

ЛЕКЦИЯ **2.** ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕТАЛЛАХ И ПОЛУПРОВОДНИКАХ

КОМПЛЕКСНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ

Волновое уравнение для проводящей среды при $\rho_e = 0$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu_r \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} = 0$$

σ – проводимость металла

ε_r, μ_r – диэлектрическая и магнитная проницаемости

Для гармонических полей вида $E(t) = E_\omega \exp(-i\omega t)$

$$\frac{\partial^2 E_\omega}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \mu_r \left(\varepsilon_r + \frac{i\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right) E_\omega = 0$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \quad \text{- скорость света в вакууме}$$

В случае диэлектрика $\sigma = 0$, и волновое уравнение имеет стандартный вид

$$\frac{\partial^2 E_\omega}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \mu_r \varepsilon_r E_\omega = 0$$

Уравнения для проводящей и непроводящей сред формально совпадут если ввести комплексную диэлектрическую проницаемость $\tilde{\varepsilon}$.

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_r + \frac{i\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \quad \text{- комплексная диэлектрическая проницаемость}$$

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛЕ

Решение уравнения для амплитуды поля в проводящей среде будем искать в виде:

$$E_{\omega} = E_0 \exp(ikx)$$

После подстановки получим: $\tilde{k}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon} = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{n}^2$ (здесь принято, что $\mu_r = 1$)

$\tilde{k} = k + is$ - комплексное волновое число

$\tilde{n}^2 = \tilde{\epsilon}$, $\tilde{n} = n + ik_p$ - комплексный показатель преломления (k_p - коэффициент экстинкции)

Комплексность волнового числа означает, что амплитуда поля убывает по экспоненциальному закону.

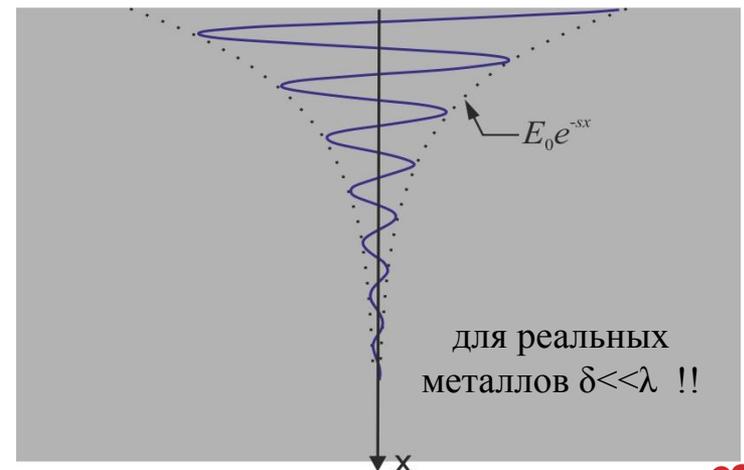
Действительно $E_0 \exp(i(k + is)x) = E_0 \exp(-sx) \exp(ikx)$

$$s = \frac{\omega k_p}{c}$$

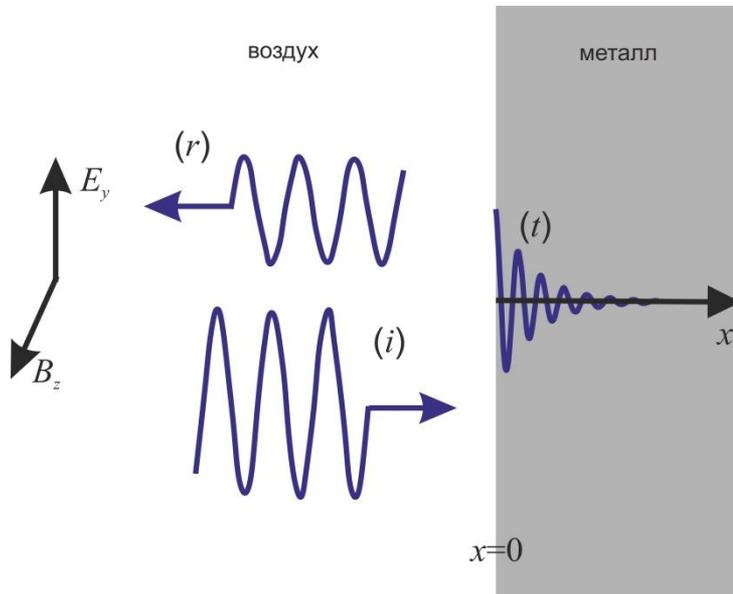
Для интенсивности:

$$I \propto \exp(-\alpha x), \quad \alpha = \frac{2\omega k_p}{c}$$

$\delta = \frac{1}{\alpha}$ - глубина проникновения излучения, расстояние на котором интенсивность излучения падает в e раз.



ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ГРАНИЦЫ МЕТАЛЛ-ВОЗДУХ



Из уравнения $\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}$ для плоской, линейно поляризованной волны вида $E_y = E_0 \exp(-i(\omega t \pm kx))$, $B_z = B_0 \exp(-i(\omega t \pm kx))$, можно получить соотношение для амплитуд:

$$\tilde{k}E_0 = \tilde{\mu}\omega B_0 \text{ или } \tilde{n}E_0 = \tilde{\mu}cB_0.$$

(отсюда также следует, что отношение сил, действующих на заряд со стороны магнитного и электрического поля порядка v/c , где v – скорость частицы).

