

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 нанокомпозитов.

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 нанокомпозитов.

Лекции 16:

Элементы спиновой оптики

Особенности законов дисперсии для носителей заряда в полупроводниках. Подзоны легких, тяжелых и спин-отщепленных дырок.

Суперпозиционные состояния экситонов.

Квантовые биения в экситонной люминесценции. Оптическая ориентация спинов. Спектральная зависимость степени ориентации спинов.

Спин-гальванические эффекты. Вклады Дрессельхауза и Рашбы в расщепление дисперсионных зависимостей.

Триплетные и синглетные экситоны в нанокристаллах кремния

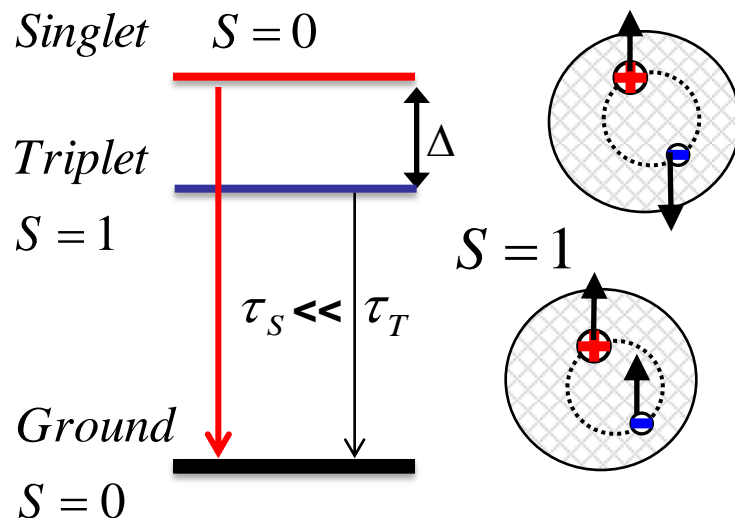
В квазистационарных условиях после термализации фотовозбужденных носителей заряда, т.е. на временах $\gg 10^{-12}$ сек, полное время жизни экситона (собственное время жизни люминесценции) зависит от синглетных и триплетных времен, энергии обменного взаимодействия и температуры:

$$\tau_{\Phi L} = \left(3 + \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \right) \left[3\tau_T^{-1} + \tau_S^{-1} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \right]^{-1}$$

Интенсивность

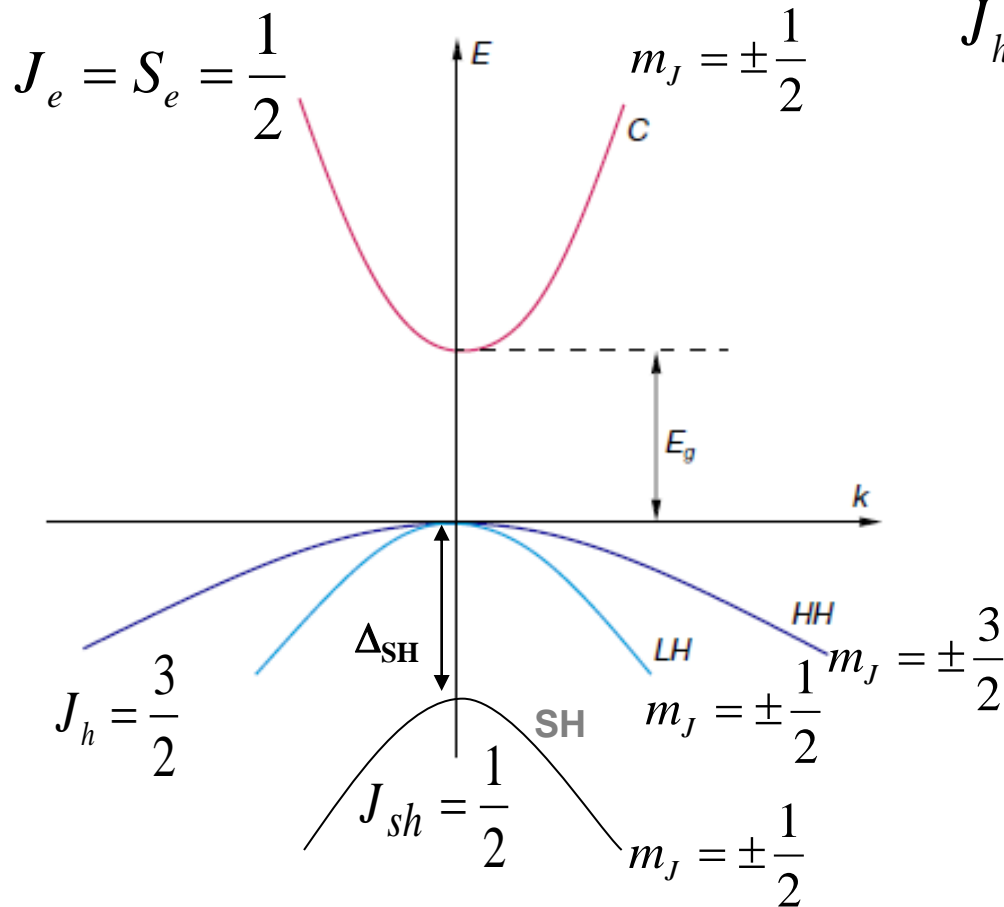
люминесценции после окончания возбуждения $I_{\Phi L} = I_0 \exp(-t / \tau_{\Phi L})$

