

Оптика наносистем



Тимошенко Виктор Юрьевич

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

Содержание курса

Лекция 1. Основные понятия оптики конденсированных фаз вещества.

Лекция 2. Взаимодействие света с металлами и диэлектриками.

Лекция 3. Поглощение света в полупроводниках.

Лекция 4. Экситонное и примесное поглощение света.

Лекция 5. Эмиссия излучения из твердых тел.

Лекция 6. Оптические явления в неоднородных твердотельных системах.

Лекция 7. Оптические свойства твердотельных нанокompозитов.

Лекция 8. Фотонные кристаллы и микрорезонаторы.

Лекция 9. Рассеяние света в твердых телах.

Лекции 10,11. Влияние размеров тел на их оптические свойства.

Лекции 12-14. Экситоны в полупроводниковых наноструктурах.

Лекция 15. Оптические свойства и применения полупроводниковых наноструктур.

Лекция 16. Элементы спиновой оптики и спинтроники.

Лекция 17. Нелинейные оптические явления в твердотельных системах.

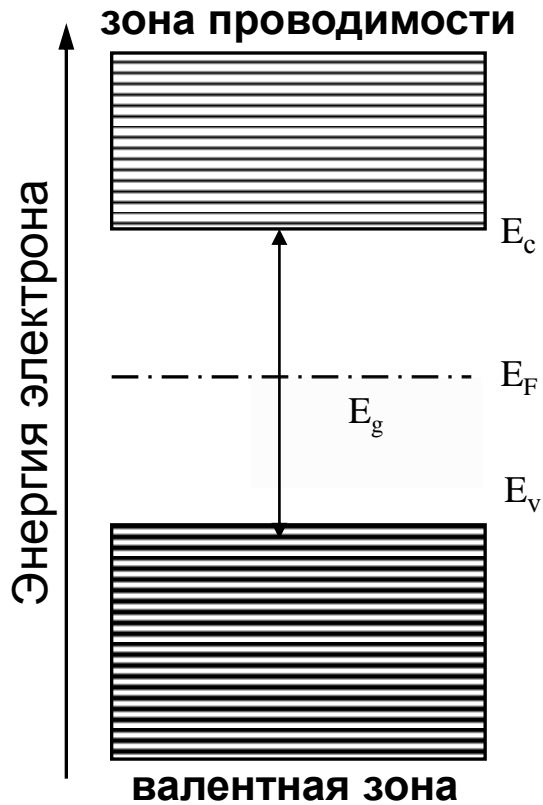
Лекция 18. Элементы нелинейной оптики наноструктур и нанокompозитов.

Лекция 3. Поглощение света в полупроводниках.

Прямозонные и непрямозонные полупроводники. Прямые (вертикальные) и непрямые оптические переходы. Поглощение света при прямых переходах, комбинированная плотность состояний. Дипольно-разрешенные и запрещенные переходы. Поглощение света при непрямых переходах, виртуальные состояния. Температурная зависимость коэффициента поглощения. Особенности поглощения света в вырожденных полупроводниках. Эффект Бурштейна-Мосса.