Для падающей волны:

$$E_y^i = E_0^i \exp\left(-i\left(\omega t - \frac{\omega}{c}x\right)\right)$$

$$B_z^i = B_0^i \exp\left(-i\left(\omega t - \frac{\omega}{c}x\right)\right)$$

Для отраженной волны:

$$E_y^r = -E_0^r \exp\left(-i\left(\omega t + \frac{\omega}{c}x\right)\right)$$

$$B_z^r = -B_0^r \exp\left(-i\left(\omega t + \frac{\omega}{c}x\right)\right)$$

Для прошедшей волны:

$$E_y^t = E_0^t \exp\left(-i\left(\omega t + \frac{\tilde{n}\omega}{c}x\right)\right)$$

$$B_z^t = B_0^t \exp\left(-i\left(\omega t + \frac{\tilde{n}\omega}{c}x\right)\right)$$

КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ. ПОГЛОЩАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ

На границе металл-воздух должны выполняться условия непрерывности тангенциальных компонент электрических и магнитных полей.

$$E_0^i - E_0^r = E_0^t$$

$$E_0^i + E_0^r = \tilde{n} E_0^t$$

Решая эту систему относительно $r = \frac{E_0^r}{E_0^i}$, получим $r = \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1}$.

Отношение интенсивностей отраженной и падающей волн называют коэффициентом отражения металла R .

$$R = \frac{|E_0^r|^2}{|E_0^i|^2} = |r|^2 \quad R = \frac{(n-1)^2 + k_p^2}{(n+1)^2 + k_p^2}$$

Всегда имеет место соотношение $R + A + T = 1$. Для металлов $T = 0$, поэтому поглощательная способность равна:

$$A = 1 - R \quad A = \frac{4n}{(n+1)^2 + k_p^2}$$

Поглощательная способность определяет долю энергии электромагнитной волны, поглощенной средой.

ТЕОРИЯ ДРУДЕ-ЛОРЕНЦА

На практике важно знать частотные и температурные зависимости $A(\omega, T)$ и $\alpha(\omega, T)$, т.е. $n(\omega, T)$ и $k_p(\omega, T)$ для металлов.

Для определения зависимостей $n(\omega, T)$ и $k_p(\omega, T)$ будем использовать классическую модель Друде-Лоренца. В модели Друде для рассмотрения электронного газа в металлах практически без изменений применяются методы кинетической теории разреженных газов.

Основные положения теории Друде:

1. В интервале между столкновениями не учитывается взаимодействие электрона с другими электронами и ионами. (приближение свободных и независимых электронов).
2. Столкновения - внезапные события, меняющие скорость электрона. Столкновения поддерживают локальное термодинамическое равновесие: скорость электрона не связана со скоростью до столкновения, её величина соответствует температуре области где произошло столкновение.
3. Для электрона вероятность испытать столкновение за время dt равна dt/τ . (τ – время свободного пробега).

СВЯЗЬ ПРОВОДИМОСТИ С МИКРО-ХАРАКТЕРИСТИКАМИ МЕТАЛЛА

Можно показать, что изменение импульса, приходящегося на один электрон, во внешнем переменном электрическом поле подчиняется уравнению:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\mathbf{p}}{\tau} - e\mathbf{E}(t) \quad \text{- эффект столкновений отдельных электронов сводится к введению дополнительного члена соответствующего трению.}$$

Для гармонических воздействий $E_y(t) = E_0 \exp(-i\omega t)$ будем искать решение в виде:

$$p_y(t) = p_0 \exp(-i\omega t).$$

После подстановки получаем:

$$p_y(t) = \frac{-eE_y(t)}{\left(\frac{1}{\tau} - i\omega\right)}$$

Для плотности тока справедливо:

$$j_e(t) = -\frac{n_e e p_y(t)}{m_e} = \sigma E_y(t)$$

Соответственно $\sigma(\omega) = \frac{n_e e^2 \tau}{(1 - i\omega\tau)m_e}$ при $\omega = 0$ $\sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e}$

ДИСПЕРСИЯ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_r(\omega) + \frac{i\sigma(\omega)}{\varepsilon_0\omega}$$

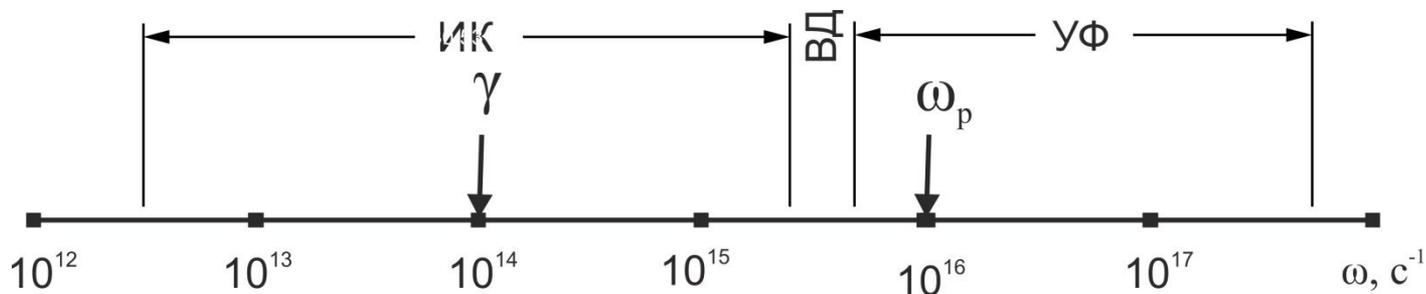
Выделяя вещественную и мнимую части в выражении для комплексной диэлектрической проницаемости, получим:

$$\operatorname{Re}\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad \operatorname{Im}\tilde{\varepsilon} = \frac{\gamma\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad \text{- плазменная частота} \quad \gamma = \frac{1}{\tau} \approx 10^{13} - 10^{14} \text{ c}^{-1} \quad \text{- частота столкновений}$$

Для металлов $\gamma \approx 10^{22} - 10^{23} \text{ c}^{-1}$ соответственно $\omega_p \approx 5 \cdot 10^{15} - 10^{16} \text{ c}^{-1}$

Параметры γ и ω_p играют роль граничных параметров, определяющих дисперсионные зависимости оптических свойств металлов.



