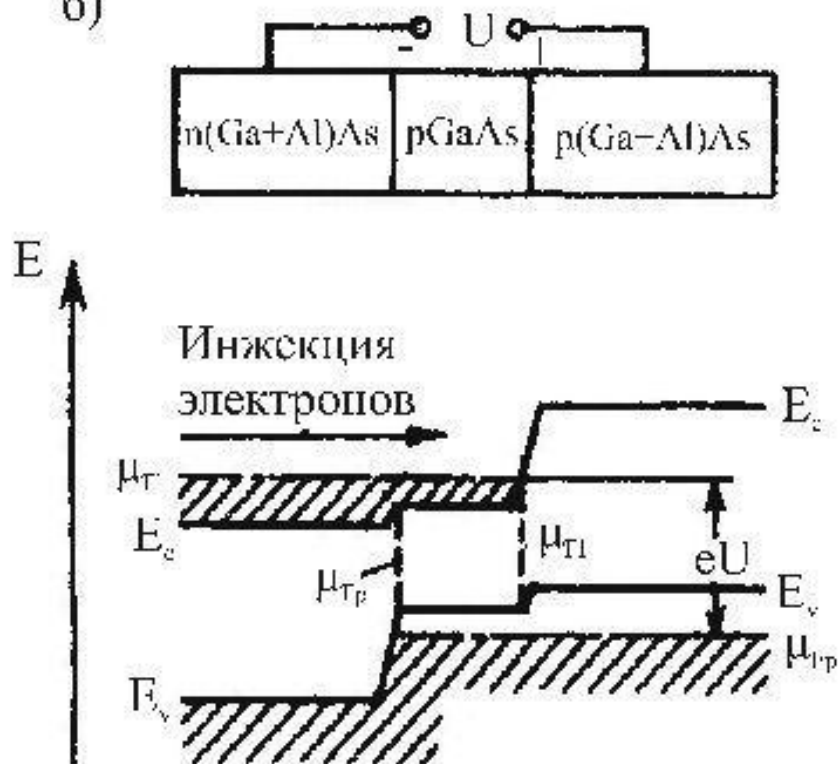
структура лазера с двумя переходами



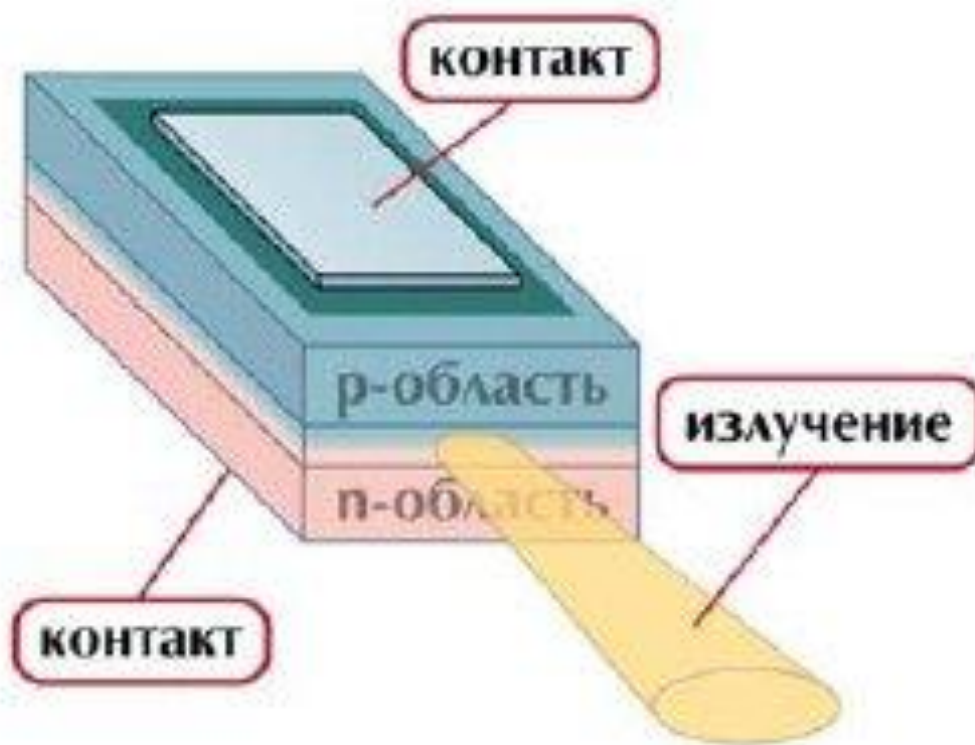
а)



б)



- **1. Лазер с резонатором Фабри-Перо (FP лазер), Fabry-Perot laser (FP laser).** В данном виде лазера используются два плоских зеркала, выполняющие функцию резонаторов. Он может работать в двух режимах излучения: одномодовом и многомодовом.