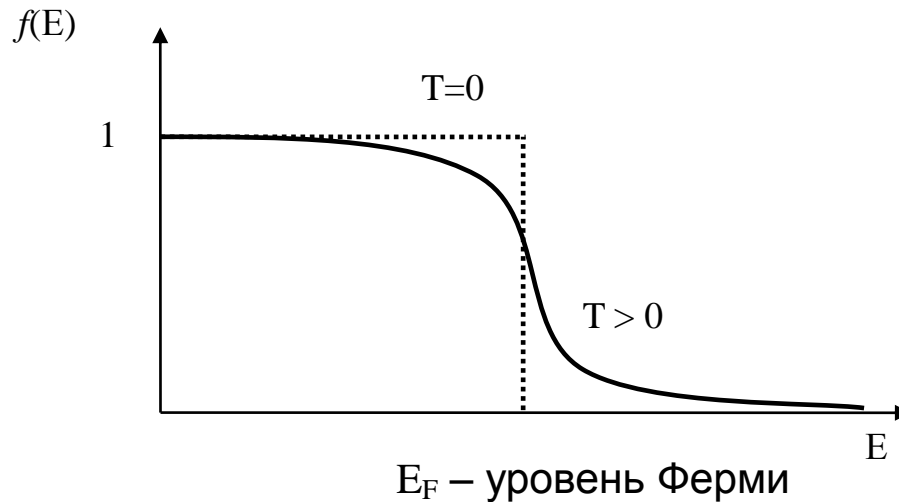
Элементы квантовой теории твердых тел

Упрощенная зонная диаграмма полупроводника и функция заполнения состояний



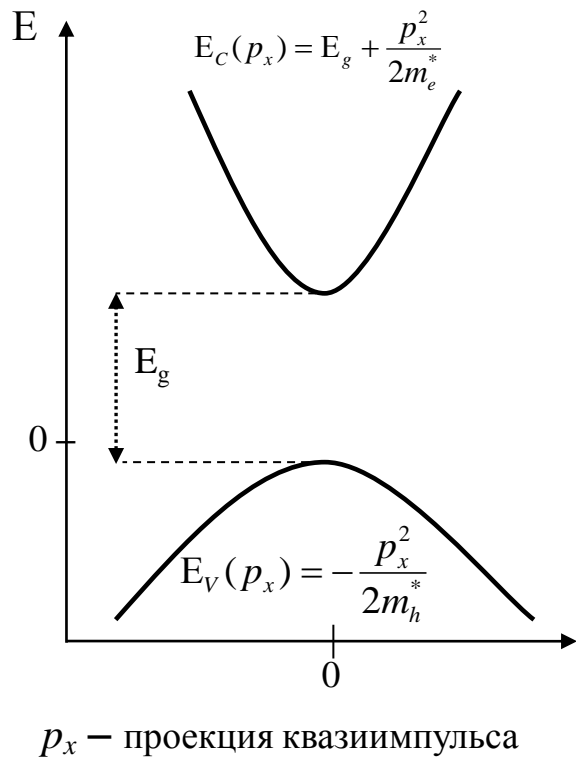
Статистика Ферми-Дирака:

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



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)



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

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

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

Квазиволновой вектор: \vec{k}

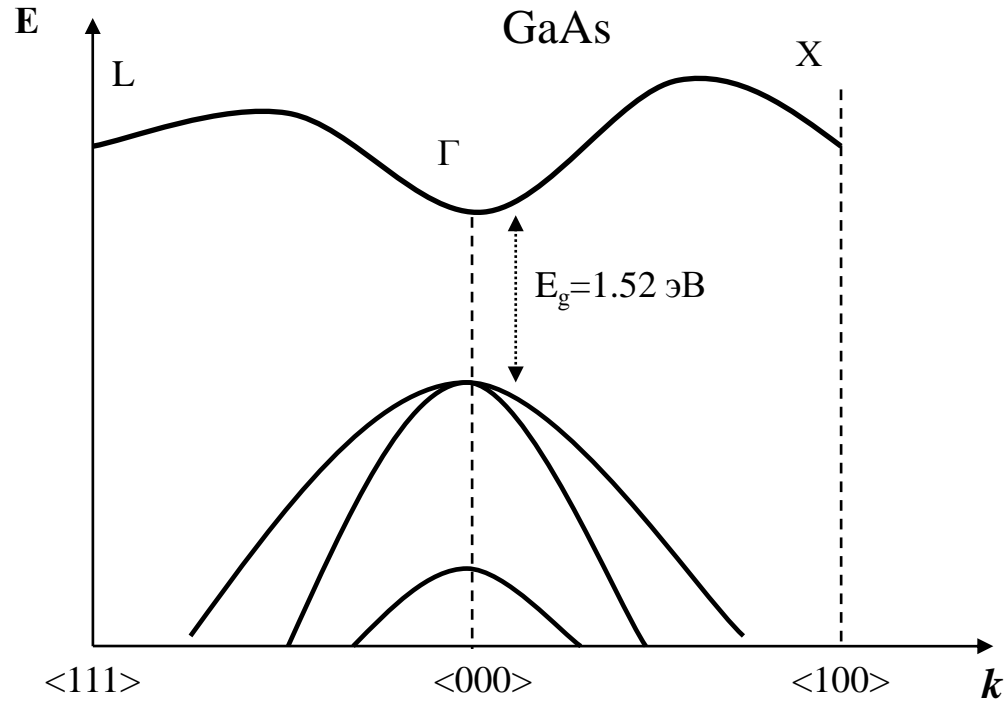
$$k = \frac{2\pi}{\lambda_e} \Rightarrow p = \hbar \frac{2\pi}{\lambda_e} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda_e} = \frac{h}{\lambda_e}$$