ДИСПЕРСИЯ КОМПЛЕКСНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

$$\tilde{n}^2 = \tilde{\varepsilon}$$

$$n^2 - k_p^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad 2nk_p = \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)} \quad (\text{здесь принято } \varepsilon_r = 1)$$

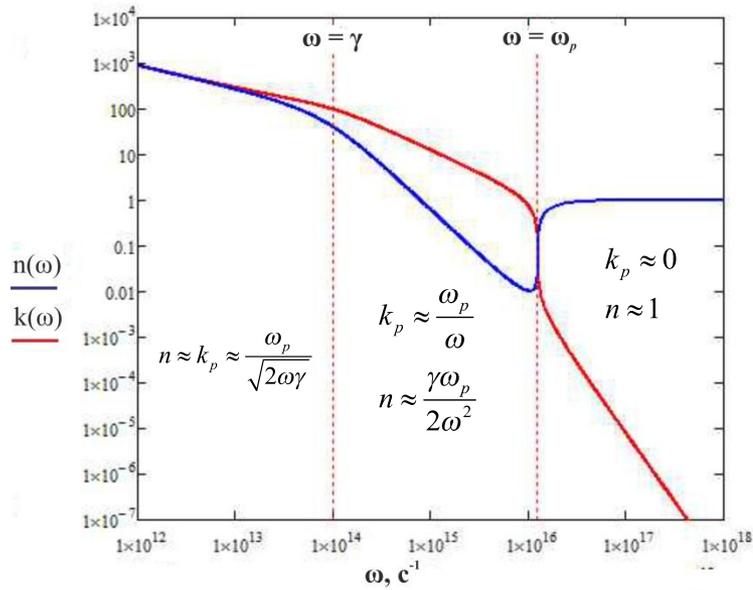
Обозначив $\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} = b$ можно получить дисперсионные зависимости n и k_p в виде:

$$n(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\left(\frac{b\gamma}{\omega}\right)^2 + (b-1)^2} - (b-1)}$$

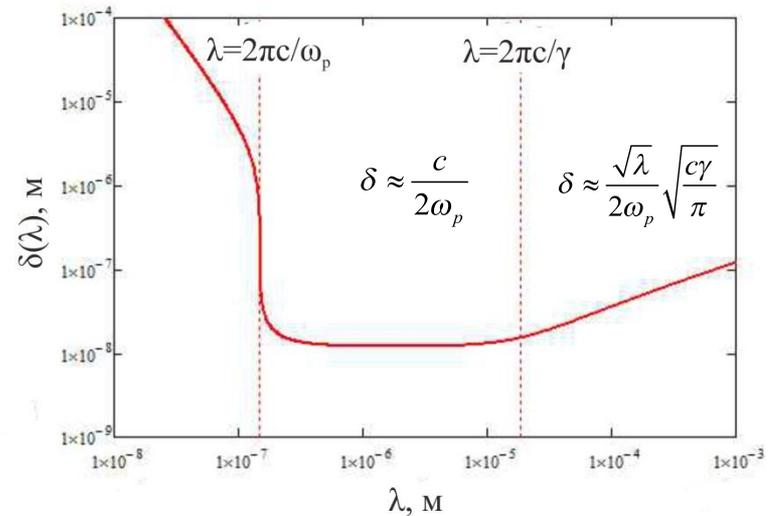
$$k_p(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\left(\frac{b\gamma}{\omega}\right)^2 + (b-1)^2} + (b-1)}$$

ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛА

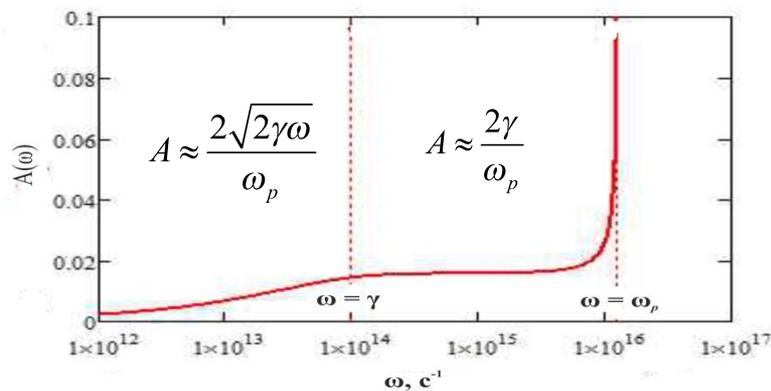
Частотные зависимости n и k_p



Зависимость глубины скин-слоя ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ



Частотная зависимость поглощательной способности

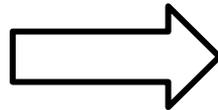


$$\delta = \frac{c}{2\omega k_p}$$

$$A = 1 - R = \frac{4n}{(n+1)^2 + k_p^2}$$

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ

проводимость металла зависит от температуры



оптические характеристики также зависят от температуры

Известно, что при $T > T_D$ (T_D – температура Дебая) $\gamma \propto T$ ($\sigma_0 \propto T^{-1}$).

Если $\gamma < \omega < \omega_p$, то $A = \frac{2\gamma}{\omega_p}$ и можно записать $A(T) = A_0 + \chi(T - T_0)$.

