Оптика твердого тела и наноструктур

Гончар Кирилл Александрович
Тимошенко Виктор Юрьевич

Московский Государственный Университет
им. М. В. Ломоносова, Физический факультет

Лекция 4. Поглощение света в полупроводниках (продолжение).

Плотность электронных состояний в полупроводнике. Особенности Ван-Хова. Понятие о модуляционной спеуктроскопии. Влияние примесей на энергетический спектр полупроводника. Хвосты плотности состояний. Особенности поглощения света в аморфных полупроводниках. Правило Урбаха. Поглощение при малых концентрациях примеси. Взаимодействие света со свободными носителями заряда в полупроводниках: квантово-механическое описание и классическая модель Друде. Плазменный минимум отражения.

Комбинированная плотность состояний в полупроводнике (повторение)

$$N(h\nu) = \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}\sqrt{h\nu - E_g}$$

$$\alpha(h\nu) = A\sqrt{h\nu - E_g}$$

Данные выражения справедливы вблизи краев запрещённой зоны, где предполагается параболический закон дисперсии

$$E(\vec{k}) \sim k^2$$

В общем случае зависимости N(E) и α(E) могут быть более сложными, что зависит от вида законов дисперсии $E_c(\vec{k})$ и $E_v(\vec{k})$

Особенности $E(\vec{k})$

Функции $E_c(\vec{k})$ и $E_v(\vec{k})$ могут иметь точки симметрии, которые называются особыми точками (особенностями Ван Хова).
Два типа особых точек :

$$\overrightarrow{\nabla_{\vec{k}}} E_{c}(\vec{k}) = \overrightarrow{\nabla_{\vec{k}}}\, Ev(\vec{k}) = 0$$

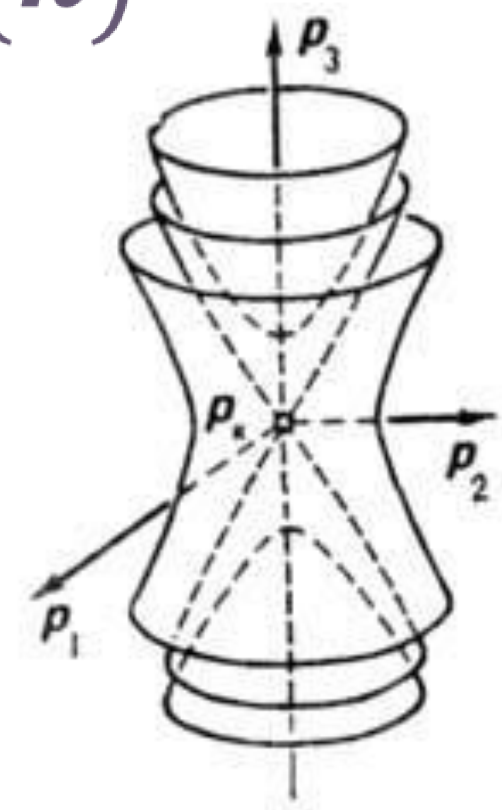
$$\overrightarrow{\nabla_{\vec{k}}} E_{c}(\vec{k}) = \overrightarrow{\nabla_{\vec{k}}} E_{v}(\vec{k}) \neq 0$$

Поэтому лучше рассматривать

$$E(\vec{k}) = E_{c}(\vec{k}) - E_{v}(\vec{k})$$

Тогда вблизи критической точки $E(\overrightarrow{k_c})$ можно представить

$$E(\vec{k}) = E(\vec{k}_c) + \sum_{j=1,2,3} \frac{\hbar^2 \Delta k^2{}_j}{2m_j}$$

