Электронная спектроскопия поглощения света в твердых телах. Размерные эффекты.

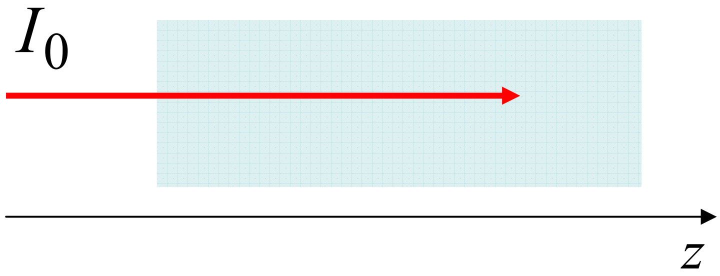
Тимошенко Виктор Юрьевич

Московский Государственный Университет
им. М. В. Ломоносова, Физический факультет
Научно-Образовательный Центр по нанотехнологиям

Содержание

1. **Поглощение света** в изотропных и однородных средах. Комплексный показатель преломления.
2. **Отражение света** на границе раздела однородных сред. Нормальное падение. Угол Брюстера.
3. **Классификация** твердых тел по их электронным свойствам, квазичастицы в твердых телах.
4. **Оптические свойства металлов и диэлектриков.** Модель Друде-Лоренца. Плазменная частота. Фактор локального поля. Уравнение Клаузиуса-Моссоти.
5. **Оптические свойства полупроводников.** Поглощение света в прямозонных и непрямозонных полупроводниках. Экситоны. Примесное поглощение.
6. **Квантовый размерный эффект.** Квантовые ямы, нити и точки. Реальные нанокристаллы гетероструктуры, пористые материалы.
7. **Основные выводы.**

Поглощение света в однородной и изотропной среде



$$dI = -I_0 \cdot \alpha \cdot dz$$

Закон Бугера - Ламберта–Бера: $$I = I_0 \exp\left(-\alpha z\right)$$

Коэффициент поглощения света: $$\alpha = \alpha(\omega)$$

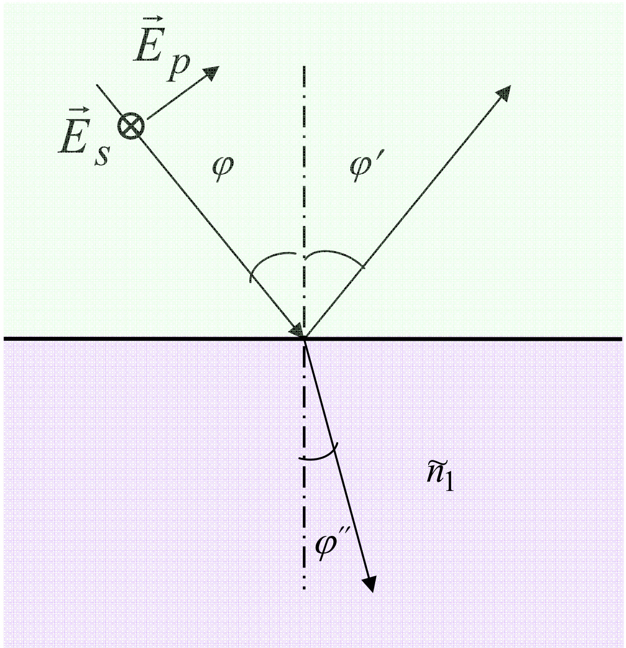
Комплексное представление для электрического поля в э/м волне:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{\tilde{n}}{c} z\right)\right] = \vec{E}_0 \exp\left[-i\omega t + i\omega\frac{\tilde{n}}{c} z\right] = \vec{E}_0 \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{n}{c} z\right)\right] \exp\left(-\frac{\omega\kappa}{c} z\right)$$

Комплексный показатель преломления: $$\tilde{n} \equiv n + i\kappa$$

$$\Rightarrow \quad \alpha = \frac{2\omega\kappa}{c}$$

Отражение света на границе однородных и изотропных сред



$$\vec{E} = \vec{E}_p + \vec{E}_s$$

Интенсивность света : $I \propto \left|\vec{E}\right|^2$

Закон отражения: $\varphi = \varphi'$

Закон преломления: $\tilde{n}_1 \sin\varphi = \tilde{n}_2 \sin\varphi''$

Для электрического поля отраженной волны справедливы *формулы Френеля:*

$$E'_s = -\frac{\sin(\varphi - \varphi'')}{\sin(\varphi + \varphi'')} E_s \qquad E'_p = -\frac{tg\,(\varphi - \varphi'')}{tg\,(\varphi + \varphi'')} E_p$$

Коэффициенты пропускания *T* и отражения *R* :

$$T = \frac{I''}{I}, \quad R = \frac{I'}{I}, \quad \text{где } T + R = 1 \quad, I' + I'' = I$$

$$R_s = \left|\frac{E'_s}{E_s}\right|^2 = \left|\frac{\sin(\varphi - \varphi'')}{\sin(\varphi + \varphi'')}\right|^2,$$

$$R_p = \left|\frac{E'_p}{E_p}\right|^2 = \left|\frac{tg\,(\varphi - \varphi'')}{tg\,(\varphi + \varphi'')}\right|^2$$

Отражение света при нормальном падении

$\varphi = \varphi' = 0$ $\qquad \vec{E} = \vec{E}_p = \vec{E}_s$

$$R_s = R_p = R = \left|\frac{\sin(\varphi - \varphi'')}{\sin(\varphi + \varphi'')}\right|^2 = \left|\frac{\sin\varphi\cos\varphi'' - \sin\varphi''\cos\varphi}{\sin\varphi\cos\varphi'' + \sin\varphi''\cos\varphi}\right|^2 =$$

$$= \left|\frac{\sin\varphi - \sin\varphi''}{\sin\varphi + \sin\varphi''}\right|^2 = \left|\frac{\tilde{n}_2/\tilde{n}_1 - 1}{\tilde{n}_2/\tilde{n}_1 + 1}\right|^2 = \left|\frac{\tilde{n}_2 - \tilde{n}_1}{\tilde{n}_2 + \tilde{n}_1}\right|^2 = \left|\frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1}\right|^2 = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2},$$

Относительный комплексный показатель преломления:

$$\tilde{n} \equiv \tilde{n}_2/\tilde{n}_1 \qquad \tilde{n} = n + i\kappa$$

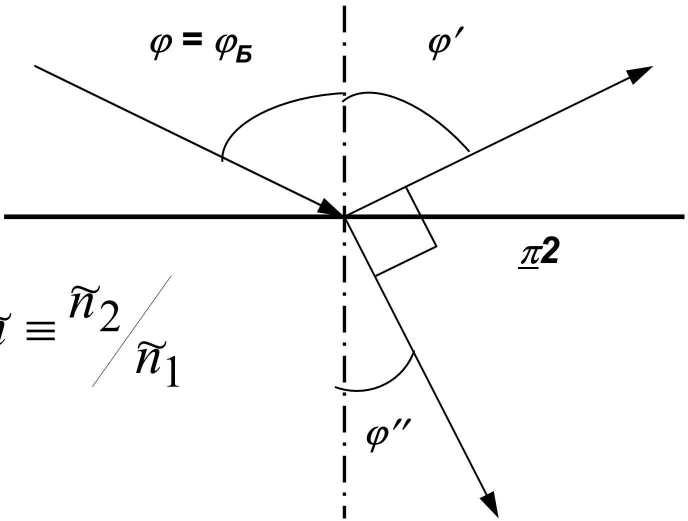
При достаточно слабом поглощении:

$$\tilde{n} \approx n \quad \Rightarrow \quad R \approx \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

Можно выразить n через R :

$$n - 1 = (n+1)\sqrt{R}, \quad n(1 - \sqrt{R}) = \sqrt{R} + 1 \quad \Rightarrow \quad n = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}$$

Падение под углом Брюстера



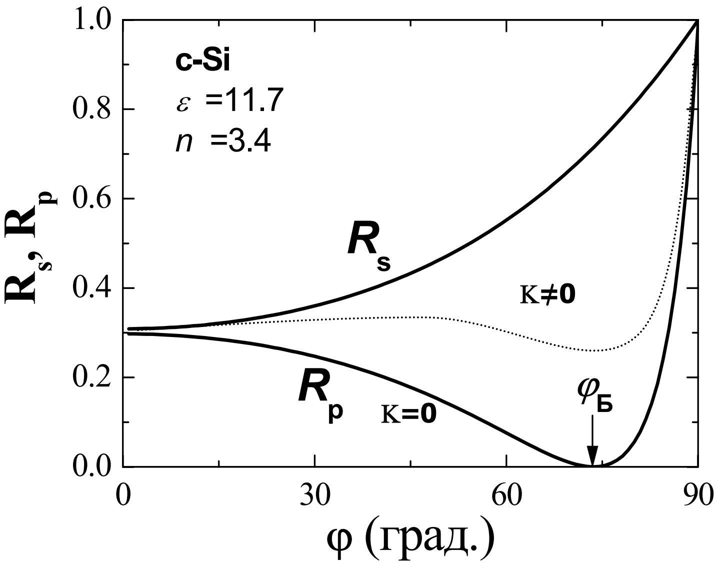
$$\tilde{n} \equiv \tilde{n}_2 / \tilde{n}_1$$

$$\varphi' + \varphi'' = \pi/2$$

$$tg(\varphi_Б + \varphi'') \to \infty$$

$$R_p = \left| \frac{tg(\varphi - \varphi'')}{tg(\varphi + \varphi'')} \right|^2 \to 0$$