Параметр $\chi \sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ может быть определен по температурным зависимостям проводимости.

При нагреве на 1000 К температурная добавка к поглощательной способности может составлять несколько процентов, что может быть существенно, ввиду её низкого первоначального значения.

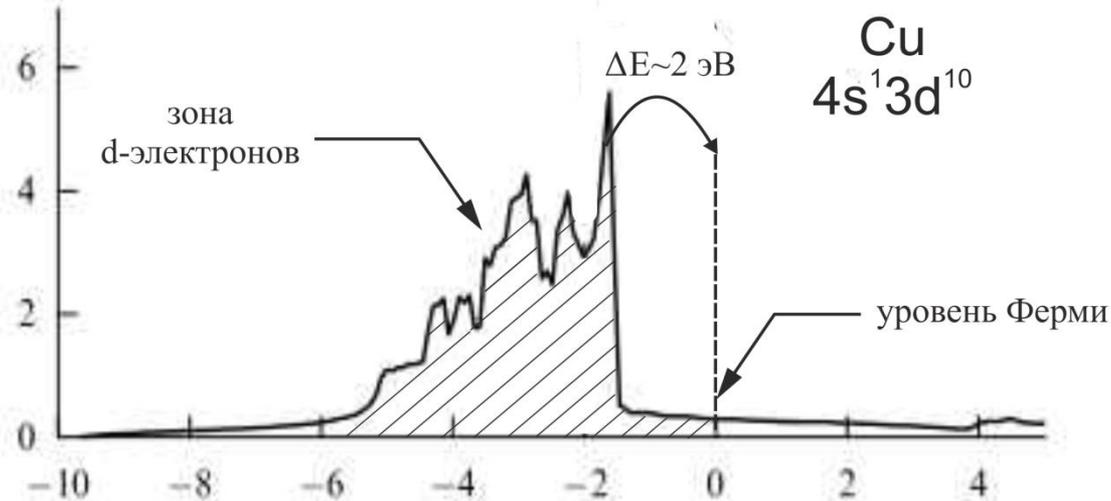
Таким образом, между нагревом и поглощением излучения имеется положительная обратная связь, что может приводить к появлению неустойчивостей в динамике нагрева и снижению порогов повреждения металлов.

ВЛИЯНИЕ СВЯЗАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛОВ

В реальных металлах не всегда можно пренебречь вкладом в диэлектрическую проницаемость от связанных электронов.

Влиянием связанных электронов объясняется цвет металла (медь, золото).

Плотность электронных состояний в меди



Разность между потолком d -зоны и уровнем Ферми для некоторых металлов:

медь $\Delta E \sim 2$ эВ (620 нм)

золото $\Delta E \sim 2.5$ эВ

серебро $\Delta E \sim 4$ эВ (310 нм)

АНОМАЛЬНЫЙ СКИН-ЭФФЕКТ

Для проведенного ранее рассмотрения было существенно выполнение закона Ома. Однако в условиях, когда длина свободного пробега электрона превышает характерный масштаб на котором существенно меняется поле (т.е. глубину скин-слоя), то электрон, двигаясь за время свободного пробега получит добавочную скорость, которая будет зависеть от напряжённости поля вдоль пути движения. Значение плотности тока в некоторой точке уже не будет определяться значением поля в той же точке.

Соответственно: $j \neq \sigma E$, $j = f(E, x)$

Более детальный анализ показывает, что

$$A = A_v + A_s$$

$$A_v = \frac{2\gamma}{\omega_p} \quad A_s = \frac{3}{4} p \frac{v_F}{c}$$

A_v – объемная поглощательная способность

A_s – поверхностная поглощательная способность

p – доля диффузно отраженных поверхностью электронов
($0 < p < 1$, существенно зависит от шероховатости)

v_F – скорость Ферми

Вклад поверхностного поглощения может быть замечен при низких температурах (γ мало) и для шероховатых поверхностей (большие значения p).

ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Виды поглощения излучения в полупроводниках:

1. Собственное (межзонное) поглощение света (внутренний фотоэффект).

$$\hbar\omega > E_g \quad \alpha = f(\hbar\omega - E_g), \quad \alpha \approx 10^3 - 10^5 \text{ c}^{-1}$$

2. Внутризонное поглощение (поглощение свободными носителями).