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

$$\lambda_e \rightarrow \lambda_{DB}$$

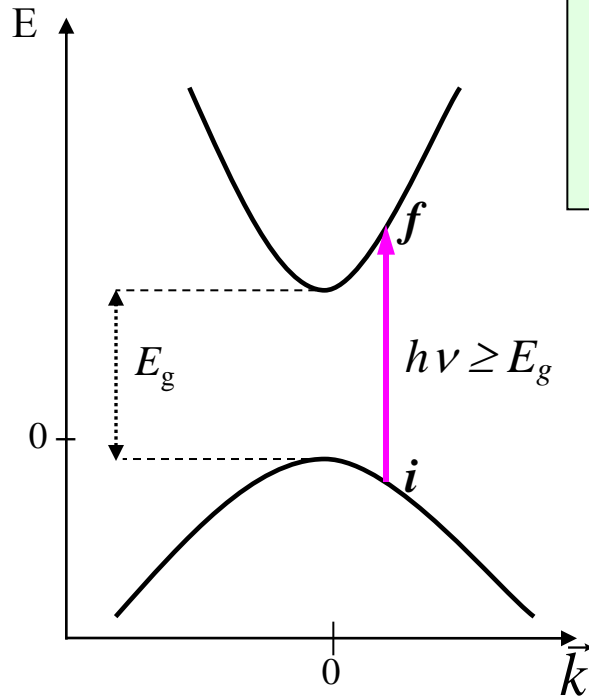
Электроны в кристалле – квазичастицы-волны, которые иногда называются блоховскими волнами, по имени ученого Ф.Блоха.

Пример закона дисперсии для прямозонного полупроводника



Поглощение света вблизи края зоны в прямозонном полупроводнике

GaAs, InP, CdTe, ...



Закон сохранения энергии:

$$h\nu = E_f - E_i$$

Закон сохранения квазиимпульса:

$$\hbar\vec{k}_{phot} = \hbar\vec{k}_f - \hbar\vec{k}_i$$

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

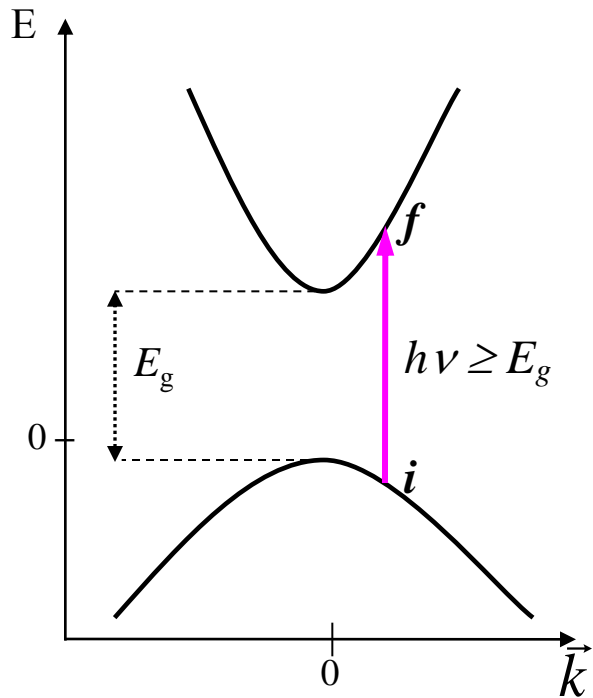
$$k_f, k_i \propto \pi / a_0 \leq 10^8 \text{ см}^{-1}$$