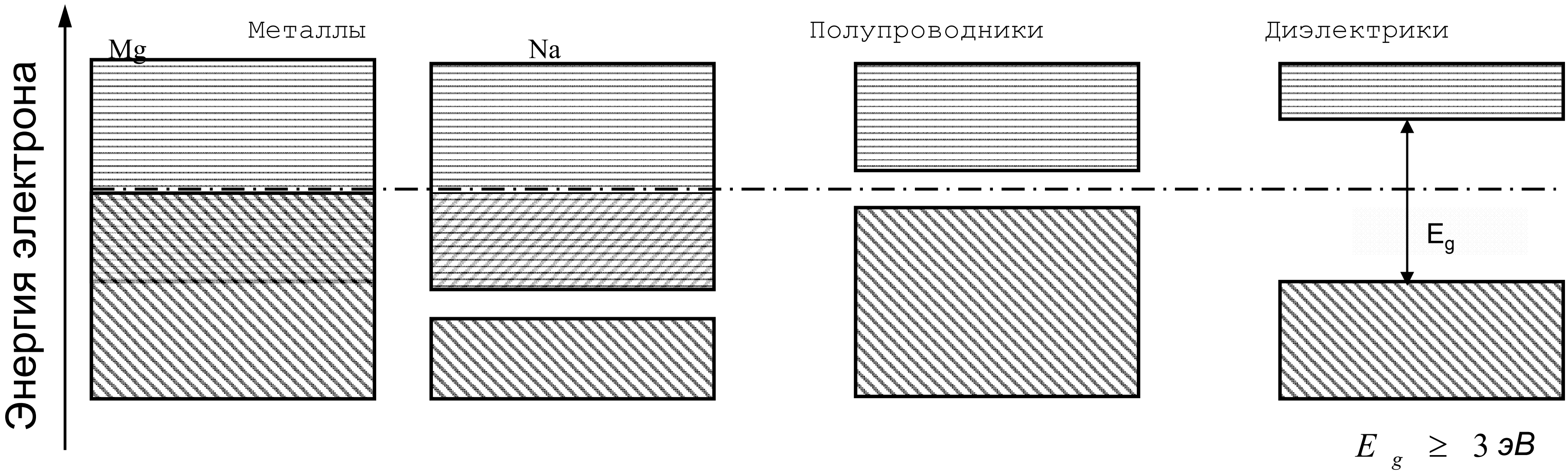
$$\mathrm{tg}\,\varphi_Б = \frac{\tilde{n}_2}{\tilde{n}_1} = \tilde{n}$$



На высокой чувствительности величины R_P к поглощению вблизи значения $\varphi \approx \varphi_Б$ основан метод регистрации дефектов и примесей в полупроводниках, который носит название ***брюстеровской спектроскопии глубоких уровней****. В данном методе появление поглощения на дефектных или примесных состояниях приводит к возрастанию R_P, измеряемом при углах падения близких к $\varphi_Б$.*

Модельные представления об электронных свойствах веществ

По своим электронным свойствам твердые тела подразделяются на **металлы, полупроводники и диэлектрики**, что схематично можно представить на упрощенной **зонной схеме**:



Вследствие взаимодействий с большим числом атомов в твердом теле существуют не изолированные свободные электроны, а квазичастицы: **электроны проводимости** (q_e=- e = -1.6·10^{-19} Кл) и незаполненные места в валентной зоне - **дырки** (q_h= e = 1.6·10^{-19} Кл).

Эффективные массы **электронов и дырок:** $m^* = (0.1-2)m_o$

Колебаниям атомов в твердом теле соответствует квазичастицы – **фононы.**

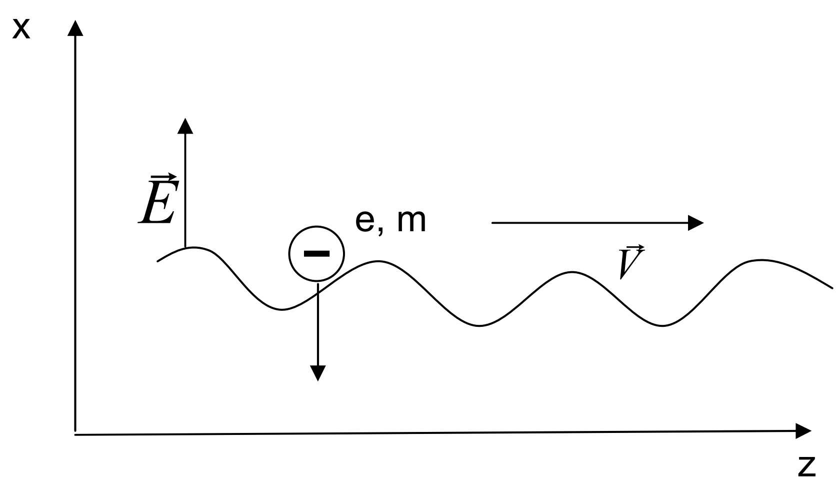
Оптические свойства металлов и диэлектриков

Концентрация электронов в металле $\sim 10^{23}\ см^{-3}$

В диэлектриках (Eg> 3 эВ) даже при температурах близких к плавлению практически нет свободных носителей заряда, который, однако, могут возникать при инжекции электрическим током, электронным пучком или при оптическом возбуждении.

Несмотря на столь значительные различия в электронных свойствах металлов и диэлектриков, для описании их оптических свойств допустимым оказывается *квазиклассический подход.*

При поглощении и отражении света металлами основную роль играет взаимодействие электрического поля световой волны со свободными электронами. Такое взаимодействие может быть описано классической *моделью Друде-Лоренца:*



$$m\ddot{x} + \frac{m}{\tau}\dot{x} = -eE_{0x}\exp(-i\omega t)$$

Модель Друде и оптические параметры

Поляризация единицы объема среды :

$$P_x = -N_e e x = -\frac{e^2 N_e E_x}{m\omega^2 + i\omega m\tau^{-1}}$$

Материальное уравнение (система единиц СИ):

$$\vec{D} = \vec{E}\varepsilon_0 + \vec{P} = \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon} \vec{E}$$

Комплексная диэлектрическая проницаемость:

$$\tilde{\varepsilon} \equiv \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = 1 + \frac{P_x}{\varepsilon_0 E_x} == 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\tau^{-1}}$$

Плазменная частота:

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 N_e}{m\varepsilon_0}$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \tau^{-2}} = n^2 - \kappa^2$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \tau^{-1}}{\omega(\omega^2 + \tau^{-2})} = 2n\kappa$$

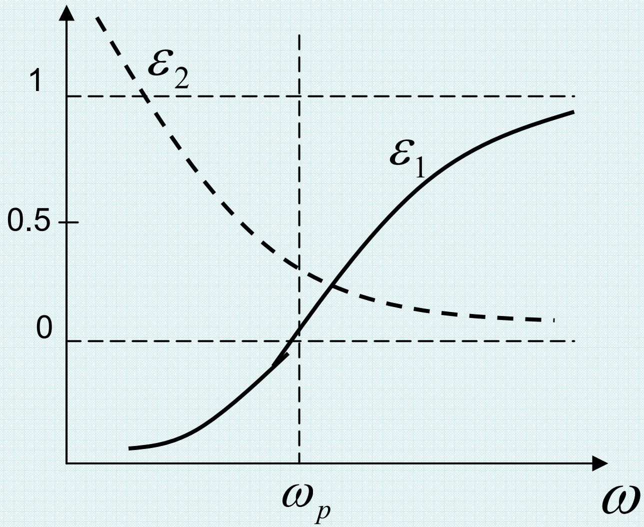
Комплексный показатель преломления:

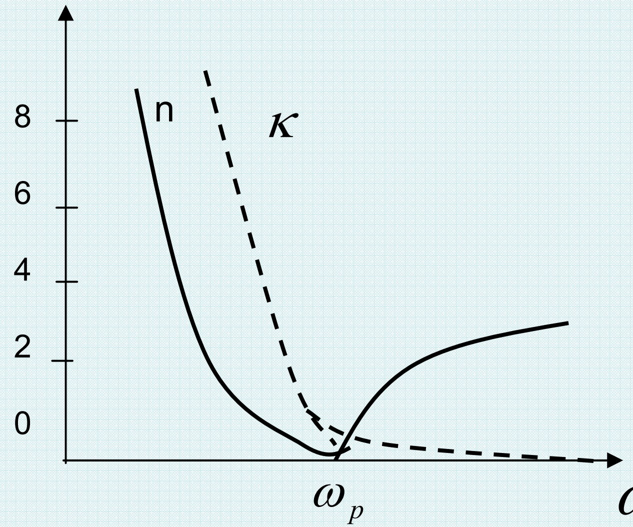
$$\tilde{n} \equiv n + i\kappa$$

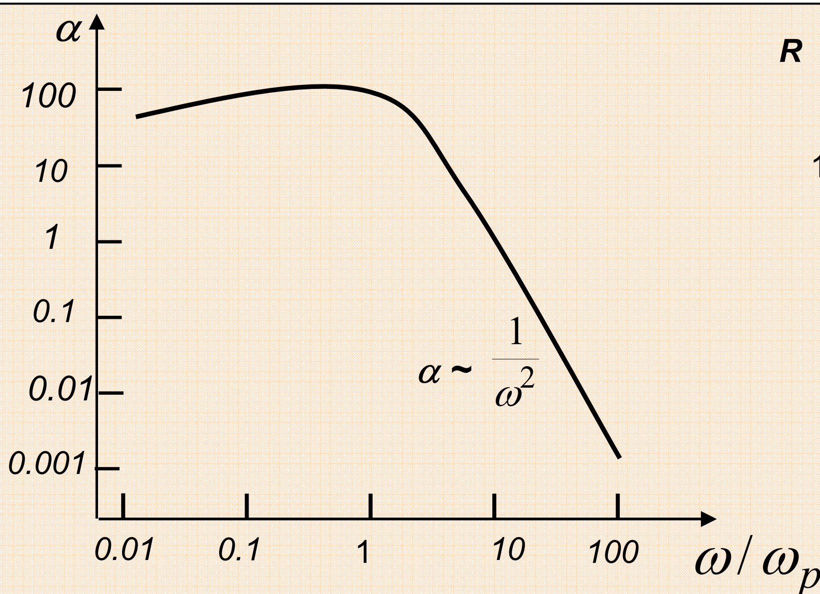
Коэффициент поглощения света:

