

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭКСИТОНОВ У ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

*А.С.Батырев, В.А.Киселев, Б.В.Новиков,
А.Е.Чердниченко*

Сложные спектры экситонного отражения света могут содержать информацию о новом явлении – локализации экситонов в слое пространственного заряда. Для конкретного спектра предложен приповерхностный потенциал экситона, приводящий к локализации, и рассчитан спектр отражения, воспроизводящий все наблюдаемые особенности.

Наличие слоя пространственного заряда (СПЗ) у поверхности полупроводника, который характеризуется иным зарядовым состоянием и, вообще говоря, другой концентрацией примеси в сравнении с объемом приводит к тому, что параметры экситона оказываются функциями расстояния до поверхности. Это обстоятельство может приводить, в частности, к локализации экситонов в СПЗ, что в зависимости от конкретных характеристик слоя имеет многообразные проявления в экситонных спектрах отражения ¹⁻³. В настоящей работе мы обсудим один из наиболее сложных контуров экситонного отражения света (КЭОС), анализ которого говорит о локализации экситонов у поверхности полупроводников.

В основе наиболее изученного механизма притяжения экситонов к поверхности лежит взаимодействие со средним электрическим полем в СПЗ. Впервые этот механизм был рассмотрен в работе Грибникова и Рашба ⁴. При достаточной мощности возникающей за счет этого взаимодействия штарковской ямы ² можно ожидать наличия в ней дискретных уровней экситона и проявления этих уровней в оптических спектрах ¹.

Но, как оказалось, существуют КЭОС, которые не могут быть объяснены в рамках этой простой модели. Примеры таких спектров приведены на рис.1. Спектры получены на тонких пластинчатых монокристаллах CdSe при $T = 4,2$ К. Аналогичные спектры зарегистрированы на CdS.

¹) Как показали наши исследования, учета только среднего поля действительно достаточно для объяснения ряда КЭОС. Об этом будет сообщено в подробной работе.

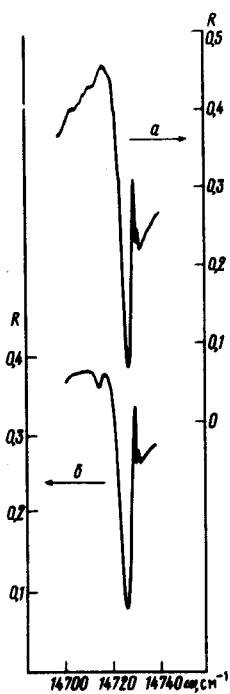


Рис. 1

Рис.1. Экспериментальные зависимости коэффициента отражения от частоты для кристалла CdSe. $T = 4, 2 \text{ К}$. $E \perp C$. *a* – Исходное состояние, *б* – после облучения электронами 3 кэВ

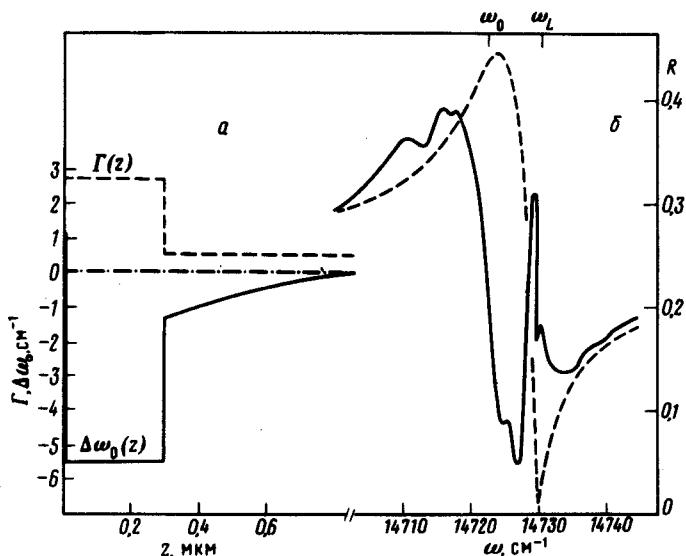


Рис.2. *a* – Зависимости сдвига резонансной частоты экситона и затухания Γ от расстояния до поверхности z , использованные в расчете КЭОС, *б* – рассчитанный по методу ¹ КЭОС CdSe для параметров, использованных в работе ⁷ — сплошная кривая. Штриховой кривой изображен невозмущенный (т.е. при отсутствии приповерхностного потенциала) КЭОС

