

РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭКСИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА CdTe—ЭЛЕКТРОЛИТ

Паносян Ж. Р., [Касамазян Э. А.], Шмавовян Г. Ш.

Обнаружена новая серия линий на оптических спектрах границы раздела CdTe—электродит, энергетическое положение которых сдвигается в сторону больших энергий при увеличении поверхностного потенциала. Показано, что она обусловлена кулоновским взаимодействием электронов в двумерной поверхностной подзоне с дырками в размерно-квантованных подзонах инверсионного слоя CdTe.

В настоящей работе рассматривается новый механизм образования поверхностных экситонов для объяснения особенностей на оптических спектрах границы раздела CdTe—электродит. Метод спектральных исследований при высоких температурах и при плавном изменении поверхностного потенциала на границе раздела полупроводник—электродит описан в [1].

На рис. 1 приведены спектры фотолюминесценции от границы раздела полупроводник—электродит при 300 К. Узкая линия имеет наибольшую интенсивность во всем спектре фотолюминесценции CdTe. Для монокристалла с большой концентрацией электронов n_0 линия несколько уширяется и сдвигается в сторону больших энергий. Ближайшая линия примесной фотолюминесценции находится в области 900 нм и имеет ширину $\sim 10 kT$. Линия объемного экситона на спектрах отражения и фотолюминесценции обнаруживается только при низких температурах ($T < 150$ К) и имеет энергию связи 8.2 мэВ [2].

На рис. 2 приведены спектры электроотражения в зависимости от поверхностного потенциала для CdTe с $n_0 = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Наблюдается сильная осцилляция, расположенная в области спектра, совпадающей с максимумом фотолюминесценции (рис. 1) и минимумом E_{0L} с учетом температурного сдвига спектра отражения (рис. 3). При увеличении постоянного внешнего смещения $V_{вн}$ в сторону анодных потенциалов, приводящего к увеличению поверхностного потенциала, местоположение нулевой точки осцилляции электроотражения сдвигается от 826 до 816.5 нм, а их интенсивность сначала растет, а затем убывает (рис. 2). Энергетическое местоположение этой линии ($\hbar\omega < E_g$), значительный сдвиг в сторону больших энергий при увеличении поверхностного потенциала, ее узкая ширина, характерный вид осцилляции и температурный интервал ее существования свидетельствуют, о том, что эта линия обусловлена поверхностными экситонами, электрон которого принадлежит двумерной поверхностной подзоне, расположенной ниже E_c . Сдвиг двумерной поверхностной подзоны возможен при изменении поля на границе раздела полупроводник—электродит в пределах $\sim 10^6 \div 10^7$ В/см, что легко осуществляется приложением $V_{вн} \sim 0.1 \div 5$ В, так как толщина слоя Гельмгольца имеет порядок размера ионов электролита. Дело в том, что волновые функции электронных состояний двумерной поверхностной подзоны проникают в область слоя Гельмгольца и в область кристалла на расстоянии порядка постоянной решетки, где поля могут достигать $10^7 \div 10^8$ В/см. Это поле проникает в область кристалла из-за дискретного расположения атомов на поверхности и уменьшается примерно на порядок в пределах постоянной решетки. Влиянием этого поля и обусловлен сдвиг положения двумерной поверхностной подзоны. Увеличение

приложенного постоянного внешнего смещения на границе раздела CdTe — электролит увеличивает высоту и длину падения поверхностного потенциала, что приводит к повышению местоположения двумерной поверхностной подзоны (см. вставку на рис. 3). С другой стороны, при увеличении внешнего смещения увеличивается изгиб энергетических зон в приповерхностной области полупроводника, в результате чего образуется инверсионный слой на поверхности n -CdTe.