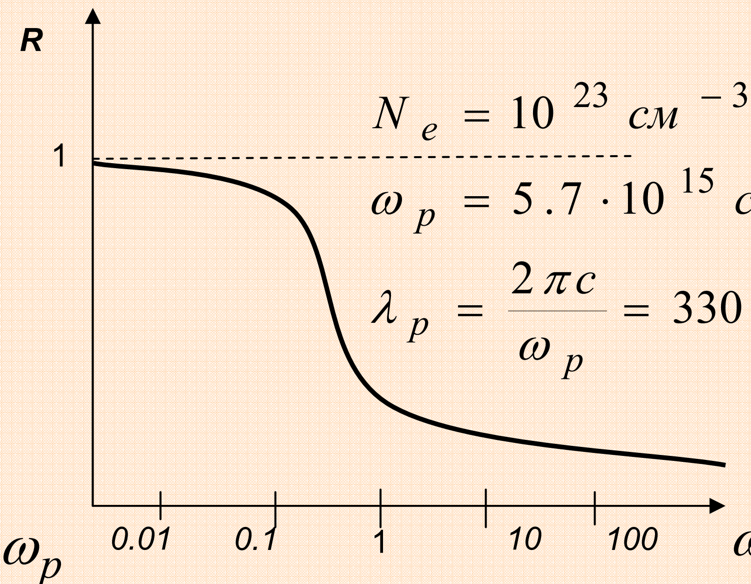
$$\alpha = \frac{2\omega\kappa}{c}$$

Модель Друде и спектральные зависимости оптических характеристик









$$N_e = 10^{23}\ см^{-3}$$

$$\omega_p = 5.7 \cdot 10^{15}\ c^{-1}$$

$$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p} = 330\ нм.$$

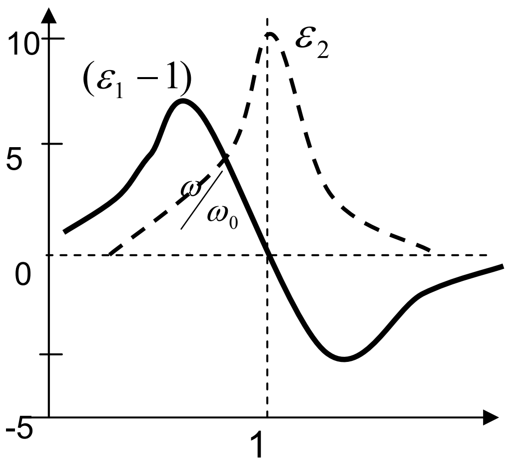
Модель Друде-Лоренца и оптические свойства диэлектриков

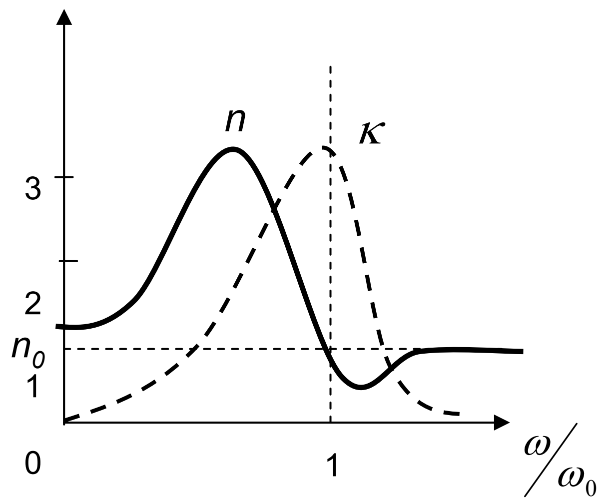
$$\ddot{x} + \tau^{-1}\dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{eE_{0x}}{m}\exp(-i\omega t)$$

$$P = N_м p_м = -N_м e x_0 = -\frac{e^2 N_м E_{0x}/m}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\tau^{-1}}$$

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E_{0x}} = 1 + \frac{e^2 N_м}{m\varepsilon_0[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega\tau^{-1}]}$$

$$\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}}$$

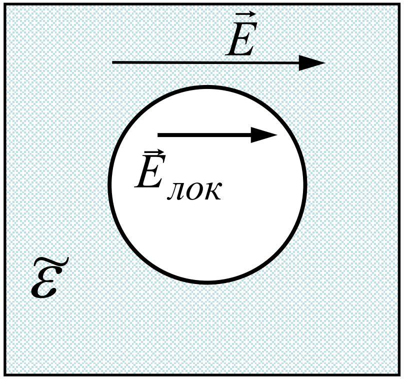




$\omega << \omega_0$ ⇒ Значение показателя преломления в области прозрачности:

$$n^2(\omega/\omega_0 \to 0) \approx 1 + \frac{N_м e^2}{m\,\varepsilon\omega_0^2} \equiv n_0^2$$

Локальное поле.
Уравнение Клаузиуса-Моссоти.



$$\vec{E}_{лок} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0}$$

$$P = \varepsilon_0 E(\tilde{\varepsilon} - 1)$$

$$E_{лок} = E\left(1 + \frac{\tilde{\varepsilon} - 1}{3}\right) = E\,\frac{\tilde{\varepsilon} + 2}{3}$$

$$P = \chi\varepsilon_0 N_м E_{лок} = \chi\varepsilon_0 N_м E\,\frac{\tilde{\varepsilon} + 2}{3}$$

$N_м$- концентрация молекул

χ – поляризуемость молекулы

Уравнение Клаузиуса-Моссоти:

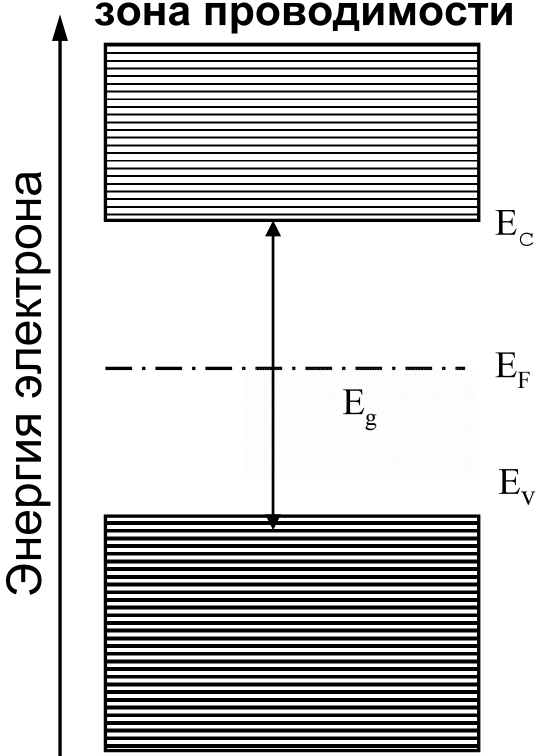
$$\frac{\tilde{\varepsilon} - 1}{\tilde{\varepsilon} + 2} = \frac{1}{3}\chi N_м$$

$$\frac{\tilde{\varepsilon} - 1}{\tilde{\varepsilon} + 2} = \frac{N_м e^2}{3m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\tau^{-1}}$$

В условиях резонанса поляризуемость молекул среды резко возрастает, что приводит вследствие фактора локального поля к значениям $\tilde{\varepsilon} \approx -2$

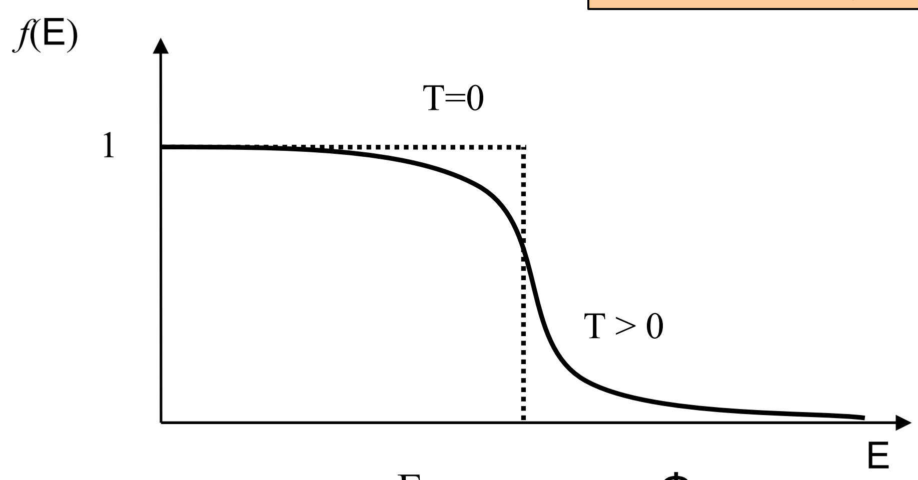
Элементы квантовой теории твердых тел

Упрощенная зонная диаграмма полупроводника и функция заполнения состояний



Статистика Ферми-Дирака:

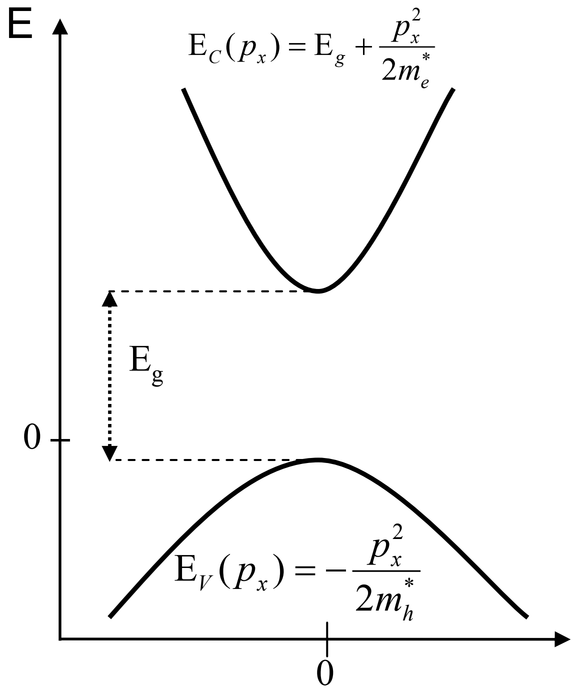
$$f(\mathrm{E}) = \frac{1}{\exp\left(\dfrac{\mathrm{E}-\mathrm{E}_F}{k_B T}\right)+1}$$



E_F – уровень Ферми

Электроны имеют полуцелый спин, они подчиняются статистике Ферми-Дирака.

Зависимость энергии электрона от квазиимпульса вблизи краев зон в полупроводниковом кристалле
(законы дисперсии для прямозонного полупроводника)



p_x – проекция квазиимпульса

$$\boxed{E_C(\vec{p}) = E_g + \frac{p^2}{2m_e^*} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}}$$

$$\boxed{E_V(\vec{p}) = -\frac{p^2}{2m_h^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*}}$$

Квазиимпульс : $\vec{p} = \hbar\,\vec{k}$

Квазиволновой вектор: $\vec{k}$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_e} \Rightarrow p = \hbar\frac{2\pi}{\lambda_e} = \frac{h}{2\pi}\cdot\frac{2\pi}{\lambda_e} = \frac{h}{\lambda_e}$$

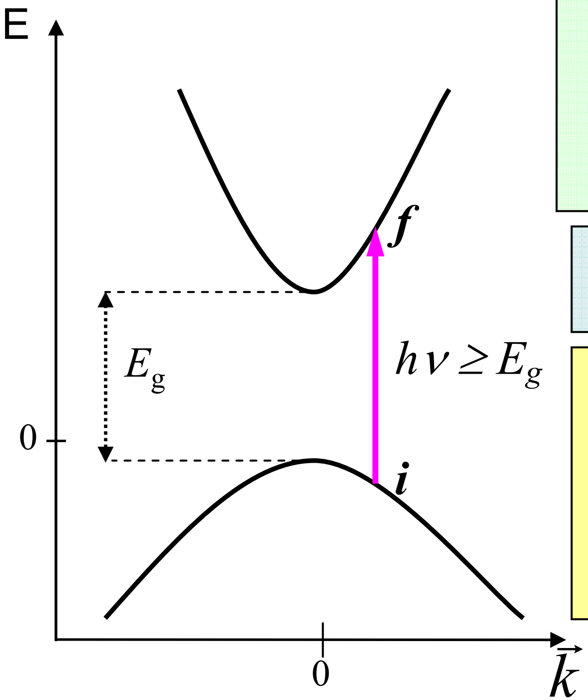
$$\boxed{\Psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}}u(\vec{r})}$$

$$\boxed{\lambda_e \to \lambda_{DB}}$$

Электроны в кристалле – квазичастицы-волны, которые иногда называются <u>блоховскими волнами</u>, по имени ученого Ф.Блоха.

Поглощение света в прямозонном полупроводнике

GaAs, InP, CdTe, …



Закон сохранения энергии: $h\nu = \mathrm{E}_f - \mathrm{E}_i$

Закон сохранения квазиимпульса: $\hbar\vec{k}_{phot} = \hbar\vec{k}_f - \hbar\vec{k}_i$

$k_{phot} << k_f, k_i \Rightarrow \vec{k}_f \approx \vec{k}_i \equiv \vec{k}$ Вертикальный переход

$$h\nu = \mathrm{E}_f - \mathrm{E}_i = \mathrm{E}_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} = \mathrm{E}_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r}$$

Приведенная масса: $\dfrac{1}{m_r} = \dfrac{1}{m_e^*} + \dfrac{1}{m_h^*}$

$$\alpha(h\nu) = A \int_{\mathrm{E}_i} \int_{\mathrm{E}_f} w(\mathrm{E}_i, \mathrm{E}_f) n(\mathrm{E}_i) n(\mathrm{E}_f) d\mathrm{E}_i d\mathrm{E}_f$$

$$n(\mathrm{E}_i) = N_V(\mathrm{E}_i) f(\mathrm{E}_i) \approx N_V(\mathrm{E}_i) = \frac{\left(2m_h^*\right)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}\sqrt{-\mathrm{E}_i}$$

$$n(\mathrm{E}_f) = N_C(\mathrm{E}_f)\left(1 - f(\mathrm{E}_f)\right) \approx N_C(\mathrm{E}_f) = \frac{\left(2m_e^*\right)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}\sqrt{\mathrm{E}_f - \mathrm{E}_C}$$

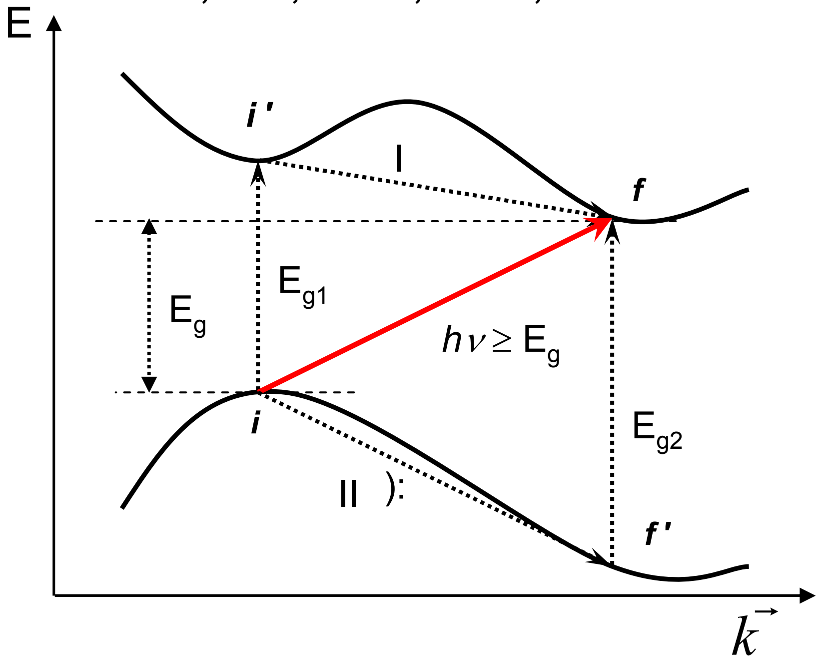
$\Rightarrow$

$$\alpha(h\nu) = A_1\sqrt{h\nu - \mathrm{E}_g}$$

$$A_1 = \frac{2\pi e^2 (2m_r)^{3/2} |p_0|^2}{3m_0^2 n(h\nu)\varepsilon_0 c h^3 \nu}$$

Поглощение света при непрямых переходах в полупроводниках

Si, Ge, GaP, CdS, …



Сохранение энергии и квазиимпульса:
$$h\nu = E_f - E_i \pm E_{phon}$$
$$\vec{k}_f = \vec{k}_i + \vec{k}_{phon}$$

Вероятность перехода:
$$w_{if} \propto \left|H_{ii'}\right|^2 \cdot \left|H_{i'f}\right|^2 \frac{1}{(\omega - \omega_{ii'}}$$

$$\left|H^-_{i'f}\right|^2 = BN_{phon}\,, \quad \left|H^+_{i'f}\right|^2 = B\left(N_{phon} + 1\right)$$

Статистика Бозе-Эйнштейна:
$$N_{phon} = \left(\exp\left(\frac{E_{phon}}{k_B T}\right) - 1\right.$$

Коэффициент поглощения света при

поглощении фонона $h\nu \geq E_g - E_{phon}$

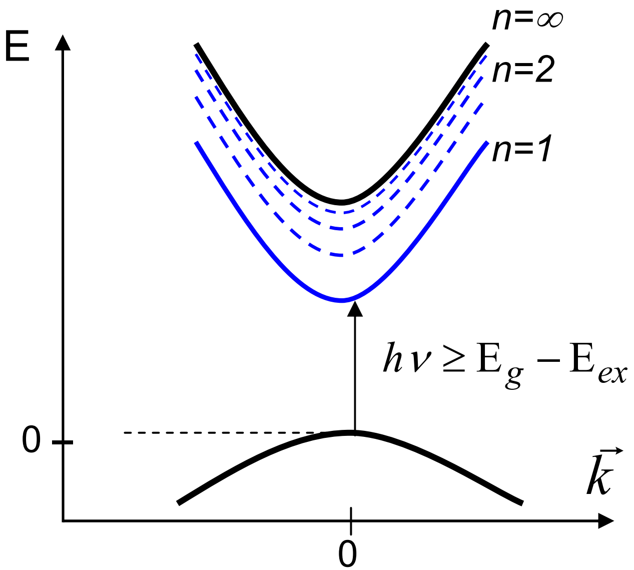
$$\alpha^-(h\nu) \propto B_1 \frac{\left(h\nu - E_g + E_{phon}\right)^2}{\exp\left(\frac{E_{phon}}{k_B T}\right) - 1}$$

и

испускании фонона $h\nu \geq E_g + E_{phon}$

$$\alpha^+(h\nu) \propto B_1 \frac{\left(h\nu - E_g - E_{phon}\right)^2}{1 - \exp\left(-\frac{E_{phon}}{k_B T}\right)}$$

Экситоны в полупроводниках



В полупроводниках и диэлектриках возможно поглощение света, которое не сопровождается появлением свободных носителей заряда. Возникающее возбуждение является электрически нейтральным и может быть рассмотрено как квазичастица, состоящая из электрона и дырки и называемая *экситоном* (от “excitation”). Понятие «экситон» было введено Я.И.Френкелем в 1931 г. В полупроводниках экситон был обнаружен в 1951 г. Е.Ф.Гроссом с сотрудниками.