При низких температурах в нестационарных условиях на коротких временах ($\ll 10^{-12}$ сек) вследствие суперпозиционного состояния экситона могут возникать **«квантовые биения»** интенсивности люминесценции с периодом, обратно пропорциональным энергии обменного взаимодействия.



Излучательная аннигиляция триплетных экситонов запрещена правилами отбора в электродипольном приближении, поэтому они имеют длинные времена жизни и называются **«темными»**. Синглетные экситоны иногда называются **«светлыми»**.

Экситоны в гетероструктурах (учет спин-орбитального взаимодействия)



$$\vec{J}_h = \vec{L}_h + \vec{S}_h$$

$L_h = 1$ (l -состояние)

$\vec{J}_e = \vec{S}_e$

r

Экситон может образовываться из электрона и тяжелой (HH) или легкой (LH) дырки. Полный момент экситона, образованного из тяжелой дырки $J_{\text{exc}}=1$ или 2. Также возможен экситон с дыркой из спин-отщепленной подзоны (SH).

В случае $J_{\text{exc}}=2$ излучательная аннигиляция экситона запрещена правилами отбора, и такой экситон является «темным», т.е. обладает большими временами жизни по сравнению со «светлым» экситоном ($J_{\text{exc}}=1$).

Квантовые биения для экситонной люминесценции

Излучательная аннигиляция «темных» экситонов ($J=2, J=S+L$) запрещена правилами отбора ($\Delta J=1$), в то время, как «светлые» экситоны ($J=L=1, S=0$) могут распадаться излучательно с высокой вероятностью.

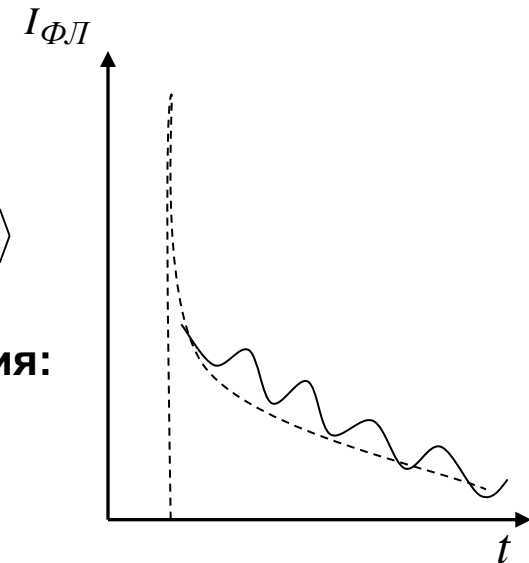
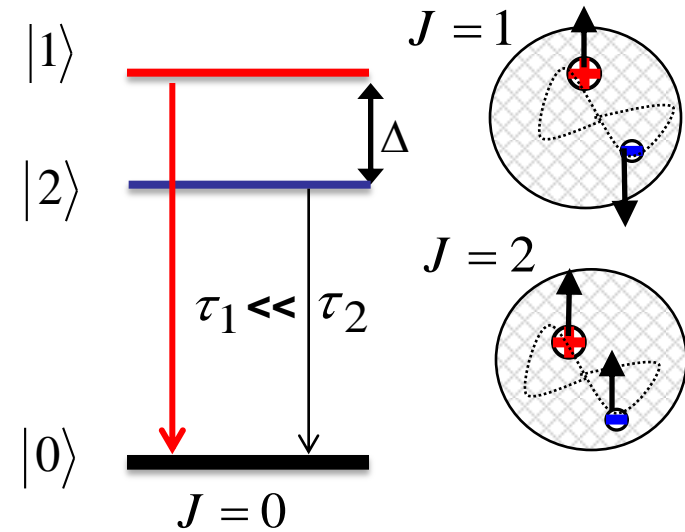
При низких температурах в нестационарных условиях на коротких временах ($\ll 10^{-12}$ сек) вследствие суперпозиционного состояния экситона могут возникать «квантовые биения» интенсивности люминесценции с периодом, обратно пропорциональным энергии обменного взаимодействия.