Перечислим характерные особенности обсуждаемых спектров. 1) Наличие тонкой структуры основного максимума отражения в исходном состоянии (рис.1, *a*). В результате поверхностно-чувствительной электронной бомбардировки (ЭБ) ³ эта структура существенно изменяется (рис.1, *б*). 2) В области частоты продольного экситона $\omega_L = 14730 \text{ см}^{-1}$ структура КЭОС носит также сложный, „двухспайковый” характер. 3) Основные максимум и минимум отражения сдвинуты в длинноволновую сторону соответственно на ~ 8 и 4 см^{-1} относительно положений, которые они должны были бы занимать в спектре кристалла без СПЗ. Эта особенность хорошо заметна на рис.2, *б*, где приведены теоретические спектры отражения. Также отметим, что величина отражения в основном минимуме отлична от нуля и составляет несколько процентов.

Для объяснения вида таких КЭОС приходится привлекать сложную модель приповерхностного потенциала экситона – см. рис.2, *a*. Резкое снижение резонансной частоты ω_0 вблизи поверхности, по-видимому, связано с флуктуационной частью электрического поля заряженных дефектов (доноров) достаточно высокой концентрации ($\gtrsim 10^{18} \text{ см}^{-3}$), которая, с одной стороны, может действовать на экситоны как некоторое дополнительное поле (экситон не чувствует знак флуктуации) и, с другой стороны, может давать связанные состояния на центрах (типа I_3). Для эффективного поля, формирующего приповерхностную яму и соответствующее затухание Γ было взято значение $5,6 \cdot 10^3 \text{ В/см}$, что намного меньше критического поля для существования экситона: $3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$. Кроме того, потенциал имеет затянутый „хвост” в более отдаленной от поверхности области. В этой протяженной области положение уровня Ферми таково, (это связано с наличием поля истощения), что доноры нейтральны; соответствующий пологий участок потенциала образуется за счет более мелких заряженных примесей с низкой концентрацией $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Метод расчета КЭОС по заданному потенциалу изложен в ¹. Он позволяет обойти сложное решение задачи нахождения уровней механических экситонов в яме и последующего учета светозекситонного взаимодействия и дает возможность непосредственно рассчитывать оптические спектры экситонов. Как видно из рис.2, б, все перечисленные особенности наблюдаемых спектров хорошо воспроизводятся. При варьировании параметров можно сделать следующие выводы. Сдвиг основных особенностей спектра в длинноволновую сторону связан с общим понижением резонансной частоты экситона у поверхности. К некоторому дополнительному сдвигу приводит также учет затухания Γ . Как осцилляции на максимуме отражения, так и „двухспайковая” структура связаны с квантованными состояниями экситона в яме. Вид спайковой структуры определяется видом „хвоста” потенциала экситона. При увеличении его протяженности можно получить три и более спайков. Уместно отметить, что состояния механического экситона в яме отнюдь не должны совпадать по энергии с соответствующими им особенностями в спектре (что характерно для атомной спектроскопии). Правило соответствия для простейшего случая прямоугольной бесконечной ямы указано в ⁵

Как видно из приведенных результатов, довольно сложные, структурные спектры отражения, наблюдаемые на опыте, могут быть объяснены при соответствующем выборе потенциала у поверхности, чего нельзя сделать в рамках старых теорий, использующих вариации добавочных граничных условий и толщины мертвого слоя по Хапфилду и Томасу ⁶. Исследование сложных КЭОС открывает новые возможности для изучения приповерхностной области полупроводников, причем существенно, что этот метод исследования является бесконтактным.

Литература

1. Киселев В.А. ФТТ, 1978, 20, 2173.
2. Киселев В.А. ФТТ, 1979, 21, 1069.
3. Батырев А.С., Новиков Б.В., Чередниченко А.Е. ФТТ, 1981, 23, 2989.
4. Грибников З.С., Рашба Э.И. ЖТФ, 1958, 28, 1948.
5. Киселев В.А. ФТТ, 1978, 20, 1191,
6. Hopfield J.J., Thomas D.G. Phys. Rev., 1963, 132, 563.
7. Kiselev V.A., Razbirin B.S., Uraltsev I.N. Phys. Stat. Sol(b), 1975, 72, 161.