Вплоть до УФ-диапазона: $k_{phot} = 2\pi / \lambda \leq 10^6 \text{ см}^{-1}$

$$h\nu = E_f - E_i = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r}$$

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

Расчет коэффициента поглощения света в невырожденном прямозонном полупроводнике



$$\alpha(h\nu) = A \int \int_{E_i E_f} w(E_i, E_f) n(E_i) n(E_f) dE_i dE_f$$

$$n(E_i) = N_V(E_i) f(E_i) \approx N_V(E_i) = \frac{(2m_h^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{-E_i}$$

$$n(E_f) = N_C(E_f) (1 - f(E_f)) \approx N_C(E_f) = \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E_f - E_C}$$

Комбинированная плотность состояний:

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

$$\int \int_{E_i E_f} n(E_i) n(E_f) dE_i dE_f = \int_{h\nu - E_g} N(h\nu) d(h\nu - E_g)$$

Вероятность перехода:

$$w_{if} = |H_{if}|^2 \frac{\sin^2 \left[\frac{1}{2} (\omega - \omega_{if}) t \right]}{\hbar^2 (\omega - \omega_{if})^2}$$

$$\hat{H} = \frac{e}{m_0 c} (\vec{A} \cdot \vec{p})$$

Для дипольно-разрешенного перехода:

$$|H_{if}|^2 = \frac{2e^2 I(\omega)}{3m_0 n(\omega) \epsilon_0 c \omega^2} |p_{if}|^2$$



$$\alpha(h\nu) = A_1 \sqrt{h\nu - E_g}$$

Интенсивность потока квантов света - $I(\omega)$.

$$|\vec{p}_{if}(\vec{k})|^2 \approx |\vec{p}_{if}(0)|^2 \equiv |p_0|^2$$

$$A_1 = \frac{2\pi e^2 (2m_r)^{3/2} |p_0|^2}{3m_0^2 n(h\nu) \epsilon_0 c h^3 \nu}$$

Спектральная зависимость коэффициента поглощения света при прямых переходах

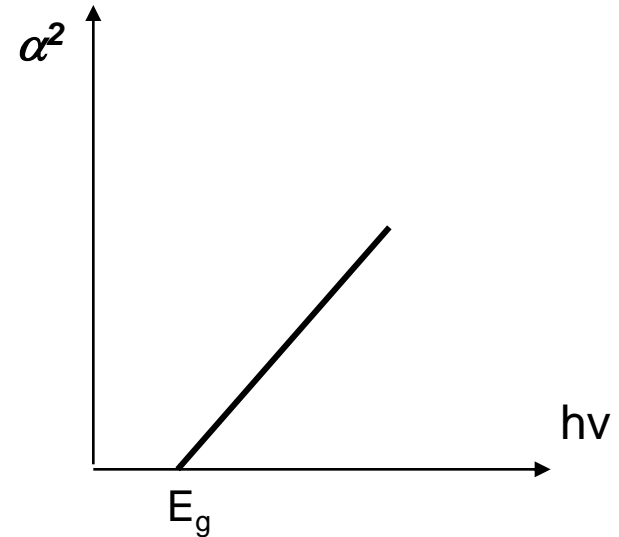
Для дипольно-разрешенного перехода (CaAs, InP, InAs, CdTe,.....) имеем :

$$\alpha(h\nu) = A_1 \sqrt{h\nu - E_g} \propto \frac{\sqrt{h\nu - E_g}}{\nu}$$

$$A_1 = \frac{2\pi e^2 (2m_r)^{3/2} |p_0|^2}{3m_0^2 n(h\nu) \epsilon_0 c h^3 \nu}$$