Рассматривается аналогично поглощению свободными электронами в металлах

3. Примесное поглощение

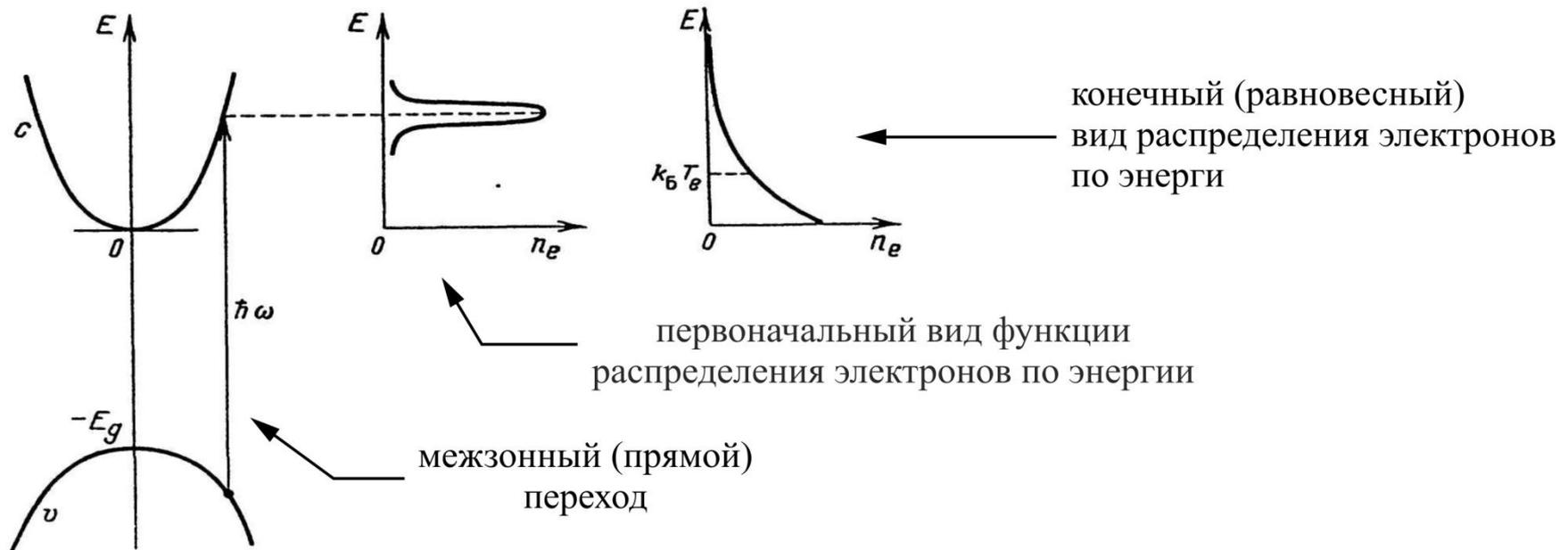
$$\hbar\omega < E_M, \quad \alpha \approx 10^{-1}$$

4. Решеточное поглощение

Излучение взаимодействует непосредственно с ионами полупроводника.

$$\alpha \approx 10^3 \text{ см}^{-1}$$

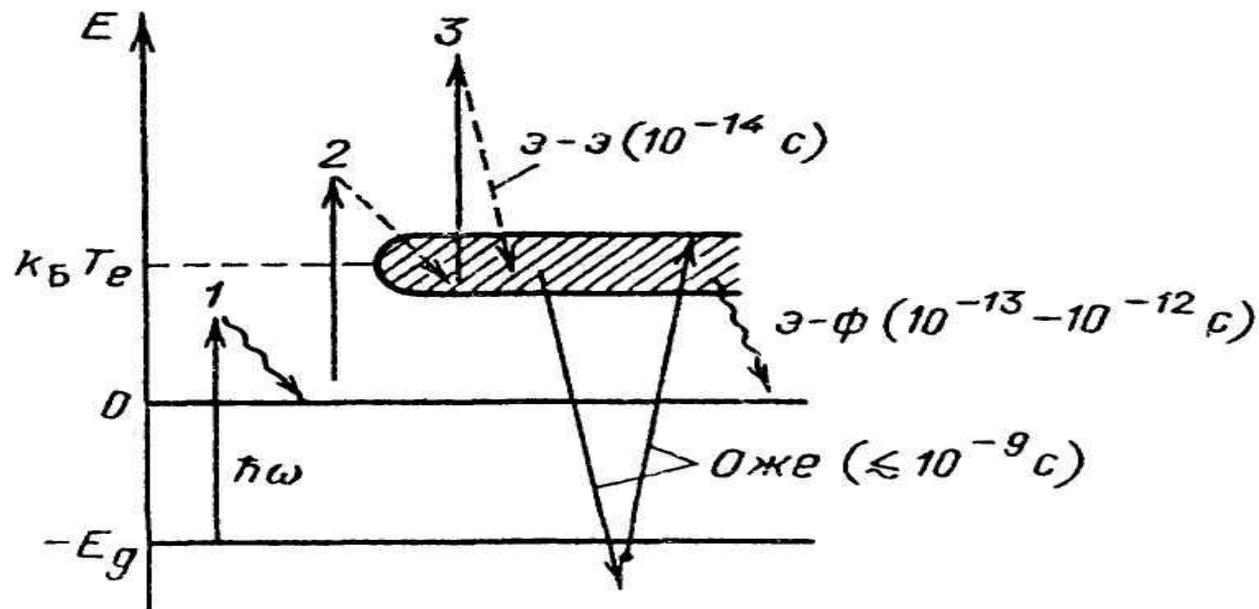
ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ



Первоначально в результате поглощения квантов излучения происходит генерация электрон-дырочных пар, имеющих неравновесное распределение по энергиям. Процессы внутризонной релаксации приводящие к формированию равновесного распределения (электрон-электронные столкновения, $\tau \sim 10^{-14}$ с), и выравниванию температуры носителей и решетки (электрон-фононное взаимодействие, $\tau \sim 10^{-12}$ с).

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Схема электронных переходов в полупроводнике в условиях интенсивного лазерного облучения



По мере увеличения концентрации свободных носителей становится существенным внутризонное поглощение, процессы рекомбинации и диффузии носителей.