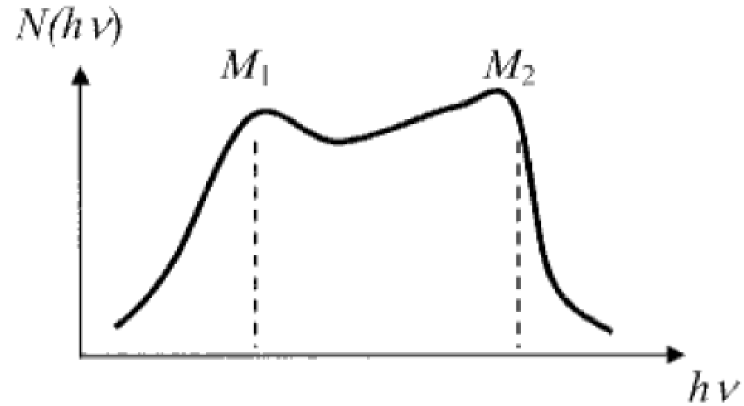


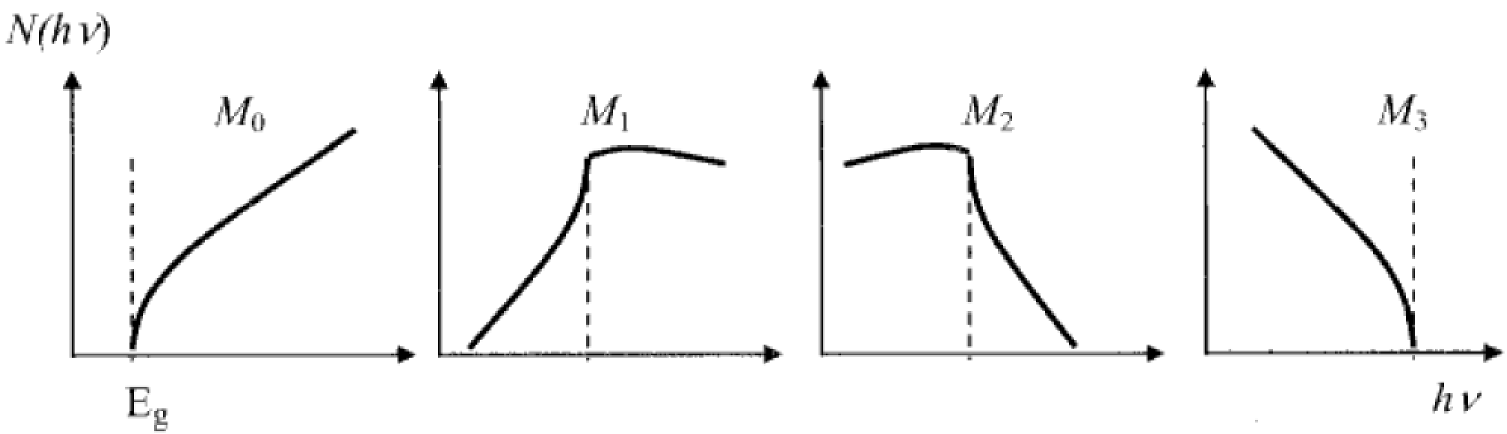
Примеры топологии изоэнергетических поверхностей вблизи конической критической точки

Наличие критических точек приводит к появлению особенностей в спектре $N(h\nu)$ и, соответственно, $\alpha(h\nu)$.

Например, из зависимости $N(h\nu)$ имеем в E_g $dN/d(h\nu) \sim 1/\sqrt{h\nu - E_g} \rightarrow \infty$.