Вблизи края зоны:

$$\alpha^2 \propto h\nu - E_g$$



Для дипольно-запрещенного перехода, которым, например, является переход из *s*-состояния в *d*-состояние в **Cu₂O** :

$$\alpha(h\nu) = A_2 (h\nu - E_g)^{3/2}$$

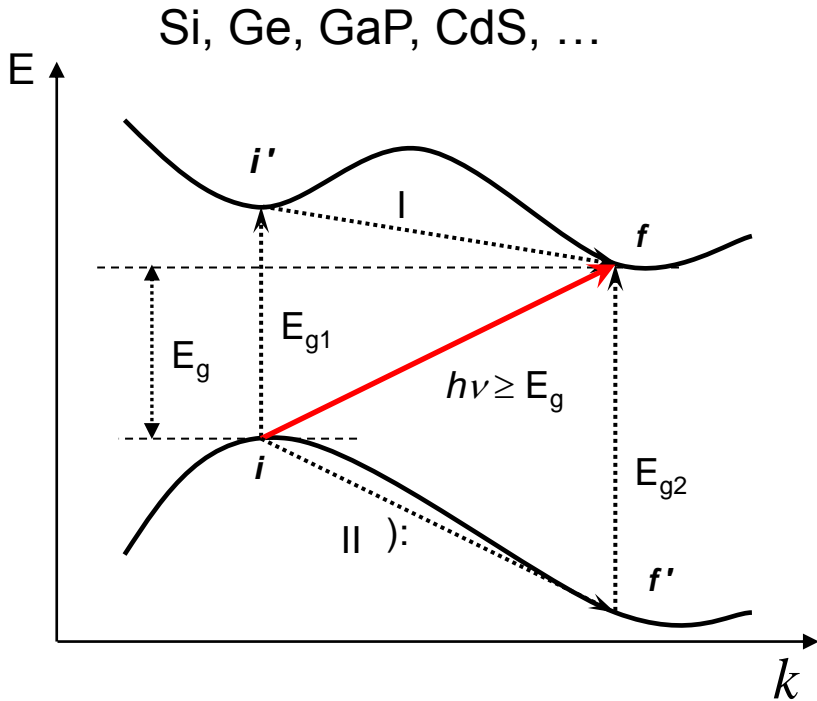
$$|\bar{p}_{if}(0)| \approx 0$$

$$|\bar{p}_{if}(\bar{k} \approx 0)|^2 \approx k^2 p_1^2 \propto (h\nu - E_g)$$

$$A_2 \propto \frac{p_1^2}{\nu}$$

$$p_1^2 = \left| \frac{\partial^2 \bar{p}_{if}}{\partial \bar{k}^2} \right|_{\bar{k}=0}^2$$

Поглощение света при не прямых переходах в полупроводниках



Сохранение энергии и квазиимпульса:

$$h\nu = E_f - E_i \pm E_{phon}$$

$$\vec{k}_f = \vec{k}_i + \vec{k}_{phon}$$

Вероятность перехода:

$$w_{if} \propto |H_{ii'}|^2 \cdot |H_{i'f}|^2 \frac{1}{(\omega - \omega_{ii'})^2}$$