Волновая функция суперпозиционного состояния:

$$|\psi\rangle = A_1 e^{i\omega_1 t} e^{-t/\tau_1} |1\rangle + A_2 e^{i\omega_2 t} e^{-t/\tau_2} |2\rangle \approx A_1 e^{i\omega_1 t} e^{-t/\tau_1} |1\rangle + A_2 e^{i\omega_2 t} |2\rangle$$

Интенсивность люминесценции после окончания возбуждения:

$$I_{\Phi L} \propto \langle \psi | \psi \rangle \approx A_1^2 e^{-2t/\tau_1} + 2A_1 A_2 e^{-t/\tau_1} \cos(\Delta \cdot t) + A_2^2$$



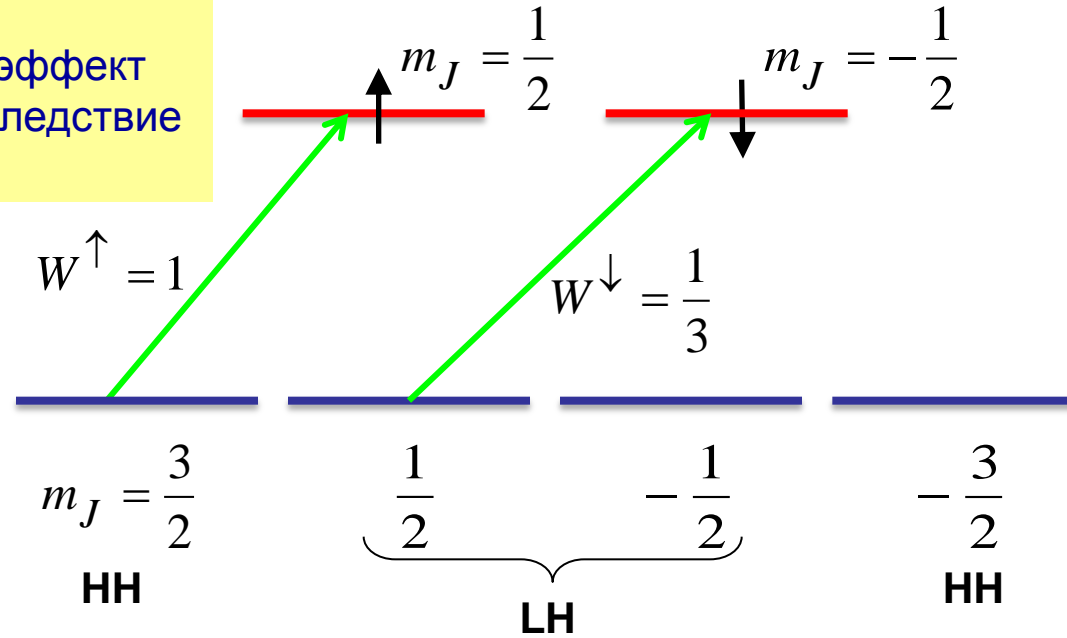
Оптическая ориентация спинов в полупроводниках

Свет не может взаимодействовать непосредственно со спином частиц, но эффект ориентации спинов светом возможен вследствие **спин-орбитального взаимодействия**.

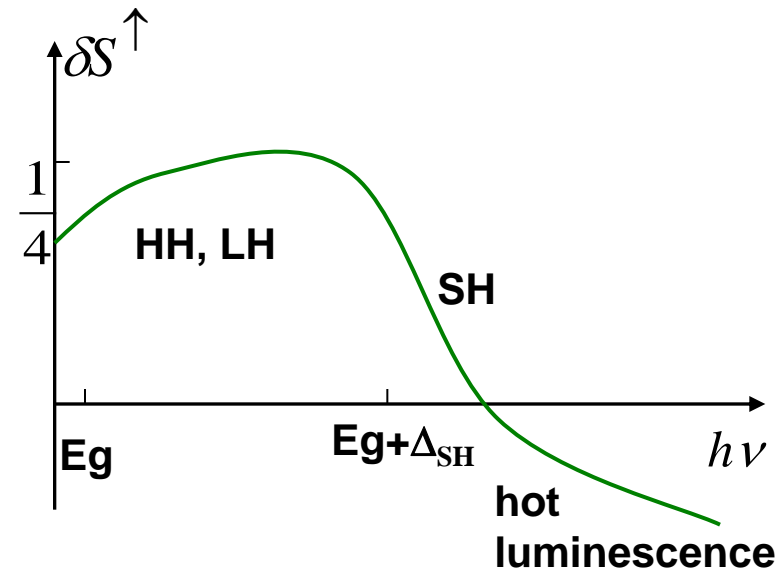
Поглощение фотона с левой поляризацией σ^- ($\Delta m_J = -1$) имеет вероятности переходов :