- применяют только в системах связи, в которых скорость передачи данных не превышает 2,5 Гбит/с. Динамические свойства лазерных диодов, в данном случае, раскрываются благодаря зависимости спектральной характеристики от скорости передачи при непосредственной модуляции мощности излучения.
- Модуляция происходит путем изменения тока накачки. У данного вида лазера в одномодовой конструкции увеличение скорости передачи данных сопровождается изменением модового состава. Изменение модового состава представляет собой расширение спектра до 10 нм при модуляции с частотой порядка 1-2 ГГц.

- **2. Лазер с распределенной обратной связью (РОС-резонатор), Distributed feedback laser (DFB laser).** Рабочей считается длина волны 1550 нм. Может работать со стандартом CWDM с шагом 20 нм в диапазоне длин от 1310 до 1610 нм. Данный вид лазера возникает в связи с периодической пространственной модуляцией параметров структуры, которые оказывают непосредственное влияние на условия распространения излучения



Лазер с распределенной обратной связью

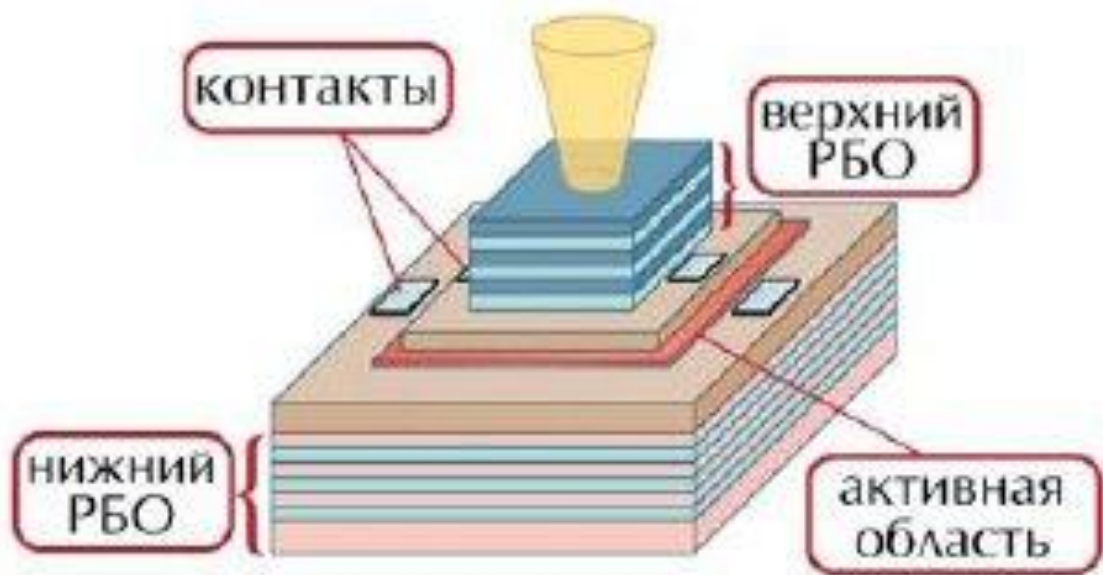
- Данный вид лазера применяется в системах, со скоростью передачи данных от 2,5 Гбит/с, в отдельных случаях применим для систем со скоростью более 10 Гбит/с.
- Если модуляция происходит в диапазоне 0,25-2 ГГц, то сдвиг очень небольшой (примерно 0,2 нм), при этом прекрасно сохраняется подавление побочных мод. В этой связи, данный вид лазеров называют динамически одномодовыми.

3. **Инжекционный лазерный диод с отрагательной брэгговской решеткой**, (РБО-резонатор), Distributed Bragg Reflector. В целом этот вид можно охарактеризовать как разновидность лазера с распределенной обратной связью.



Лазерные диоды с внешними резонаторами служат для минимизации ширины спектра. Ширина эта находится в пределах от 1 до 1500 кГц и зависит от типа резонатора.

4. Лазеры с вертикальным объемным резонатором, (VCSEL лазер), Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL laser). Для данного лазера рабочей считается длина волны в 850 нм.



- Эти лазеры обладают рядом существенных преимуществ по сравнению с поперечными излучателями: во-первых - это экономия электроэнергии, во-вторых, технологический процесс их изготовления значительно проще, т.к. на одной подложке можно обрабатывать большое количество элементов. К тому же им характерна высокоскоростная модуляция, что дает возможность передавать сигнал со скоростью выше 1 Gbps.
- На сегодняшний день VCSEL производят из GaAs, а излучаемый ими свет находится в диапазоне от 750 до 1000 нм. Для передачи данных на длинные дистанции длины волн диапазона, в котором работает VCSEL, слишком коротки. В таких условиях данный вид лазеров используется только на мультимодовых кабелях, популярность которых в последние годы стремительно падает.