

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МНОГОЧАСТИЧНЫХ ЭКСИТОН-ПРИМЕСНЫХ КОМПЛЕКСАХ В КРЕМНИИ

А. С. Каминский, В. А. Карасюк, Я. Е. Покровский

Показано, что в кремнии, легированном фосфором, "естественная" ширина линий излучения связанного экситона не превышает 5 мкэВ, а линии излучения многочастичных комплексов состоят из большого числа компонент, расщепление на которые объяснено взаимодействием как между дырками, так и между дырками и внешними электронами.

В настоящей работе интерференционным методом [1] исследованы форма и тонкая структура бесфононных линий излучения α_m многочастичных экситон-примесных комплексов P_m , связанных на атомах фосфора в кремнии (m — число электронно-дырочных пар). Тонкая структура возникает в результате взаимодействия носителей заряда в комплексах, расщепляющего начальные P_m и конечные P_{m-1} состояния [2, 3].

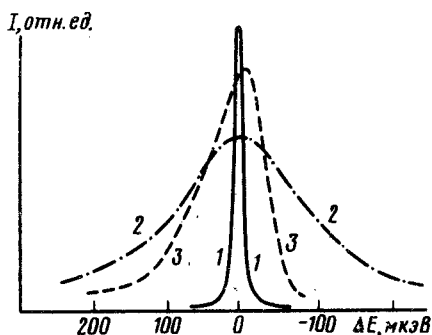


Рис. 1. Бесфононные линии излучения экситонов, связанных на атомах фосфора (концентрация $P_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) в кремнии при 4,2 К. Нейтронно легированный образец СВ-1: 1 — линия α_1 ; 2 — линия α_1^{2S} . Образец с концентрацией кислорода $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, выращенный из кварцевого тигля: 3 — линия α_1

Линия α_1 не должна иметь тонкой структуры, поскольку в начальном состоянии $P_1 \{ \Gamma_8(h) \Gamma_1(ee) \}$ два электрона образуют синглет $\Gamma_1(ee)$ и не могут расщеплять дырочный уровень Γ_8 , а в конечном состоянии $P_0 \{ \Gamma_1(e) \}$ имеется лишь один электрон. Поэтому анализ формы линии α_1 позволяет судить об уширении и расщеплении линий излучения комплексов, не связанном с взаимодействием носителей заряда. Из рис. 1 видно, что наиболее узкая линия α_1 наблюдается в кристаллах кремния, выращенных методом бестигельной зонной кристаллизации и легированных фосфором путем облучения нейтронами. Ширина линии α_1 , с учетом конечного разрешения, не превышает 5 мкэВ. При распаде P_1 с рождением донора P_0 в возбужденном $2S$ состоянии линия α_1^{2S} сильно уширена по сравнению с α_1 вследствие малого времени жизни ($\sim 5 \cdot 10^{-12}$ сек) возбужденного состояния. В кристаллах, выращенных из кварцевых тиглей и поэтому содержащих кислород в значительной ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) концентрации, наблюдалось сильное неоднородное уширение линии α_1 . По-видимому, несовершенство кристаллов, исследованных в [3], привело к уширению линии α_1 до 50 мкэВ, неудовлетворительному разрешению структуры линии α_2 и ошибочной интерпретации результатов.

Из рис. 2 видно, что линия излучения α_2 состоит из большого числа компонент, расщепление на которые связано с взаимодействием носителей заряда в начальном $P_2 \{ \Gamma_8(hh) \Gamma_1(ee) \Gamma_{35}(e) \}$ и конечном $P_1 \{ \Gamma_8(h) \Gamma_1(e) \Gamma_{35}(e) \}$ состояниях. Основные особенности этого расщепления можно объяснить, учитывая лишь взаимодействие между дырками и обменное взаимодействие дырок с электроном внешней оболочки Γ_5 .