Степень ориентации спина электронов после поглощения:

$$\delta S^\uparrow = \frac{1}{2} \frac{W^\uparrow - W^\downarrow}{W^\uparrow + W^\downarrow} = \frac{1}{4}$$



Вклад спин-отщепленной подзоны дырок (SH) приводит к нулевой степени поляризации спина, но при больших энергиях фотонов степень поляризации может менять знак и возрастать из-за «горячей» люминесценции.



Спин-спиновая и спин-решеточная релаксация уменьшают степень ориентации спина. Поэтому для наблюдения эффекта нужны низкие температуры. Спин-решеточная релаксация может приводить к ориентации спинов ядер, что охлаждает решетку.

Спин-гальванические эффекты

Причина **спин-гальванических эффектов** – расщепление дисперсионных кривых $E(k)$ в k -пространстве, подобно тому, как ориентация спинов светом возможна вследствие спин-орбитального взаимодействия, приводящего к расщеплению по значению E ,

Для зоны проводимости полупроводников с нецентросимметричными кристаллическими структурами, например, A3B5, A2B6 и т.п., энергия электрона в общем случае зависит от направления k , вследствие релятивистского эффекта взаимодействия магнитных моментов спина частицы и тока, вызванного ее поступательным движением. Связанное с этим изменение энергии электрона дается выражением:

В однородных объемных полупроводниках величина расщепления определяется вкладом

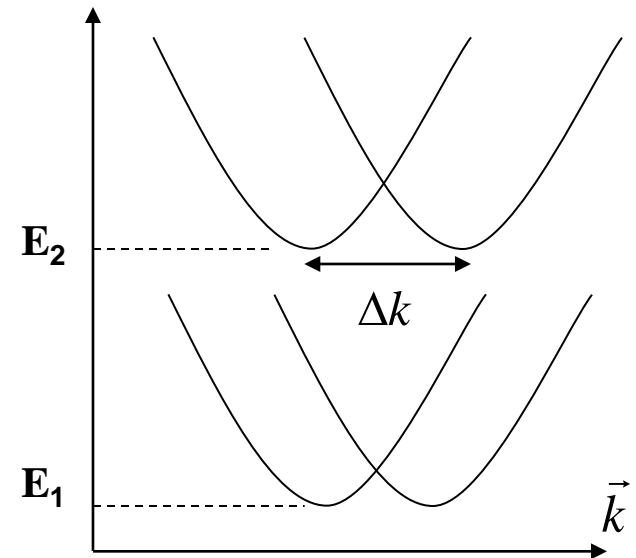
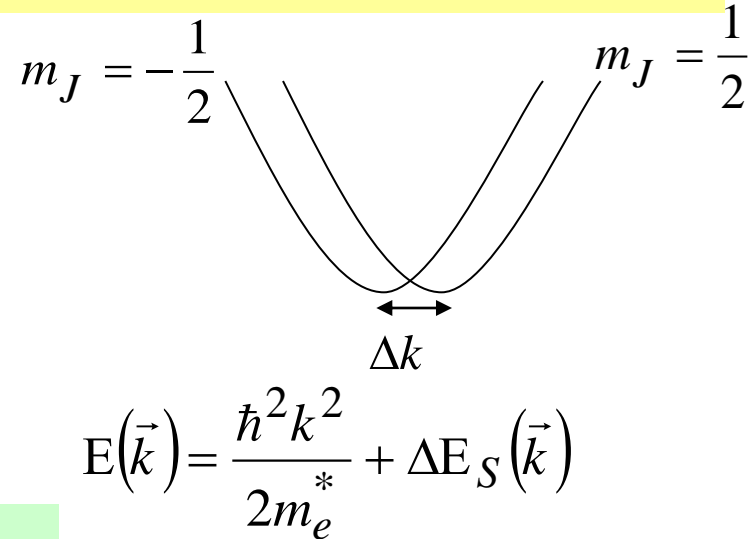
Дрессельхауза:

$$\Delta E_S(\vec{k}) \propto \hat{\sigma} \cdot \vec{k}$$

где $\hat{\sigma}$ - оператор спина или матрица Паули.