- M_0 – точка минимума
- M_1, M_2 – седловые точки
- M_3 – точка максимума

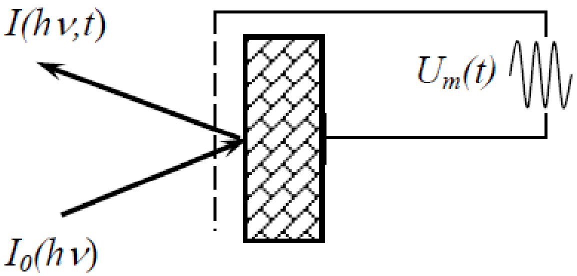




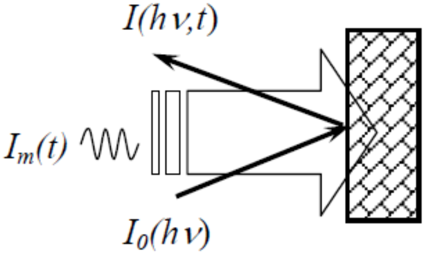
Понятие о модуляционной спектроскопии

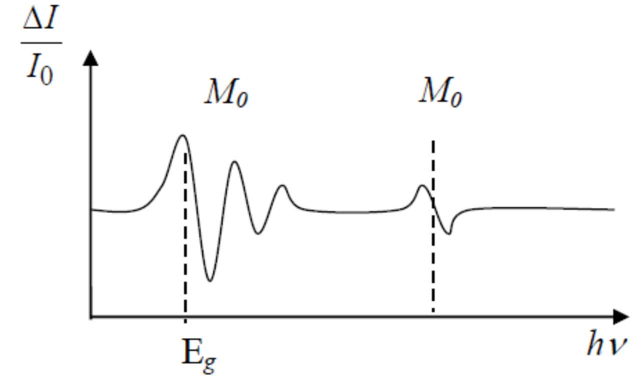
- Электроотражение и электропоглощение
- Фотоотражение
- Термоотражение и и термопоглощение

Электроотражение:

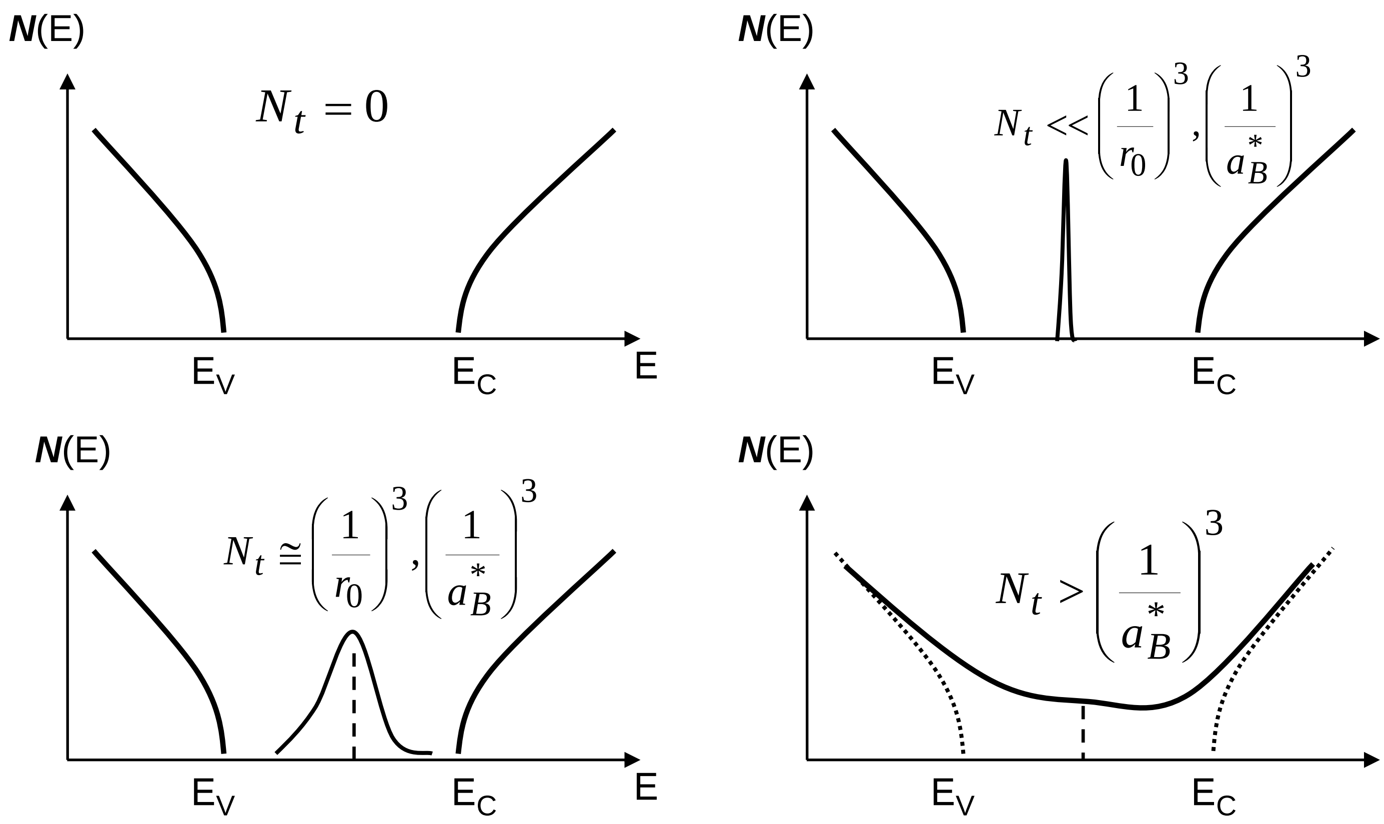


Фотоотражение:





Влияние примесей на электронный спектр полупроводника

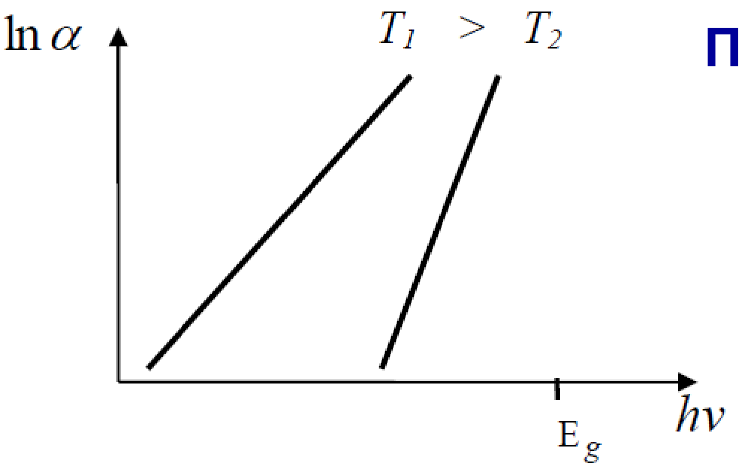


r_0 и a_B^* – Дебаевский радиус экранирования и боровский радиус примеси в полупроводнике

$$a_B^* = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon\hbar^2}{m^* e^2} = a_B \varepsilon \frac{m_0}{m^*}$$

$a_B = 0.053$ нм

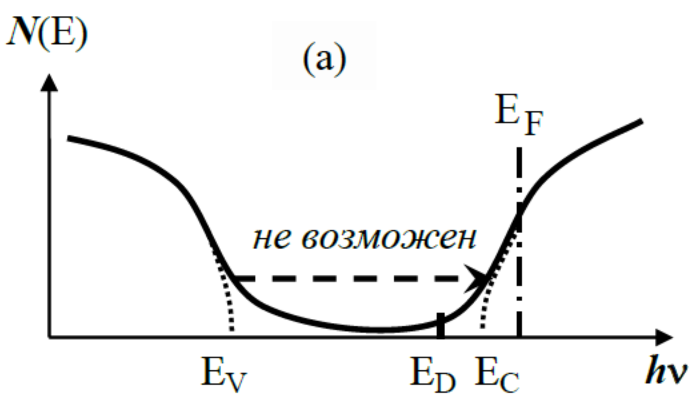
Хвосты плотности состояний в аморфных полупроводниках. Правило Урбаха.

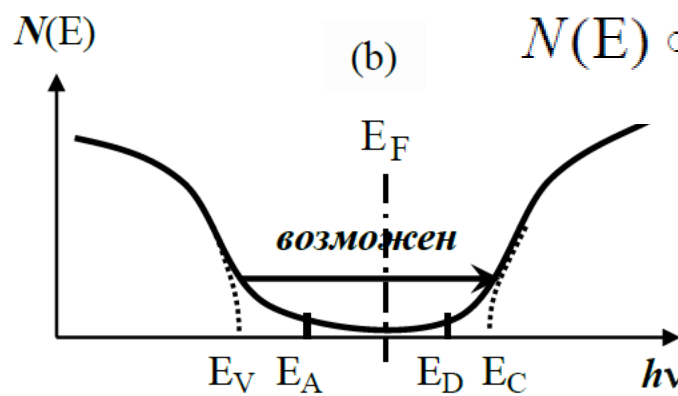


Правило Урбаха:

$$\frac{d\ln\left(\alpha(h\nu)\right)}{d(h\nu)} = \frac{1}{k_B T}$$

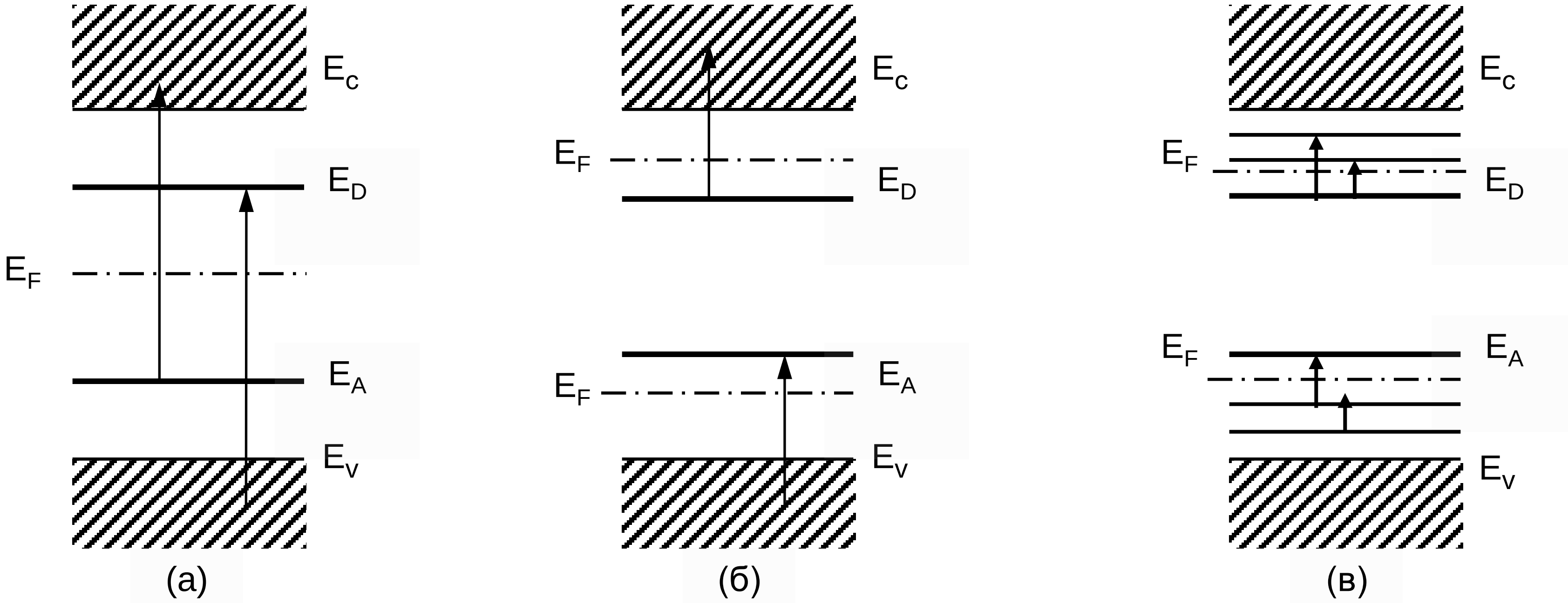
$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \exp\left(\frac{h\nu - \mathrm{E}_g}{k_B T}\right)$$





$$N(\mathrm{E}) \propto \exp\left(\mathrm{E}/\mathrm{E}_0\right)$$

Примесное поглощение света в полупроводниках при малых концентрациях примеси

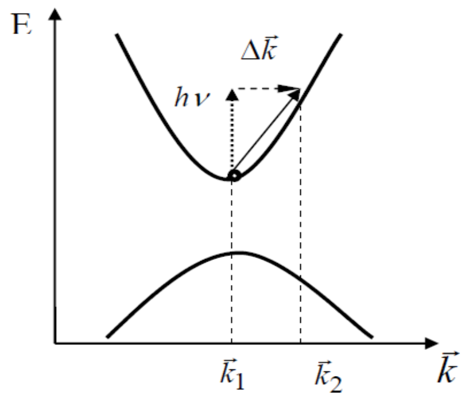


Переходы примесь-зона (а)-(б) приводят к появлению ступеней поглощения ниже края зоны полупроводника.