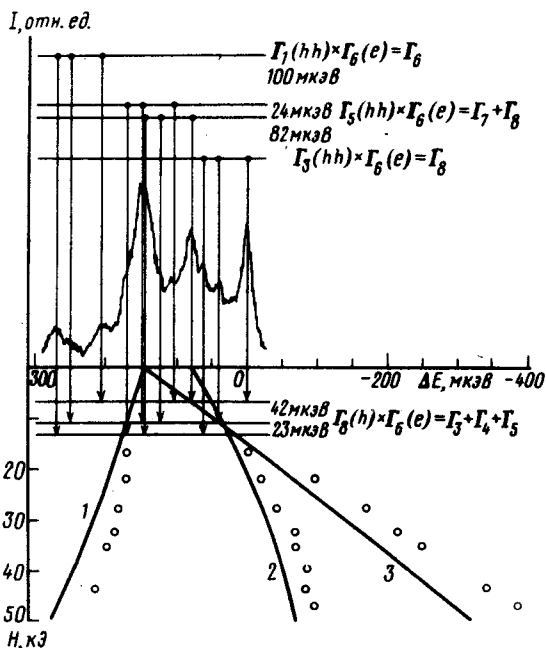


Рис. 2. Тонкая структура линии α_2 образца СВ-1 при 2 К и $H = 0$. Стрелки, изображающие переходы из начального P_2 в конечное P_1 состояние, указывают ожидаемое положение линий излучения на горизонтальной оси энергий в соответствии с приведенными на схеме величинами расщеплений уровней P_2 и P_1 . В нижней части рисунка — положение зеемановских компонент линии α_2 (кружки) в зависимости от напряженности магнитного поля $H \parallel (111)$. Там же — зависимость смещения от H зеемановских компонент линии α_1 (сплошные кривые) для аналогичных электронных переходов

Взаимодействием с электронами в оболочке Γ_1 можно пренебречь, поскольку в P_2 эта оболочка заполнена, а в P_1 остается электрон на сильно локализованной орбитали, который не должен сильно взаимодействовать с остальными носителями заряда. Электронная оболочка Γ_3 при 2К должна быть слабо заселена, так как по крайней мере в P_1 она лежит выше оболочки Γ_5 приблизительно на 600 мкэВ [4]. Так как анизотропия эффективной массы электронов в кремнии не очень велика и кристаллическое расщепление $\Gamma_8(h) \times \Gamma_5(e)$ должно быть незначительным, будем считать, что волновая функция электрона оболочки Γ_5 преобразуется как спинор Γ_6 . В этих приближениях начальное состояние в комплексе P_2 должно расщепиться на четыре уровня $\{ \Gamma_8(h) \times \Gamma_8(h) \} \times \Gamma_6(e) = \Gamma_6 + \Gamma_7 + \Gamma_8 + \Gamma_8$. Конечное состояние P_1 расщепляется на три уровня $\Gamma_8(h) \times \Gamma_6(e) = \Gamma_3 + \Gamma_4 + \Gamma_5$. Схема расщеплений для объяснения структуры линии α_2 приведена на рис. 2. Для сравнения экспериментального спектра со схемой стрелка, соответствующая излучательному переходу с минимальной энергией, совмещена по горизонтальной энергетической шкале с положением самой длинноволновой компоненты спектра, а положение остальных стрелок, изображающих переходы, опре-

деляются значениями расщеплений начального и конечного состояний, указанными на схеме. Из рис. 2 видно, что предложенная схема хорошо описывает структуру линии α_2 .

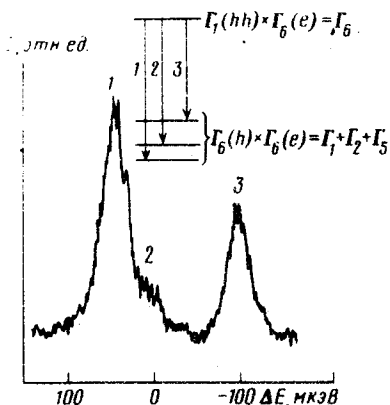


Рис. 3. Тонкая структура линии α_2 при 2К и сжатии (390 кГ/см^2) образца СВ-1 в направлении (001)