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

Статистика

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

Коэффициент поглощения света при

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

и

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

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

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

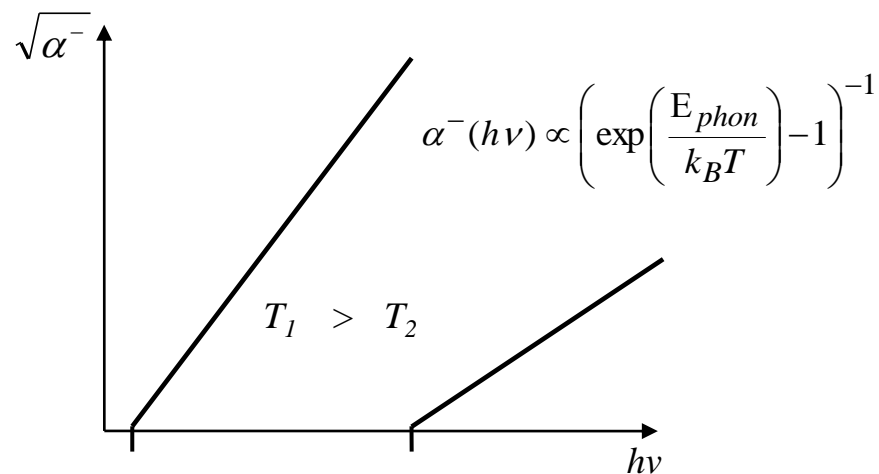
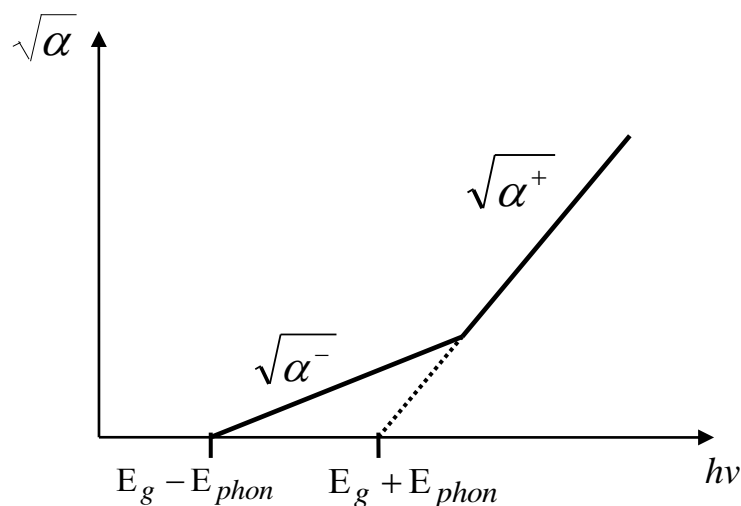
Температурная зависимость коэффициента поглощения в непрямозонном полупроводнике

$E_g + E_{phon} > h\nu \geq E_g - E_{phon}$ - процесс поглощения фононов доминирует: $\alpha(h\nu) = \alpha^-(h\nu)$

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

коэффициент поглощения есть сумма вкладов процессов с поглощением и испусканием фононов:

$$\alpha(h\nu) = \alpha^-(h\nu) + \alpha^+(h\nu)$$

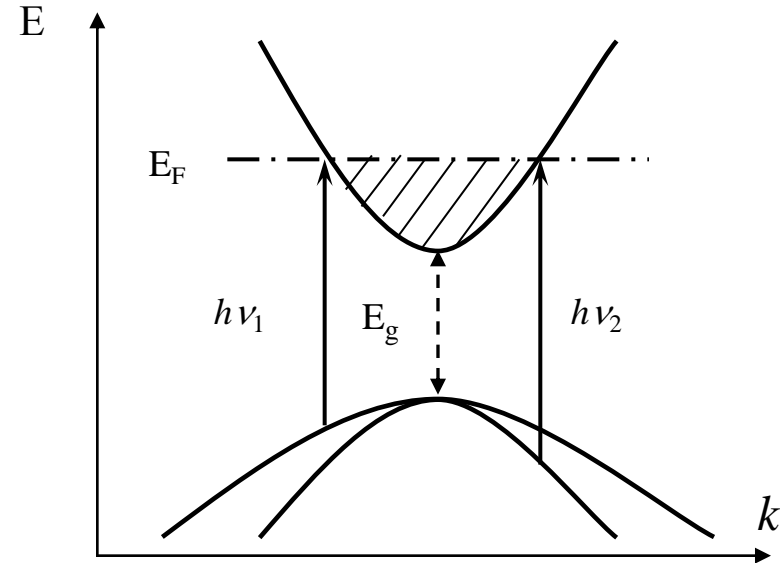


Вблизи не прямой запрещенной зоны спектральная зависимость коэффициента поглощения при не прямых переходах спрямляется в координатах $\sqrt{\alpha}$ и $h\nu$.

Угол наклона зависимости $\sqrt{\alpha^-(h\nu)}$ уменьшается с понижением температуры.

Особенности поглощения света в вырожденных полупроводниках. Эффект Бурштейна-Мосса.

Для вырожденного полупроводника *n*-типа:



$$h\nu_1 = E_g + \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m_{r,1}}$$

$$k_F^2 = \frac{2m_e^*}{\hbar^2} (E_F - E_C)$$

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0(h\nu)(1 - f(E_f)) \approx$$

$$\approx \alpha_0(h\nu) \left[\exp\left(-\frac{h\nu - E_g + E_C - E_F}{k_B T} \right) + 1 \right]^{-1}$$

Сдвиг края поглощения в вырожденных полупроводниках в высокочастотную область спектра называется *эффектом Бурштейна-Мосса*.

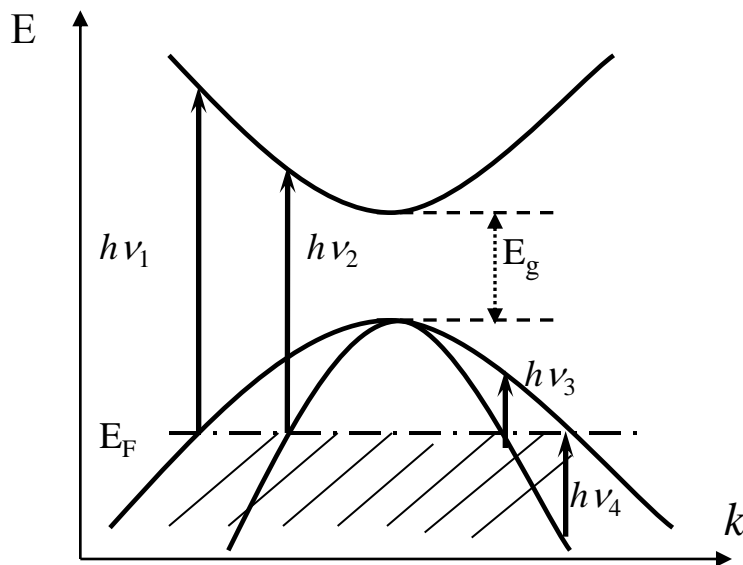
Спектр поглощения вырожденного полупроводника подобен спектру поглощения в невырожденном полупроводнике, но его край сдвинут в область больших энергий.

При непрямых переходах в вырожденных полупроводниках также имеет место эффект Бурштейна-Мосса. Однако сдвиг края поглощения выражен не так явно и может быть рассчитан по формуле:

$$\alpha(h\nu) \propto \int_0^{-(h\nu - E_g \pm E_{phon})} (1 - f(E_i - E_g + h\nu \pm E_{phon})) \sqrt{-E_i(E_i - E_g + h\nu \pm E_{phon})} dE_i$$

Особенности поглощения света в вырожденных полупроводниках р-типа

Для вырожденного полупроводника *p* - типа:



$$h\nu_{1,2} = E_g + \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m_{r1,2}}$$