Известны **экситоны Френкеля**, или экситоны малого радиуса $r_{\text{ex}} \leq a_0$ – постоянной решетки кристалла; и **экситоны Ванье-Мотта**, или экситоны большого радиуса $r_{\text{ex}} >> a_0$.

Для полупроводников наблюдаются экситоны Ванье-Мотта.

Полная энергия экситона: $$G_n(\vec{k}_{ex}) = W(\vec{k}_{ex}) + E_n = E_g + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M} - \frac{E_{ex}}{n^2}$$

$$M = m_e + m_h$$

$$m_r^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$$

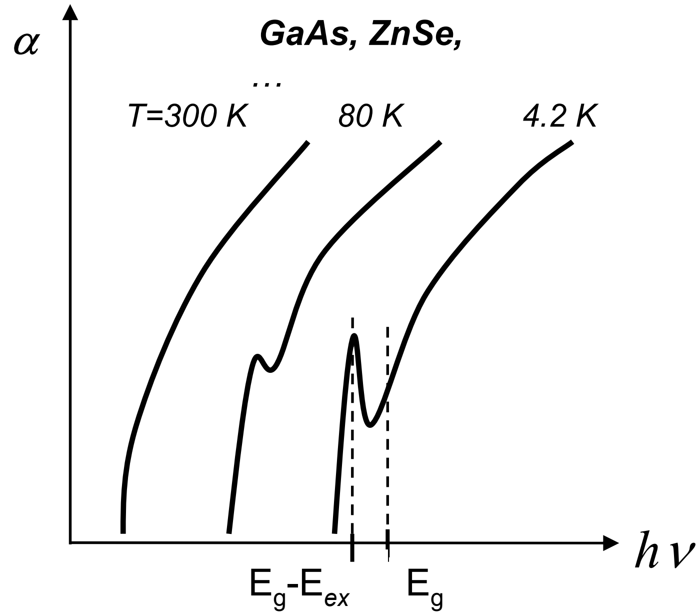
n=1,2,3,….

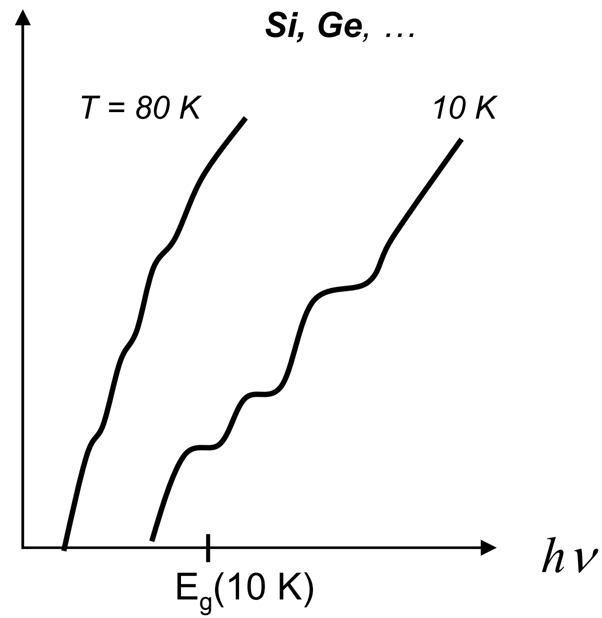
Энергия связи экситона: $$E_{ex} \equiv E_1 = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0\varepsilon r_{ex}}$$

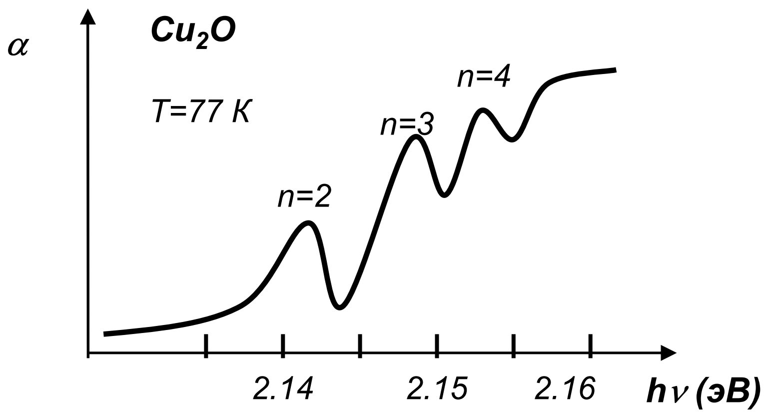
Радиус экситона: $$r_{ex} = \frac{\eta\varepsilon\hbar^2}{m_r e^2} = a_B \varepsilon \frac{m_0}{m_r}$$

a_B =0.053 нм – это боровский радиус в атоме водорода

Примеры спектров экситонного поглощения



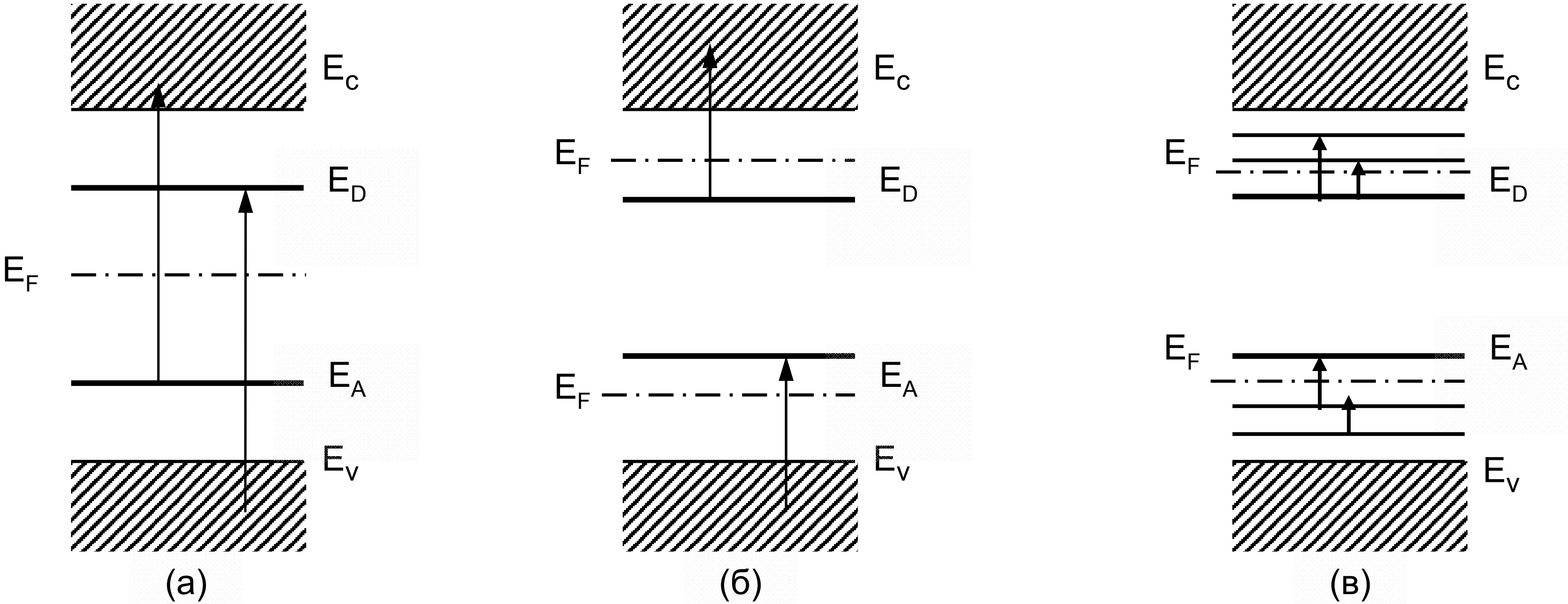




E_{ex}=2-16 мэВ, что меньше, чем энергия теплового движения при комнатной температуре (26 мэВ).

Наблюдение экситонных пиков поглощения в объеме полупроводника возможно при низких температурах. В полупроводниковых наноструктурах энергия связи возрастает и экситоны стабильны даже при комнатной температуре.