В магнитном поле $H \geq 20 \text{ кЭ}$ зеемановский спектр α_2 состоит из трех основных компонент [5]

$$P_2 \left\{ \Gamma_8 \left(-\frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right) \Gamma_1 \left(+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right) \Gamma_5 \left(-\frac{1}{2} \right) \right\} \rightarrow P_1 \left\{ \begin{array}{l} \left\{ \Gamma_8 \left(-\frac{3}{2} \right) \Gamma_1 \left(-\frac{1}{2} \right) \Gamma_5 \left(-\frac{1}{2} \right) \right\} \quad (1) \\ \left\{ \Gamma_8 \left(-\frac{1}{2} \right) \Gamma_1 \left(-\frac{1}{2} \right) \Gamma_5 \left(-\frac{1}{2} \right) \right\} \quad (2) \\ \left\{ \Gamma_8 \left(-\frac{3}{2} \right) \Gamma_1 \left(+\frac{1}{2} \right) \Gamma_5 \left(-\frac{1}{2} \right) \right\} \quad (3) \end{array} \right.$$

положение которых в зависимости от H приведено на рис. 2. Там же сплошными линиями представлена зависимость от H смещения зеемановских компонент линии α_1 для соответствующих электронных переходов. Из рис. 2 видно, что зависимость смещения зеемановских компонент для линии α_2 достаточно близка к зависимости для аналогичных компонент линии α_1 . Это обстоятельство было использовано при идентификации переходов и позволило надежно выделить области спектра линии α_2 , из которых происходят соответствующие зеемановские компоненты. Видно, что компоненты 1 и 3 линии α_2 возникают из одной и той же области спектра при $H = 0$, а компонента 2 возникает из другой области исходного спектра. Отсюда следует, что основной вклад в расщепление конечного состояния P_1 дает взаимодействие между дыркой и электроном внешней оболочки Γ_5 , а взаимодействие с электроном оболочки Γ_1 не приводит к заметному расщеплению.

При сжатии кремния в направлении (001) симметрия понижается до D_{2d} и низшим энергетическим состоянием дырок является Γ_6 с моментом $1/2$, вырожденное лишь по спину. Электронное состояние Γ_1 не

расщепляется, а состояние Γ_{35} расщепляется на ряд ветвей, низшая из которых соответствует невырожденному состоянию Γ_4 . Таким образом, при одноосном сжатии основное состояние P_2 не расщеплено. Конечное состояние P_1 расщепляется на три $\Gamma_6(h) \times \Gamma_6(e) = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_5$ вследствие обменного взаимодействия дырки с электроном из внешней оболочки Γ_4 . Спектр линии α_2 при одноосном сжатии вдоль (001) приведен на рис. 3 вместе со схемой переходов. Отметим, что при растяжении вдоль оси (001) линия α_2 также является триплетом, что подтверждает правильность выбранных приближений.

Таким образом, предложенная модель позволяет объяснить тонкую структуру линии α_2 и ее расщепление в магнитном и деформационных полях.

Спектры линий α_3 и α_4 несимметричны и имеют большое число особенностей, указывающих на то, что они состоят из многих компонент. Однако отдельные компоненты не удалось разрешить. Возможно, что это связано с заметным уширением компонент, поскольку при испускании линии α_m комплексы P_{m-1} рождаются в возбужденном состоянии. При этом время релаксации одного из $m-1$ электронов оболочки Γ_{35} в частично заполненную оболочку Γ_1 должно уменьшаться по мере возрастания m .

Институт радиотехники
и электроники АН СССР

Поступила в редакцию
3 декабря 1980 г.

Литература

- [1] А.С.Каминский, В.А.Карасюк, Я.Е.Покровский. ЖЭТФ, **79**, 422, 1980.
- [2] G.Kirczenow. Can. J. Phys., **55**, 1787, 1977.
- [3] R.R.Parsons, Solid. State Comm., **22**, 671, 1977.
- [4] C.Chang, T.C.Mc Gill. Phys. Rev. Lett., **45**, 471, 1980.
- [5] В.Д.Кулаковский, А.В.Малявкин, В.Б.Тимофеев. ЖЭТФ, **76**, 272, 1979.