ПРОЦЕССЫ РЕКОМБИНАЦИИ

Виды рекомбинационных процессов:

1. Излучательная рекомбинация

В результате излучаются световые кванты с энергией $\sim E_g$.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\beta_2 n_e^2, \quad \beta_2 \approx 10^{-15} - 10^{-20} \text{ с}^{-1}$$

2. Безызлучательная рекомбинация

Энергия $\sim E_g$ передается решетке.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\beta_1 n_e, \quad \beta_1 \approx 10^{-10} - 10^{-9} \text{ с}^{-1}$$

3. Ударная (Оже) рекомбинация

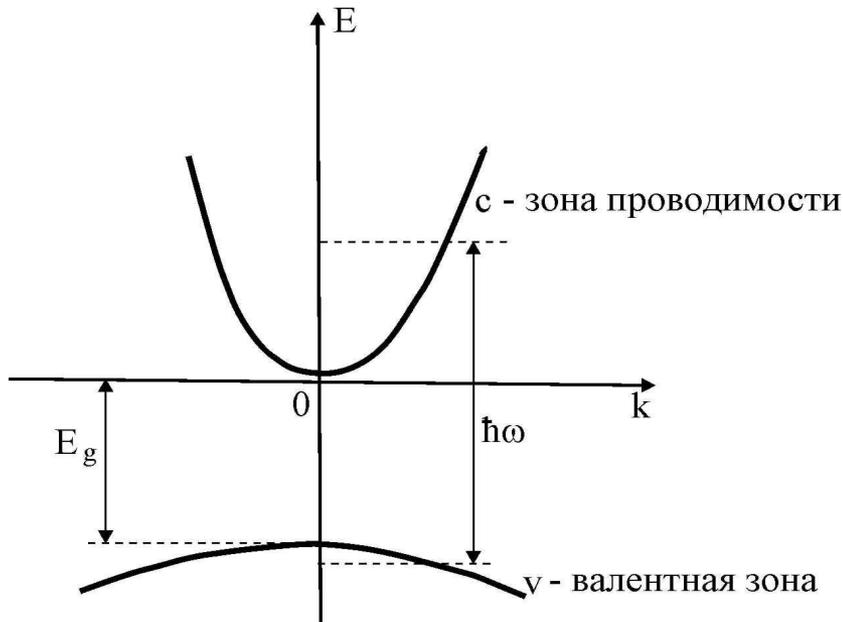
Энергия, высвобождающаяся при рекомбинации передается другому носителю, который рассеивает ее впоследствии при взаимодействии с колебаниями решетки.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\beta_3 n_e^3, \quad \beta_3 \approx 10^{-27} - 10^{-33} \text{ с}^{-1}$$

В полупроводниках имеются 2 механизма перевода поглощенной энергии в тепло, имеющих различный временной масштаб:

1. Быстрые $\tau \sim 10^{-13} - 10^{-12}$ с (электрон-фононное взаимодействие)
2. Медленные $\tau \sim 10^{-9} - 10^{-2}$ с (безызлучательная рекомбинация)

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ. ПРЯМЫЕ ПЕРЕХОДЫ



Импульс оптического фотона мал, поэтому

$$k_e \approx k_h \approx k$$

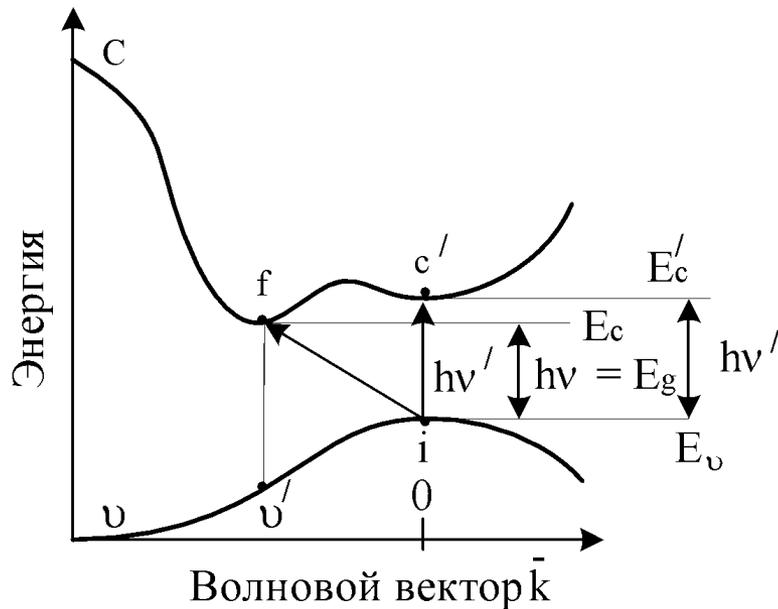
$$\frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right) = \hbar \omega - E_g$$

Квант излучения заданной частоты может быть поглощен только носителем с определенным значением волнового числа

Для случая разрешенных прямых переходов $\alpha \propto (\hbar \omega - E_g)^{\frac{1}{2}}$

Для случая запрещенных прямых переходов $\alpha \propto (\hbar \omega - E_g)^{\frac{3}{2}}$

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ. НЕПРЯМЫЕ ПЕРЕХОДЫ



Непрямые переходы возможны при участии третьей частицы (фонона), обеспечивающей выполнение закона сохранения импульса.

Возможны процессы как с испусканием, так и с поглощением фонона.

$$\alpha = B(\hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega)^2$$

$$B \propto T, \quad T > T_D$$

Непрямые переходы характерны для кремния при $1.1 < \hbar\omega < 3.4$ эВ
(Nd:YAG-лазер, волоконный иттербиевый лазер)