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

Взаимодействие света со свободными носителями заряда в полупроводниках

Так как квазиимпульс фотона $p_{phot} = \frac{\hbar}{\lambda}$, где $\lambda \sim 10^{-4}$-10^{-3} см, обычно намного меньше типичных значений для электронов и дырок ($p_e, p_h \propto \frac{\hbar}{a_0}$,



где $a_0 \sim 10^{-7}$ см), то для выполнения закона сохранения квазиимпульса необходимо участие третьей частицы. Такой частицей может быть фонон или атом примеси. В первом случае $\Delta\vec{k} = \vec{k}_{phon}$. Процесс взаимодействия фотона и носителя заряда при участии третьей частицы описываются теорией возмущения 2-го порядка,

Отметим, что квантово-механическое описание дает следующую частотную зависимость коэффициента поглощения для диапазона $h\nu >> kT$:

$\alpha \propto N_q \lambda^{\beta}$, где $\beta > 1$ зависит от механизма рассеяния:

$\beta = 1.5$ (рассеяние на *акустических фононах*);

$\beta = 2.5$ (рассеяние на *оптических фононах*);

$\beta = 3 \div 3.5$ (рассеяние на *ионизованных примесях*).

Классическая модель Друде-Лоренца для взаимодействия света со свободными носителями заряда в полупроводниках

$$m^{*}\ddot{x} + \frac{m^{*}}{\tau}\dot{x} = qE_0 \exp(-i\omega t),$$

где m^{*} и q – эффективная масса и заряд, τ – время затухания (релаксации) импульса.

Для связанного со смещением свободных носителей заряда дипольного момента единицы объёма получим:

$$P_{своб} = qN_q x_0 = -\frac{q^2 N_q E_0}{m^{*}\omega(\omega + i\tau^{-1})},$$

где N_q – концентрация носителей заряда.

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{P_{своб}}{\varepsilon_0 E_0} = \varepsilon_\infty - \frac{q^2 N_q}{m^{*}\omega\varepsilon_0(\omega + i\tau^{-1})} = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\tau^{-1})},$$

где плазменная частота $\boxed{\omega_p^2 = \frac{q^2 N_q}{m^{*}\varepsilon_0}}$.

Поглощение света на свободных носителях заряда в полупроводниках

Для частот $\omega >> \tau^{-1}$ получим: $$\varepsilon_1 = n^2 - \kappa^2 \approx \varepsilon_\infty - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$$

$$\kappa \approx \frac{\omega_p^2}{2\sqrt{\varepsilon_\infty}\,\omega^3 \tau}$$

$$\varepsilon_2 = 2n\kappa \approx \frac{\omega_p^2}{\omega^3 \tau}$$

$$\alpha = \frac{2\kappa\omega}{c} \approx \frac{\omega_p^2}{\sqrt{\varepsilon_\infty}\, c\,\tau} \frac{1}{\omega^2} \propto \frac{N_q}{\omega^2} \propto N_q \lambda^2$$

более общее выражение:

$$\alpha = \frac{2\kappa\omega}{c} = \frac{\omega}{cn(\omega)} \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{\tau^{-1}}{\omega^2 + \tau^{-2}} = \frac{\omega_p^2 \tau^{-1}}{cn(\omega)\left(\omega^2 + \tau^{-2}\right)} = \frac{q^2 N_q \tau^{-1}}{c\varepsilon_0 m^* n(\omega)\left(\omega^2 + \tau^{-2}\right)}$$

Плазменный минимум отражения в полупроводниках (теория)

В области низких частот $\omega << \tau^{-1}, \omega_p$

$$\varepsilon_1 \approx \varepsilon_\infty - \omega_p^2 \tau^2 = const \;, \; \varepsilon_2 \approx \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega} >> 1 \;.$$

в случае нормального падения коэффициент отражения

дается формулой

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2}$$

$$n = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1{}^2 + \varepsilon_2{}^2}\right)} \qquad \kappa = \sqrt{\frac{1}{2}\left(-\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1{}^2 + \varepsilon_2{}^2}\right)}$$