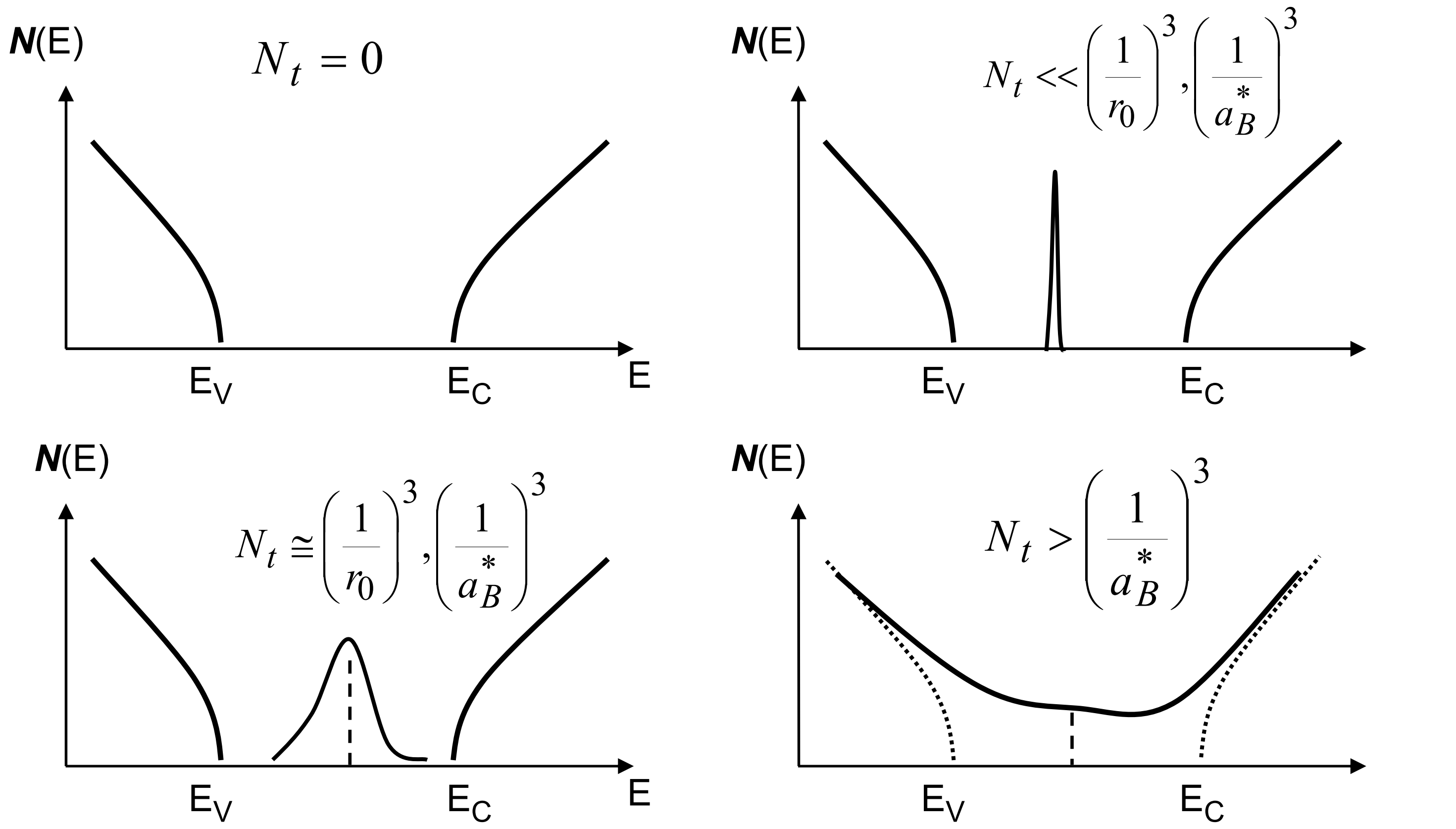
Примесное поглощение света в полупроводниках при малых концентрациях примеси



Переходы примесь-зона (а)-(б) приводят к появлению ступеней поглощения ниже края зоны полупроводника.

Внутрипримесные переходы (в) проявляются как набор узких линий вдали от края межзонного поглощения.

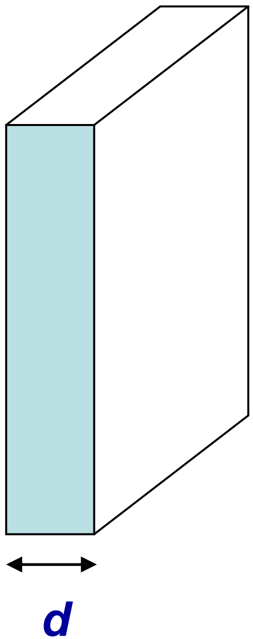
Влияние примесей на электронный спектр полупроводника

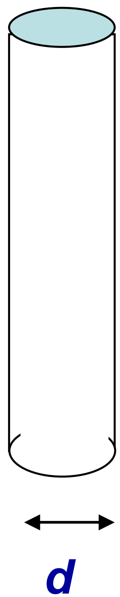


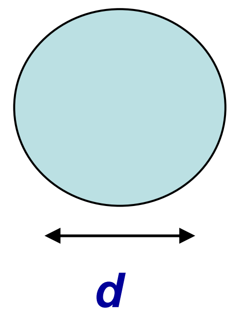
r_0 и a_B^* – радиус экранирования и боровский радиус примеси в полупроводнике

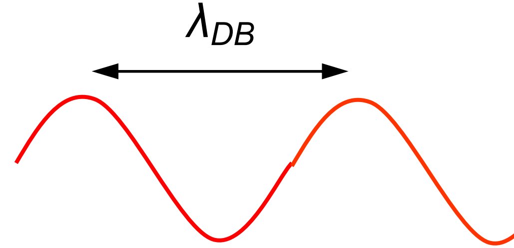
Основные типы идеальных твердотельных наноструктур

2D Квантовая яма | **1D** Квантовая нить | **0D** Квантовая точка









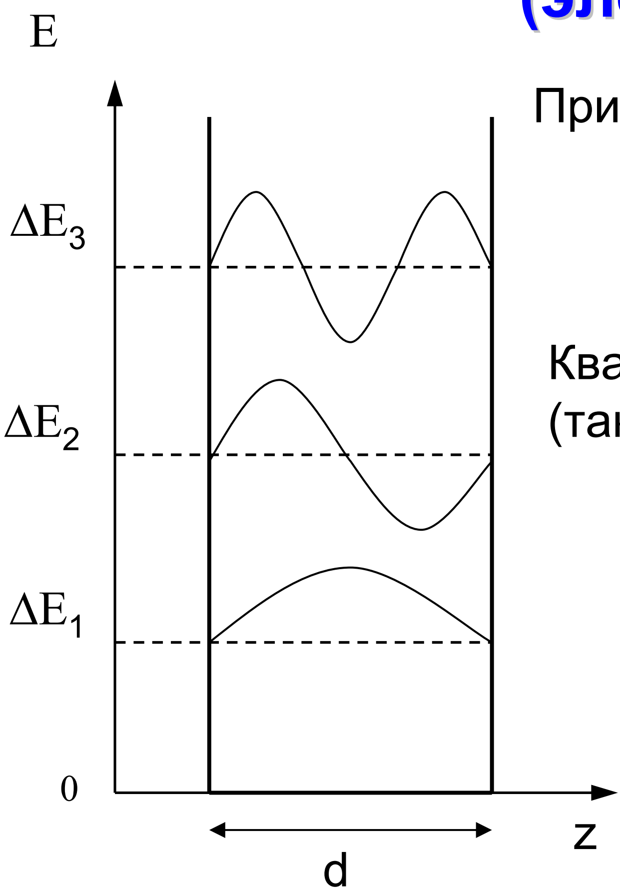
$$d \sim \lambda_{DB} = h/p$$

p – квазиимпульс электрона или дырки в кристалле

Для электрона в полупроводнике с $m_e^* = (0.1\text{-}1)\ m_o$: $3\ нм < \lambda_{DB} < 30\ нм$

В наноструктурах с минимальными размерами 1 -100 *нм электроны, дырки и другие квазичастицы будут испытывать ограничения при движении, что приводит к* ***квантовому размерному эффекту***.

Квантовый размерный эффект для электронов в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками (электрон в квантовой яме)



При отражении от стенок ямы возникают стоячие волны:

$$\boxed{\frac{1}{2} n \lambda_e = d} \qquad n = 1, 2, 3, \ldots$$

Квазиимпульс p_e в направлении z квантуется (так называемое ***вторичное квантование***)

$$\boxed{p_{ez} = \frac{h}{\lambda_e} = \frac{h}{2d} n}$$

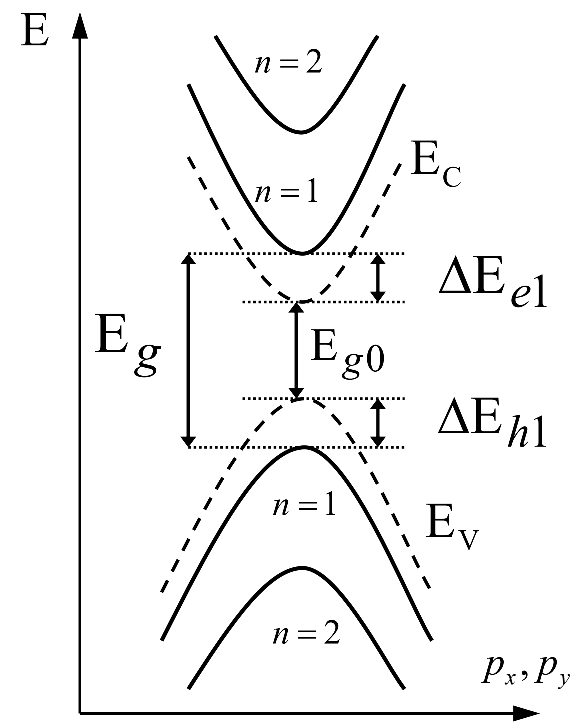
Квантово-размерная добавка к энергии частицы:

$$\boxed{\Delta E_{en} = \frac{p_{ez}^2}{2m_e^*} = \frac{h^2}{8m_e^* d^2} n^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e^* d^2} n^2}$$

Уровни размерного квантования $n = 1, 2, 3, \ldots$ с энергиями : ΔE_1 , ΔE_2, ΔE_2,..