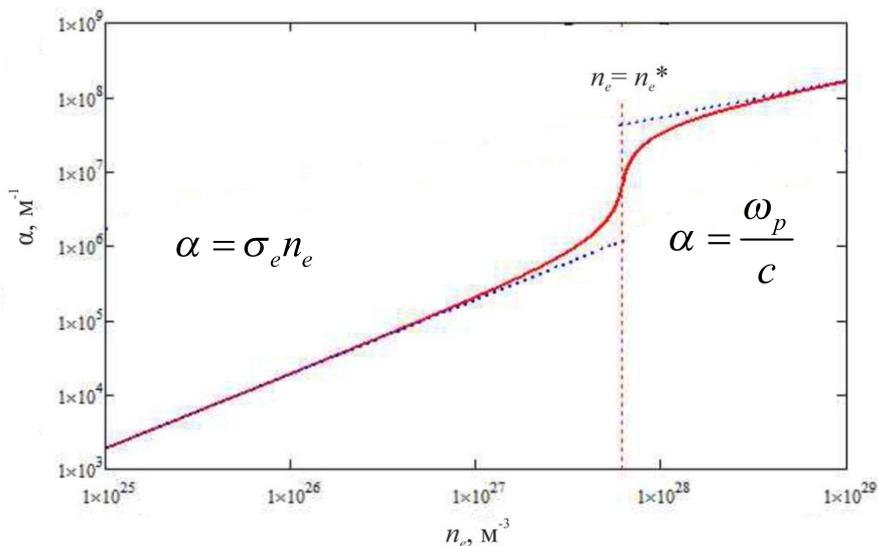
ПОГЛОЩЕНИЕ НА СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЯХ

Поглощение излучения свободными носителями в полупроводниках аналогично поглощению в металлах.

$$k_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\left(\frac{b\gamma}{\omega}\right)^2 + (b - \varepsilon_r)^2} + (b - \varepsilon_r)}$$

$\varepsilon_r = n_0^2$, n_0^2 – показатель преломления полупроводника в условиях отсутствия свободных носителей

Зависимость коэффициента поглощения от концентрации свободных носителей



При $\omega_p \ll \omega$ $\alpha = \sigma_e n_e$

$\sigma_e = \frac{e^2 \gamma}{\varepsilon_0 c n_0 m^* \omega^2}$ - сечение поглощения свободными носителями

При $\omega_p \gg \omega$ $\alpha = \frac{\omega_p}{c}$

Характер зависимости $\alpha(n_e)$ меняется при

$$n_e = n^* = \frac{m^* n_0^2 \varepsilon_0 (\omega^2 + \gamma^2)}{e^2}, \quad (\omega = \omega_p, \text{Re} \tilde{\varepsilon} = 0)$$

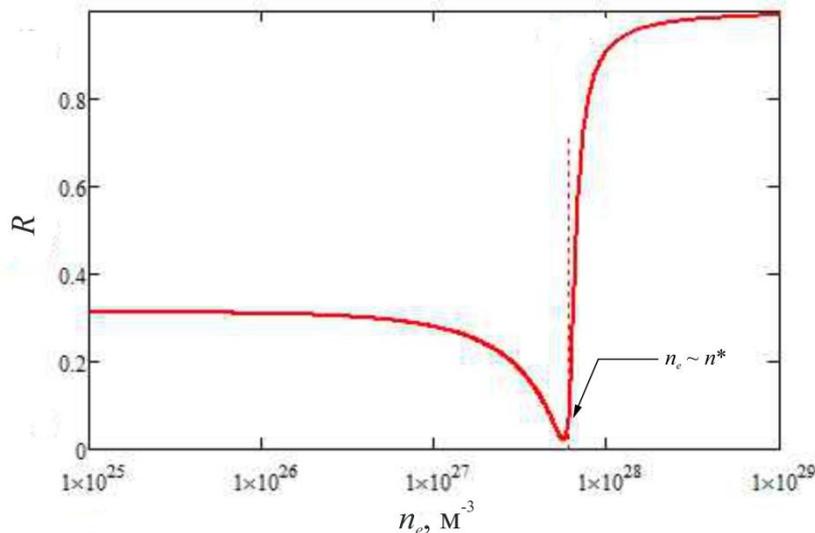
ВЛИЯНИЕ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКА

При каких концентрациях свободных носителей они начинают существенно влиять на оптические свойства полупроводника?

Сравним коэффициенты межзонного поглощения и коэффициент поглощения на свободных носителях для кремния на длине волны 1.06 мкм.

$\alpha_{vc} \approx 10^3 \text{ м}^{-1}$ Соответственно влиянием свободных электронов на коэффициент
 $\sigma_e \approx 10^{-22} \text{ м}^2$ поглощения можно пренебречь при $nl \ll \frac{\alpha_{vc}}{\sigma_e} \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

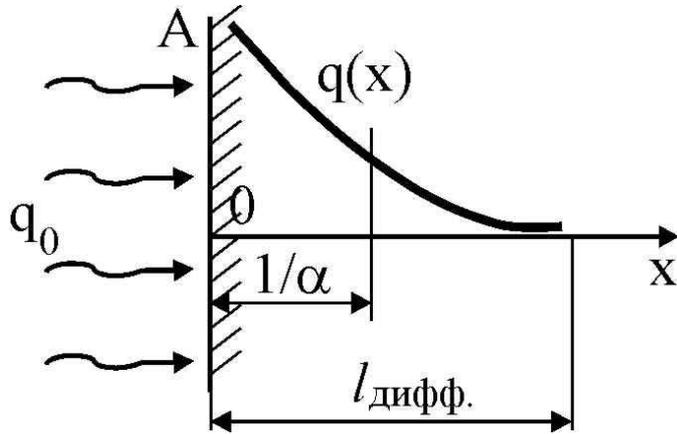
Зависимость коэффициента отражения кремния от концентрации свободных носителей



При $nl \ll n^* \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ коэффициент отражения практически не меняется.

Такие уровни фотовозбуждения достижимы только при воздействии ультракоротких лазерных импульсов.

ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ



q – плотность мощности (Вт/см²)

$I = \frac{q}{\hbar \omega}$ – плотность потока фотонов (1/(с·см²))

$\frac{\partial I}{\partial x} = -\alpha_{VC} I$ – закон Бугера в дифференциальной форме

Скорость генерации носителей:

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_+ = \alpha_{VC} I$$

Скорость рекомбинации носителей:

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_- = -\beta_1 n_e - \beta_2 n_e^2 - \beta_3 n_e^3$$

Изменение концентрации
носителей за счет диффузии:

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{dif} = D \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2}$$

D – коэффициент амбиполярной диффузии $n_e = n_p$

$$D = \frac{2D_p D_e}{D_e + D_p}$$

ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Уравнение описывающее кинетику фотовозбуждения полупроводника имеет вид:

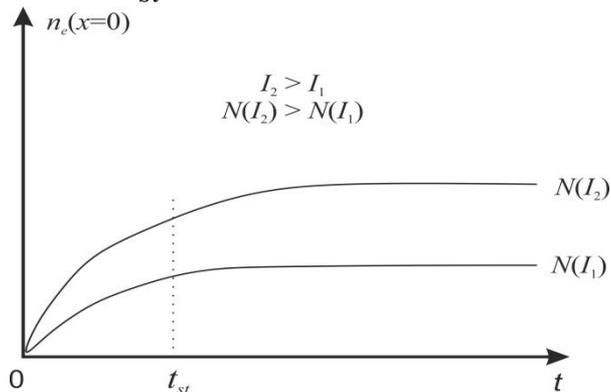
$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \alpha_{VC} I - \beta_1 n_e - \beta_2 n_e^2 - \beta_3 n_e^3$$

Начальные и граничные условия: $\left. \left(\frac{\partial n_e}{\partial x} \right) \right|_{x=0} = 0$ - отсутствие потока электронов на границе
 $n_e|_{t=0} = 0$

Уравнение для плотности потока фотонов: $\frac{\partial I}{\partial x} = -\alpha I$ $I|_{x=0} = (1-R)I_0$

При $\alpha = \alpha_{VC} = const(n_e)$ имеем $I = (1-R)I_0 \exp(-\alpha_{VC}x)$

Решение уравнения для концентрации устроено таким образом, спустя некоторое время t_{st} устанавливается стационарное распределение концентрации $N(x)$.



$$t_{st} \propto \frac{N}{\alpha_{VC} I}$$

Стационарное распределение концентрации может быть определено из уравнения:

$$D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = \alpha_{VC} I - \beta_1 N - \beta_2 N^2 - \beta_3 N^3$$

ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

1. Основной вклад вносят диффузия и линейная рекомбинация.

$$N|_{x=0} = \frac{\alpha_{VC} \tau_1 I|_{x=0}}{1 + \alpha_{VC} \sqrt{D\tau_1}}, \quad \tau_1 = \beta_1^{-1} \quad l = \frac{1}{\alpha_{VC}} + \sqrt{D\tau_1} \quad - \text{размер фотовозбужденной области}$$

2. Основной вклад вносит Оже-рекомбинация (малые длительности импульса).

$$D \frac{d^2 N}{dx^2} = -\alpha_{VC} I e^{-\alpha_{VC} x} + \beta_3 N^3$$

Рассмотрим модельный случай когда источник можно перенести на границу, т.е.

$$D \frac{d^2 N}{dx^2} = -\beta_3 N^3 \quad - D \frac{dN}{dx} \Big|_{x=0} = (1-R) I_0$$

У такой задачи есть аналитическое решение:

$$N(x) = \sqrt{\frac{2D}{\beta_3}} \frac{1}{x + \sqrt{\frac{D\sqrt{2D}}{(1-R)I_0\sqrt{\beta_3}}}} \quad \text{На поверхности:} \quad N_0 = \sqrt{\left(\frac{(1-R)I_0\sqrt{2}}{\sqrt{\beta_3 D}} \right)}$$

(профиль концентрации гиперболический)

НАСЫЩЕНИЕ МЕЖЗОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

В тех случаях когда энергия кванта незначительно превышает ширину запрещенной зоны при в процессе фотовозбуждения имеет место заполнение электронных уровней у дна зоны проводимости и синхронно идущее обеднение электронами потолка валентной зоны. При достижении определенной концентрации процесс поглощения прекращается.

Коэффициент межзонного поглощения можно приближенно принять равным:

$$\alpha_{VC}(n_e) = \alpha_{VC}(0) \left(1 - \frac{n_e}{n_{max}} \right) \quad n_{max} - \text{концентрация, при которой межзонные переходы полностью прекращаются}$$

Без учета диффузии и рекомбинации имеем:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \alpha_{VC}(n_e) I$$

Решение этой системы имеет вид “волны просветления”, движущейся со скоростью v .

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -\alpha_{VC}(n_e) I$$

$$v \approx \frac{(1-R)I_0}{n_{max}}$$

При $n_{max} \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$

$$(1-R)I_0 \approx 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \quad v \approx 10^4 \text{ см} / \text{с}$$

В отличие от металлов набор эффектов сопровождающих лазерное воздействие в полупроводниках гораздо шире. Поглощение лазерного излучения сопровождается генерацией переносом и рекомбинацией неравновесных носителей. Рост концентрации свободных электронов приводит к увеличению коэффициента объемного поглощения, а при приближении их плазменной частоты к частоте лазерного излучения к сильному росту, а затем к резкому уменьшению величины поглощательной способности. При некоторых условиях возможно уменьшение коэффициента межзонного поглощения из-за эффекта насыщения. В то же время с ростом температуры может быстро увеличиваться коэффициент межзонного поглощения.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