Таким образом, на границе раздела полупроводник—электролит удается реализовать условия для сдвига двумерной поверхностной подзоны и для одновременного наблюдения квазидвумерного поверхностного экситона, связанного с данной двумерной поверхностной подзоной, до его полевого разрушения. С другой стороны, плотный слой Гельмгольца, образованный хемосорбиро-

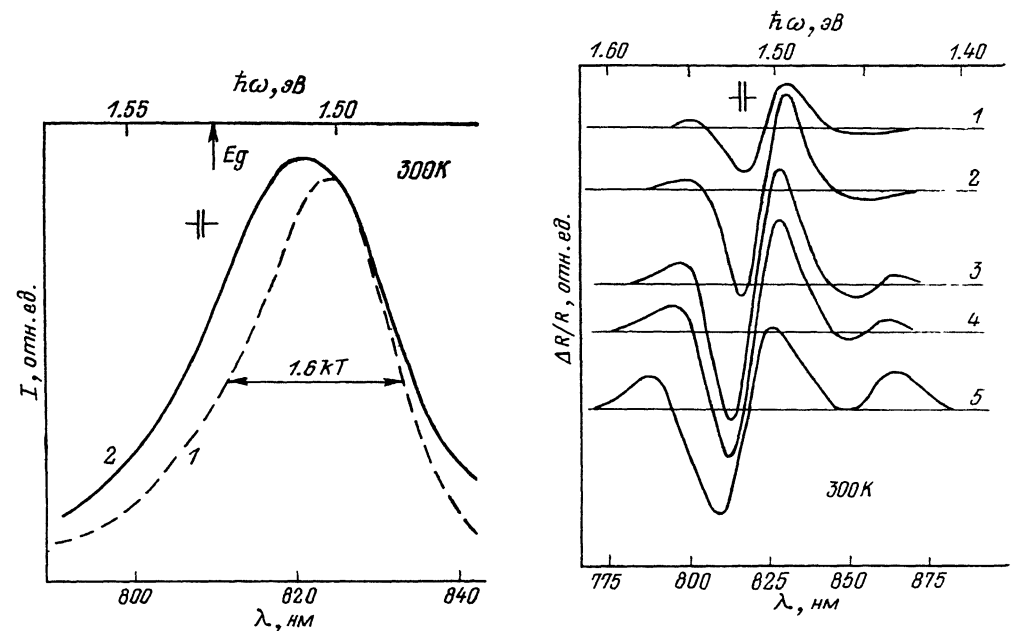


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции от границы n -CdTe—водный электролит ($\text{pH}=7$) для концентрации электронов в CdTe.

Концентрация, см^{-3} : 1 — $7.8 \cdot 10^{16}$, 2 — $4.3 \cdot 10^{17}$; I — интенсивность фотолуминесценции.

Рис. 2. Спектры электроотражения от границы n -CdTe—электролит ($\text{pH}=1$, $7M \text{ SnCl}_2 + \text{HCl}$) при различных постоянных внешних смещениях.

$V_{\text{вн}}$, В: 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 3, 5 — 7.

ванными ионами электролита, представляет собой монослой на границе раздела полупроводник—электролит и обладает двумерной трансляционной инвариантностью. Вместо случайного потенциала на реальной границе CdTe, в границе раздела полупроводник—электролит мы фактически имеем почти регулярный двумерный периодический потенциал. Это способствует образованию размерно-квантованных дырочных подзон в инверсионном слое CdTe и проявлению минимумов отражения (рис. 3). Спектры отражения от границы раздела CdTe—электролит (рис. 3, кривые 1—3) регистрировались при 150 К, что значительно ниже температуры замерзания электролита. Для изменения поверхностного потенциала электрохимическая ячейка нагревалась до 300 К, затем прикладывалось соответствующее $V_{\text{вн}}$ и охлаждалась. При увеличении поверхностного потенциала минимумы отражения становятся отчетливее и коротковолновые минимумы сдвигаются в сторону больших энергий (показано мелким пунктиром), причем одновременно увеличивается расстояние между дырочными подзонами согласно известному соотношению

$$E_{nL} = \left(\frac{\hbar^2}{2m_{zL}} \right)^{1/3} \left[\frac{3\pi eFs}{2} \left(n + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad n = 0, 1, 2, \quad (1)$$

где m_{zL} — эффективная масса легких дырок в направлении Z , F_s — эффективное электрическое поле на поверхности.

Аналогичные сдвиги минимумов отражения наблюдаются и при 300 К. Длинноволновый минимум (показан крупным пунктиром на рис. 3) сдвигается в сторону меньших энергий. Наблюдается еще один минимум (показан штрихпунктиром), который не входит в серию минимумов, описанных соотношением (1), и соответствует поверхностному экситону, связанному с тяжелыми дырками.