Квантовый размерный эффект в квантовой яме (прямозонный полупроводник)

Полная энергия электрона: $\mathrm{E_e}(\vec{p}) = \mathrm{E_e}(\hbar\vec{k})$



$$\mathrm{E_e}(\vec{p}) = \mathrm{E_c}(p_x, p_y) + \Delta\mathrm{E}_e = \frac{p_x^2 + p_x^2}{2m_e^*} + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_e^* d^2} n^2$$

Полная энергия дырки:

$$\mathrm{E_h}(\vec{p}) = \mathrm{E_V}(p_x, p_y) + \Delta\mathrm{E}_h = \frac{p_x^2 + p_x^2}{2m_h^*} + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_h^* d^2} n^2$$

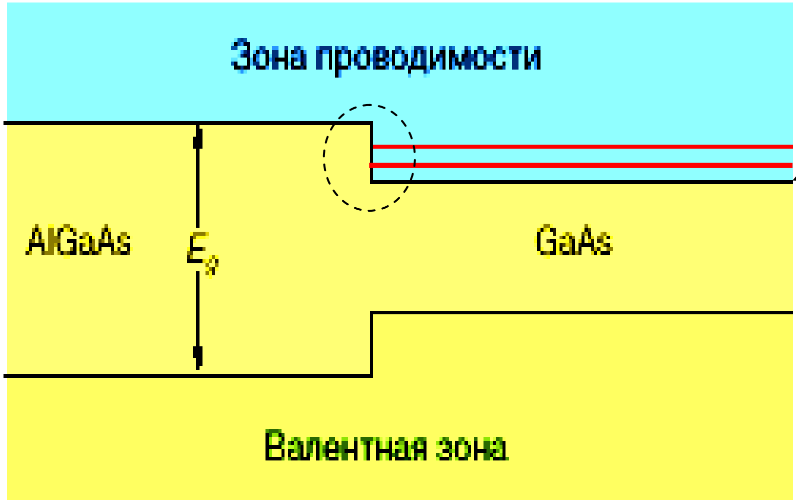
Квантово-размерное увеличение ширины запрещенной зоны (n=1) :

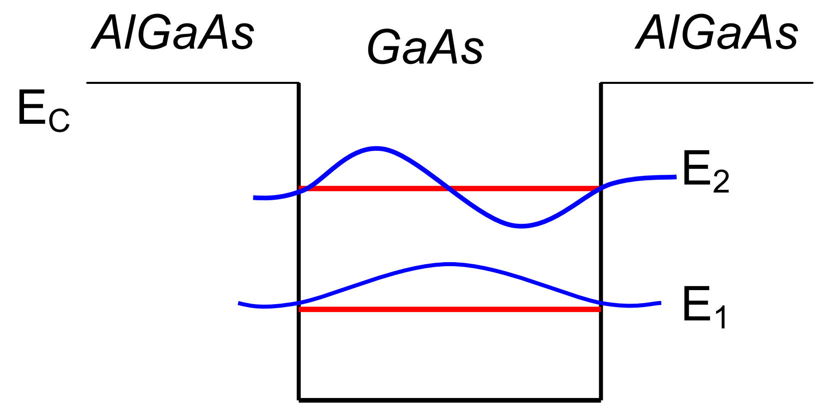
$$\boxed{\mathrm{E}_g = \mathrm{E}_{g0} + \Delta\mathrm{E}_g = \mathrm{E}_{g0} + \frac{\pi\hbar^2}{2d^2 m_r^*}}$$

Приведенная масса: $\dfrac{1}{m_r^*} = \dfrac{1}{m_e^*} + \dfrac{1}{m_h^*}$

Квантово-размерная добавка к ширине запрещенной зоны возрастает обратно пропорционально квадрату ширины квантовой ямы *d* .

Квантовые ямы в полупроводниковых гетероструктурах





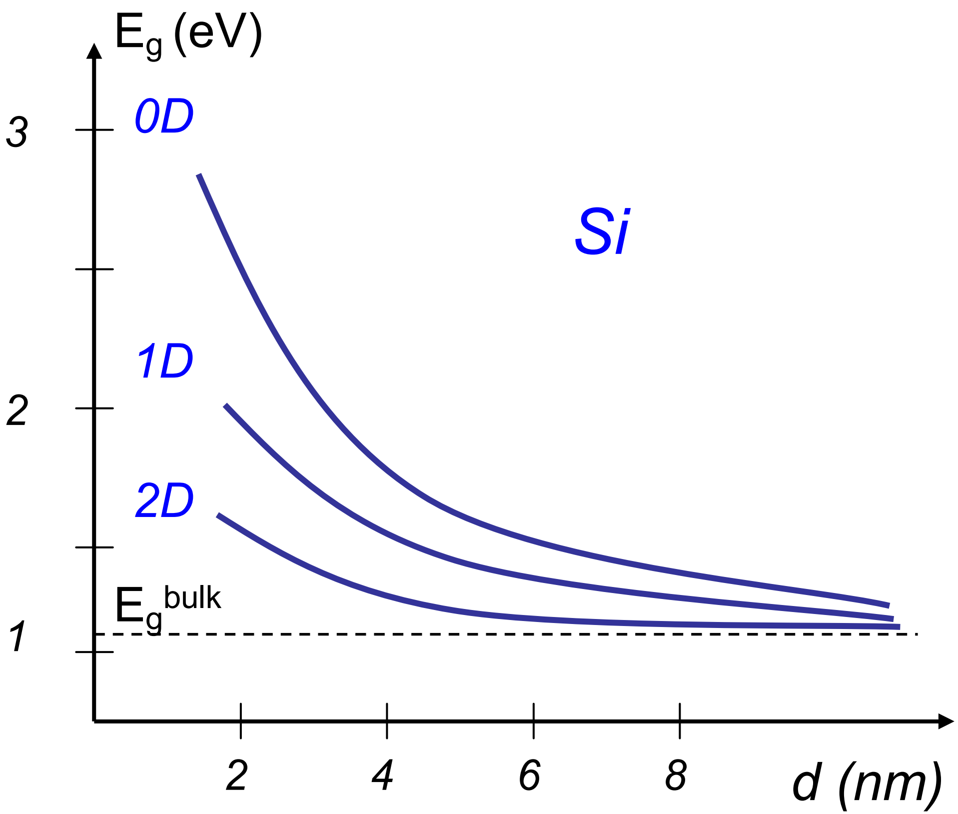
Структура из двух различных полупроводников (с разными ширинами запрещенной зоны) называется **гетероструктурой**,

Квантовая яма образуется в слое полупроводника с узкой запрещенной зоной, заключенном между двумя полупроводниками, обладающими более широкой запрещенной зоной.

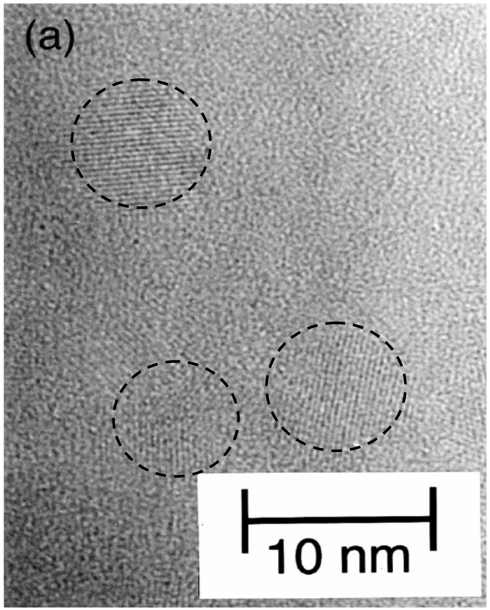
За исследования в области создания и применения гетероструктур российскому ученому Ж.И.Алферову была вручена Нобелевская премия (2002 г.).