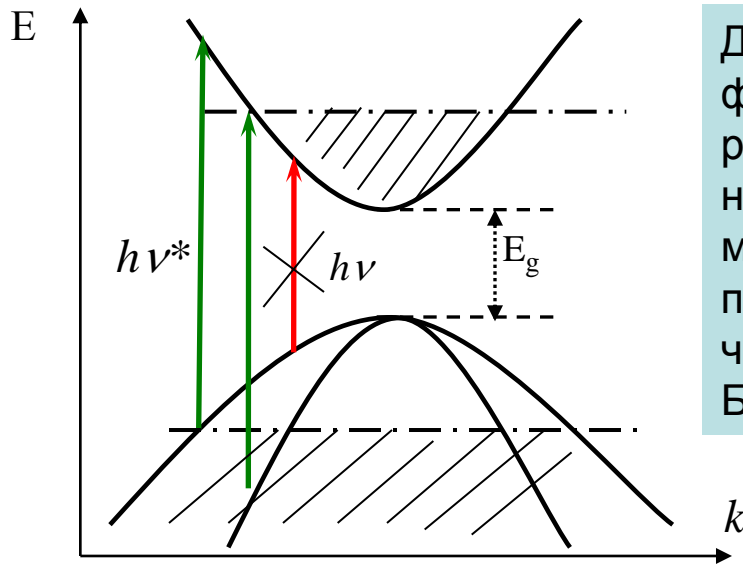
$$k_F^2 = \frac{2m_h^*}{\hbar^2} (E_F - E_C)$$

$$h\nu_4 > h\nu_3 \ll h\nu_2, h\nu_1 \approx E_g$$

Для вырожденного полупроводника *p*-типа наряду с эффектом Бурштейна-Мосса возможны также внутризонные переходы между подзонами легких и тяжелых дырок. Поэтому наблюдается несколько порогов в спектре коэффициента поглощения.

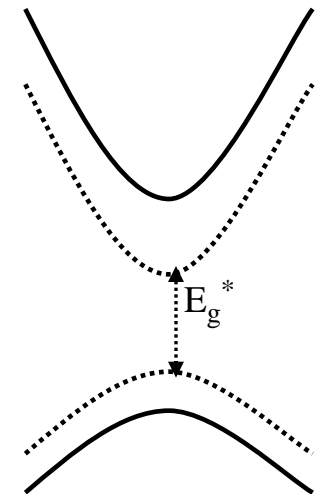
Наряду с эффектом Бурштейна-Мосса и внутризонными переходами коэффициент поглощения сильно вырожденного полупроводника может изменяться за счет уменьшения E_g , что вызвано, так называемой перенормировкой запрещенной зоны вследствие экранировки периодического потенциала кристаллической решетки плазмой носителей заряда. Данный эффект, как правило, наблюдается при очень больших концентрациях носителей заряда, превышающих уровень $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Особенности поглощения света при интенсивном фотовозбуждении и в сильно вырожденных полупроводниках



Для полупроводника в условиях интенсивного фотовозбуждения квазиуровни Ферми располагаются в разрешенных зонах, что делает невозможным оптические переходы с энергией меньше $h\nu^*$, что означает появление оптического просветления для энергий фотонов $E_g < h\nu < h\nu^*$, что является проявлением динамического эффекта Бурштейна-Мосса.

Наряду с эффектом Бурштейна-Мосса и внутризонными переходами коэффициент поглощения сильно вырожденного полупроводника может изменяться за счет уменьшения до значения $E_g^* < E_g$, что вызвано, так называемой перенормировкой запрещенной зоны вследствие экранировки периодического потенциала кристаллической решетки плазмой носителей заряда. Данный эффект наблюдается при очень больших концентрациях носителей заряда, превышающих уровень $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$.



Контрольные вопросы к Лекции 3:

- Что такое вертикальные переходы?
- В чем состоит различие между дипольно-разрешенными и запрещенными оптическими переходами?
- Что такое виртуальные состояния при рассмотрении поглощения света?
- Какова температурная зависимость коэффициента поглощения для прямых и непрямых оптических переходов?
- В чем состоит эффект Бурштейна-Мосса?