Данный вклад очень мал и может быть обнаружен при очень низких температурах и больших энергиях (значениях k) электронов.

В наноструктурах, например, квантовых ямах появляется дополнительный более заметный вклад Рашбы, вызванный ограничением движения в определенных направлениях.



Циркулярный спин-гальванические эффект

Циркулярный спин-гальванических эффект (ЦФГЭ)– появление электрического тока при поглощении циркулярно-поляризованного света в однородном полупроводнике (без приложенного внешнего электрического поля).

Может наблюдаться при внутривозных переходах (Друде-поглощение) в объемных полупроводниках АЗВ5, А2В6 и т.п., а также в квантовых ямах данных полупроводников.

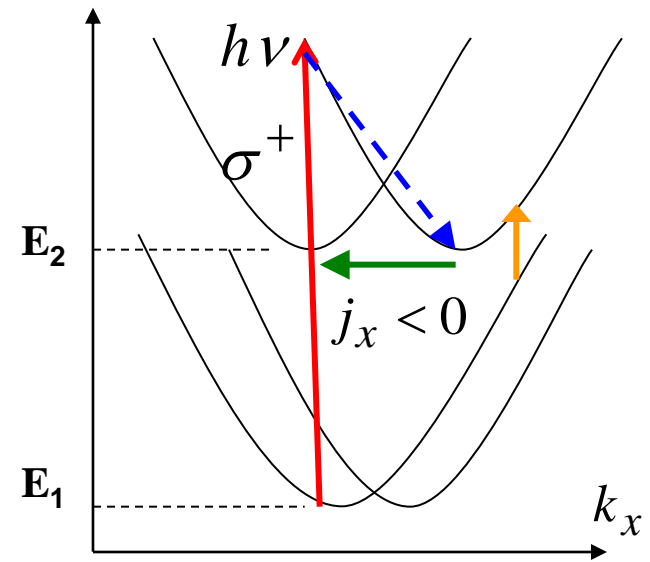
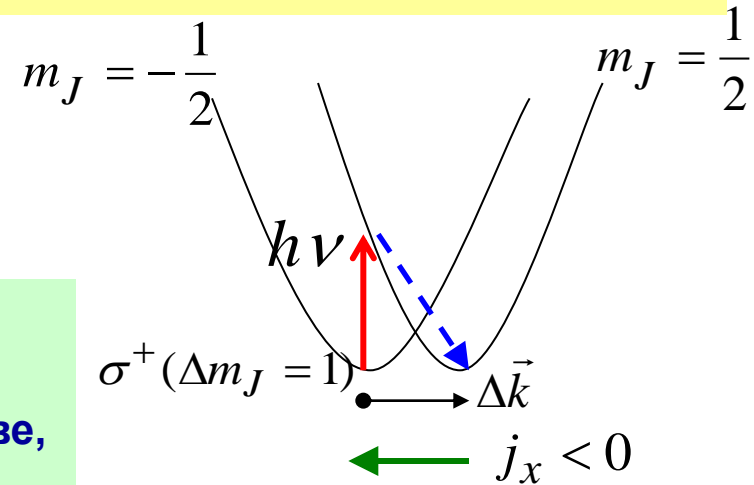
При поглощении фотона с переходом на другую ветвь и последующей релаксацией изменяется концентрация заряженных частиц в k -пространстве, а следовательно появляется электрический ток, направление которого зависит от направления циркулярной поляризации света.

Для квантовых ям вследствие квантового-размерного эффекта происходит расщепление как по k , так и по E .
Направление тока зависит от энергии фотонов

$$\Delta E_{21} = E_2 - E_1 = \frac{3h^2}{8m_e^*d^2}$$

$$h\nu > \Delta E_{21} \Rightarrow j_x < 0$$

$$h\nu < \Delta E_{21} \Rightarrow j_x > 0$$



Контрольные вопросы к Лекциям 15-16:

- Почему возможна ориентация спинов электронов при поглощении света ?
- Что такое квантовые биения?
- Какова причина расщепления дисперсионных зависимостей в k -пространстве?
- Что такое вклады Дрессельхауза и Рашбы?
- Что такое циркулярный спин-гальванический эффект?