Квантовый размерный эффект в кремниевых нанокристаллах

Расчет методом эффективной массы



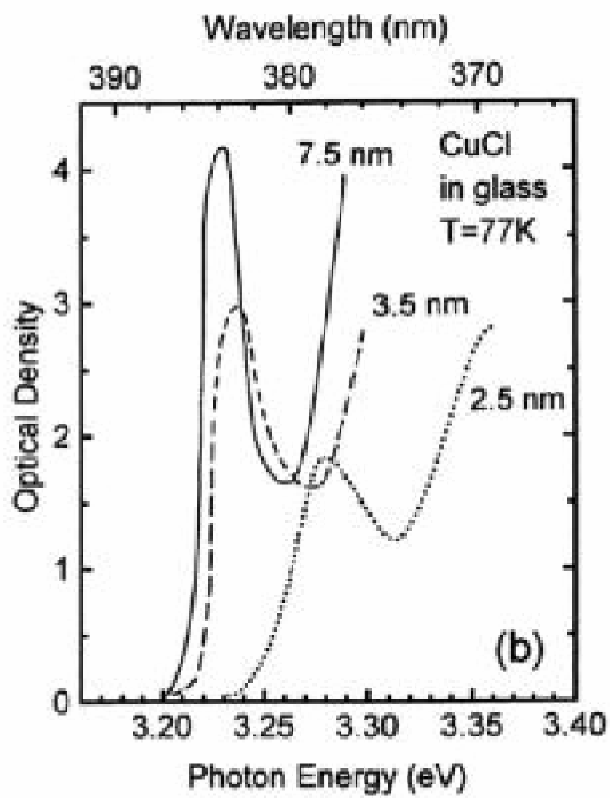
Нанокристаллы Si в SiO_2

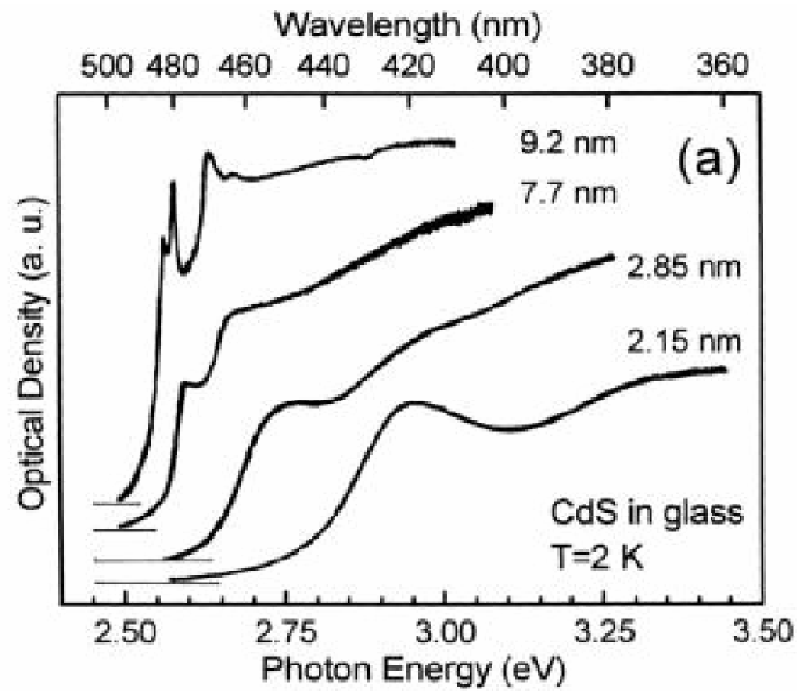


M. Fujii et al., J. Appl. Phys. (1998).

Квантово-размерный эффект для запрещенной зоны усиливается при переходе от 2D к 0D (понижении размерности наноструктуры)

Примеры спектров поглощения полупроводниковых нанокристаллов





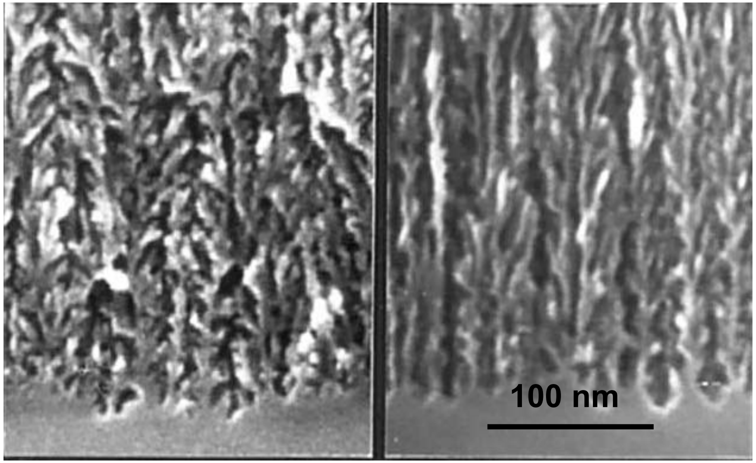
S. V. Gaponenko. Optical Properties of Semiconductor Nanocrystals. Cambridge,1998.

Мезо- и микропористый кремний как примеры наноструктурированных полупроводников

Вид пористого материала	Размер пор
Микропористый	≤ 2 нм
Мезопористый	2-50 нм
Макропористый	>50 нм

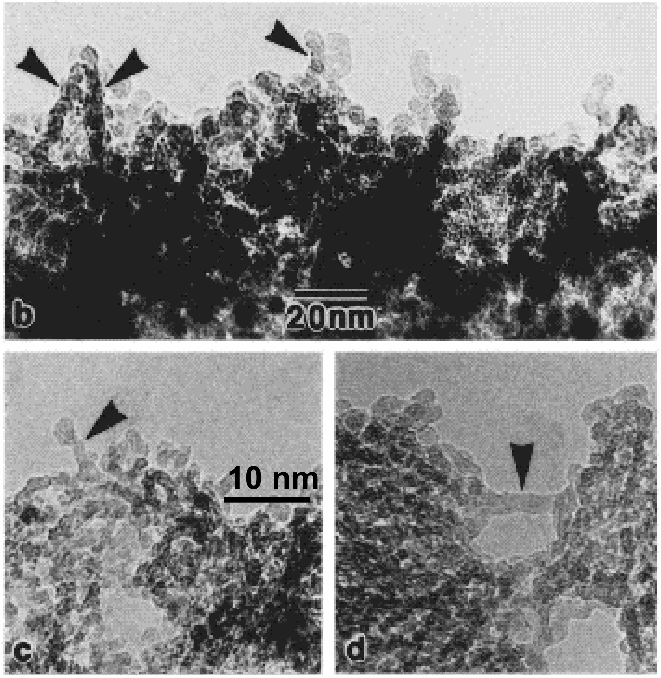
Микропористый Si состоит из хаотично расположенных нанокристаллов с размерами от 1 до 10 нм.

Мезопористый Si



V. Lehmann, Mat. Sci.& Engineering B69–70 (2000)

Микропористый Si



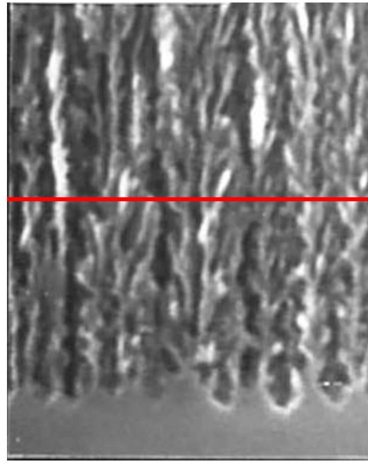
A. G. Cullis et al., J. Appl. Phys.82 (1997)

Мезопристый Si обладает более упорядоченной структурой пор и кремниевых нанокристаллов

Кремниевые наноструктуры как эффективная оптическая среда

4'' c-Si

10 см



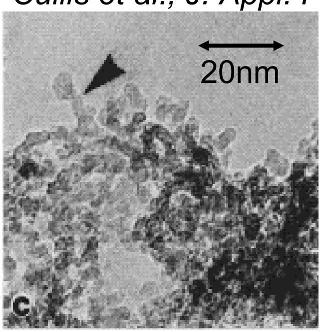
300 nm

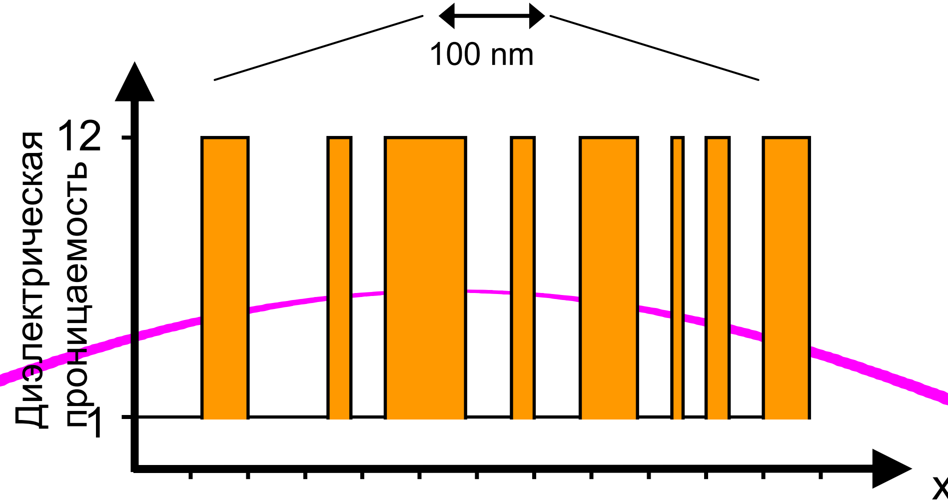
V. Lehmann, Mat. Sci.& Engineering B69–70 (2000)

Мезопористый Si в сканирующем электронном микроскопе

Микропористый Si в просвечивающем электронном микроскопе

A. G. Cullis et al., J. Appl. Phys.82 (1997)





$\lambda_{\text{visible light}}$

$\varepsilon_{eff}\,(\varepsilon_{Si}\,,\,\varepsilon_{Pores}\,,\,P\,)$

Образцы дихроичных 1D-фотонных кристаллов из анизотропно-наноструктурированного кремния

Эффективные оптические свойства слоев мезопористого кремния (цветные круглые области) определяются упорядоченной структурой пор и кремниевых нанокристаллов. В результате чего они значительно отличаются от свойств кристаллического кремния c-Si , из которого изготовлены.

Основные выводы

- **Оптические свойства конденсированных фаз вещества можно описывать используя комплексную диэлектрическую проницаемость и комплексный показатель преломления, из которых можно получить коэффициенты поглощения, отражения и другие оптические характеристики, измеряемые в эксперименте.**
- **Для описания оптических свойств металлов и диэлектриков можно использовать классические модели Друде и Лоренца, которые хорошо объясняют как спектры коэффициента отражения, так и поглощение света в отдельных спектральных областях.**
- **Для объяснения оптических свойств полупроводников необходимо использовать квантовую теорию твердых тел и учитывать взаимодействие фотонов с квазичастицами (электронами, дырками, фононами).**
- **Свойства твердотельных наноструктур зависят от состояния находящихся в них квазичастиц (электронов проводимости и дырок, фононов и их комбинаций), которые испытывают вторичное квантование по отношению к их характеристикам в объемных фазах веществ.**
- **Оптические свойства реальных наноструктур следует описывать с учетом теории эффективной среды.**