Вставка на рис. 3 поясняет механизм образования серии линий, описываемых (1) и обусловленных размерно-квантованными поверхностными экситонами (типа A) при кулоновском взаимодействии электронов в двумерной по-

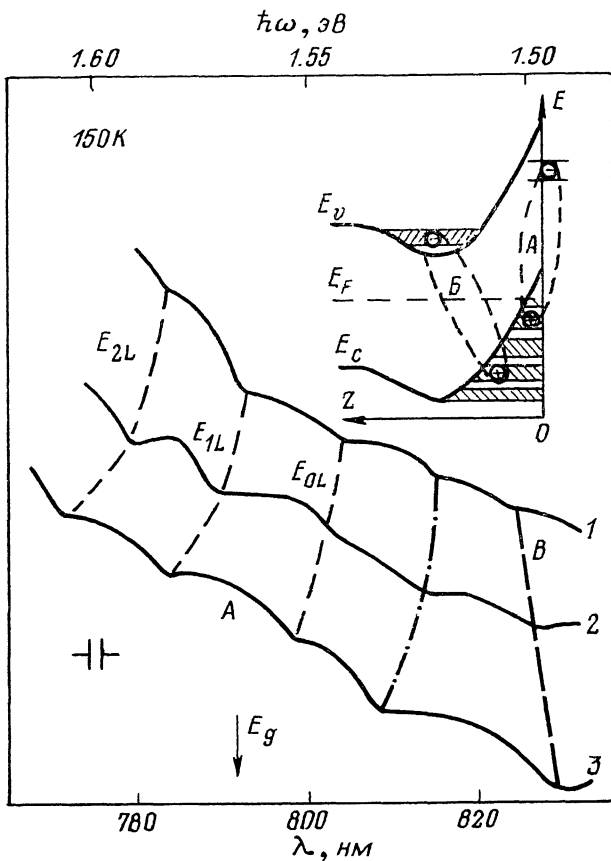


Рис. 3. Спектры отражения n -CdTe—электролит ($7M$ SnCl₂+HCl) при различных постоянных внешних смещениях.

$V_{зв}$, В: 1 — 0, 2 — -1, 3 — -4. На вставке — энергетическая диаграмма к механизмам поверхностных экситонов.

верхностной подзоне с дырками в квантованных подзонах. Поэтому взаимное расположение E_{0L} -, E_{1L} -, E_{2L} -минимумов, обусловленных поверхностными экситонами в спектрах отражения, соответствует энергетическому спектру квантованных дырочных подзон и объясняют сдвиги в сторону больших энергий при увеличении поверхностного потенциала (рис. 3). Наблюдаемому сдвигу способствует также изменение положения двумерной поверхностной подзоны при увеличении поверхностного потенциала. Сдвиг в противоположную сторону ранее наблюдался для экситонов типа B [3]. Длинноволновый минимум на спектрах отражения (рис. 3), по-видимому, обусловлен поверхностным экситоном типа B . Изгиб энергетических зон ~ 1 эВ на границе раздела полупроводник—электролит оценивался сопоставлением известной зависимости Мотта—Шоттки с результатами измерения зависимости дифференциальной емкости от электродного потенциала. Оценка энергии связи поверхностного экситона

типа A показывает, что она в ~ 3.5 раза больше энергии связи объемного экситона и практически определяется соотношением для двумерного экситона. Однако оценка ширины инверсионного слоя на уровне E_{1L} дает значение ~ 10 нм, что является существенным отступлением от двумерности, поэтому поверхностный экситон типа A также будет проявлять свойства квазидвумерности.

В заключение отметим, что вышеописанный метод экситонной спектроскопии границы раздела полупроводник—электролит является весьма плодотворным при исследовании сложных процессов и энергетической структуры этой границы раздела.

Список литературы

- [1] Паносян Ж. Р., Касаманян З. А., Майлян А. Р. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. В. 6. С. 251—254.
- [2] Паносян Ж. Р. // Тр. ФИ АН СССР. 1973. Т. 68. С. 147—202.
- [3] Алтухов П. Д., Бакун А. А., Крутицкий А. В., Рогачев А. А., Рубцов Г. П. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 11. С. 427—430.

Ереванский политехнический
институт
им. К. Маркса

Получена 11.02.1991
Принята к печати 13.02.1991