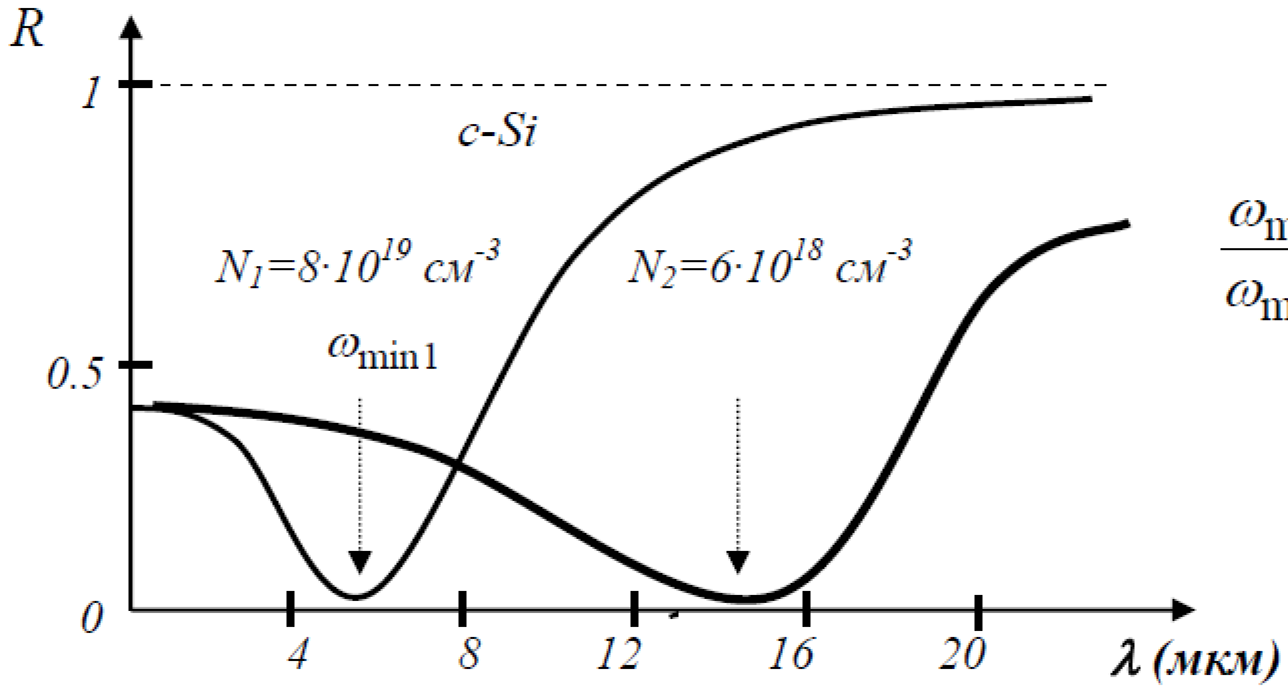
$$R \approx \frac{n^2 + \kappa^2}{n^2 + \kappa^2} = 1$$

Это, так называемая, область *плазменного отражения*

Плазменный минимум отражения в полупроводниках (эксперимент)

$$n^2 = \varepsilon_1 + \kappa^2 \approx \varepsilon_1 \approx \varepsilon_\infty - \left(\frac{\omega_p}{\omega_{\min}}\right)^2 = 1$$

$$\omega_{\min} \approx \frac{\omega_p}{\sqrt{\varepsilon_\infty - 1}}$$



$$\frac{\omega_{\min 1}}{\omega_{\min 2}} = \sqrt{\frac{N_1}{N_2}} \approx 3.6$$

Итоги Лекции 4:

- Особенности Ван-Хова и оптические свойства.
- Правило Урбаха для аморфных материалов.
- Как изменяется энергетический спектр полупроводника при наличии примесей.
- Спектральные зависимости коэффициента поглощения и отражения света в полупроводниках со свободными носителями заряда в рамках модели Друде-Лоренца.
- Плазменные «полка» и минимум отражения.
- Границы применимости классической и квантовой моделей описания поглощения света на свободных носителях заряда в полупроводниках.