

**НАБЛЮДЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ  
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ  
НЕПРЯМОГО ЭКСИТОНА В ГЕРМАНИИ**

*Е. Ф. Гросс, В. И. Сафаров, А. Н. Титков, И. С. Шлимак*

В данной работе нами исследовалась экситонная структура края непрямого поглощения в германии с помощью метода дифференцирования спектра по длине волны. Как известно, анализ обычных спектров непрямого поглощения требует численного разложения экспериментальной кривой на составляющие компоненты, что, естественно, не позволяет уверенно выделять и идентифицировать слабые особенности спектра. В нашем случае применение высокочувствительного дифференциального метода позволило не только наблюдать переходы в основное состояние экситона с участием всех четырех кристаллических фононов ( $TA$ ,  $LA$ ,  $LO$ , и  $TO$ ), но и обнаружить переходы в возбужденное состояние с  $n = 2$ .

В результате, впервые, экспериментально было получено значение экситонного Ридберга и определена энергия связи наименьшего уровня непрямого экситона в германии  $E_{ex} = 0,0036 \pm 0,0003$  эв.

Непрямые переходы в экситонные состояния с участием фононов, как известно, проявляются в спектрах в виде полос поглощения. Для разрешенных переходов экситонная полоса имеет вид [1-3]  $\alpha \sim (h\nu - E_{\Pi})^{1/2}$ , где  $E_{\Pi} = E_g - E_{ex} \pm E_{ph}$ ,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $E_{ex}$  — энергия связи экситонного состояния,  $E_{ph}$  — энергия фонона, участвующего в переходе. Однако, если регистрировать не коэффициент поглощения  $\alpha$ , а его производную по длине волны, то в спектрах  $da/d\nu$  эти полосы будут преобразованы в резкие максимумы  $da/d\nu \sim (h\nu - E_{\Pi})^{-1/2}$  ( $da/d\nu \rightarrow \infty$  при  $h\nu = E_{\Pi}$ ). Для запрещенных переходов [1]  $\alpha \sim (h\nu - E_{\Pi})^{3/2}$ , и в спектре первой производной будут проявляться лишь "ступеньки"  $da/d\nu \sim (h\nu - E_{\Pi})^{1/2}$ , а резкие максимумы будут только в спектрах второй производной  $d^2\alpha/d\nu^2 \sim (h\nu - E_{\Pi})^{-1/2}$ .

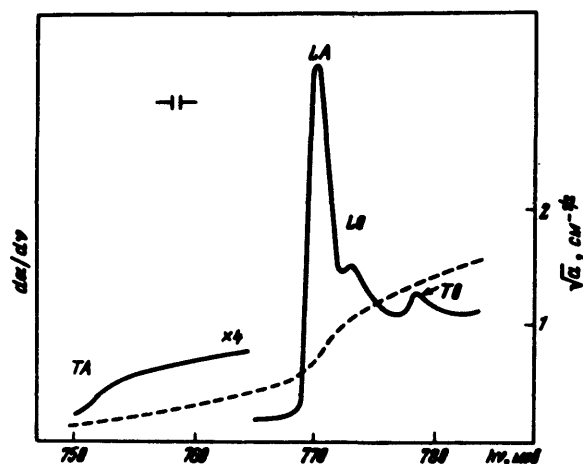


Рис. 1.  $da/d\nu$ -спектр (сплошная кривая) и обычный спектр поглощения (пунктирная кривая) монокристаллов германия в области непрямых переходов при температуре  $1,8^\circ\text{K}$

Экспериментально дифференциальные спектры были получены с помощью специального спектрометра: поворотное зеркало, установленное перед выходной щелью внутри монохроматора, приводилось в колебания с частотой  $\omega = 73$  иц, в результате чего свет, выходящий из прибора был промодулирован по длине волны с частотой  $73$  иц. Вследствие зависимости пропускания кристалла от длины волны падающего света, световой поток, прошедший через кристалл имел уже модуляцию по интенсивности. В результате на фотоприемнике, установленном после кристалла, возникал переменный сигнал. Для выделения первой и второй производной коэффициента поглощения  $da/d\nu$  и  $d^2\alpha/d\nu^2$  детектирование сигнала приемника осуществлялось на частотах  $\omega$  и  $2\omega$  соответственно.

На рис. 1 представлены дифференциальный  $da/d\nu$  и обычный спектры поглощения германия при  $1,8^\circ\text{K}$  в области непрямых переходов. Как видно, в дифференциальном спектре проявляется ряд резких особенностей ("ступенька" и максимумы), которым в обычном спектре соответствуют лишь слабые изменения наклона кривой поглощения. Эти особенности  $da/d\nu$ -спектра обусловлены переходами в основное экситонное состоя-

ние с одновременным рождением различных кристаллических фононов. Кроме переходов с участием  $TA$ -и  $LA$ -фононов, наблюдавшихся ранее и в обычных спектрах поглощения [1], в  $da/d\nu$ -спектрах отчетливо обнаруживаются также переходы с участием  $LO$ -и  $TO$ -фононов (энергия проявляющихся фононов составляет 30,3 и 35,8 мэв соответственно). Идентификация этих переходов согласуется с наблюдениями других авторов [5, 6] и с данными о фононном спектре германия [4].

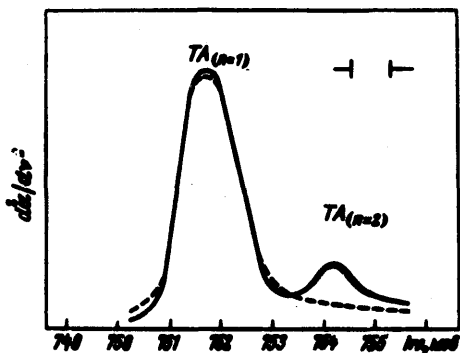


Рис. 2. Спектр второй производной коэффициента поглощения по длине волны кристаллов германия в области запрещенных экситонных переходов с участием  $TA$ -фонона при  $T = 1,8^\circ\text{K}$ . Пунктирная кривая соответствует спектру кристалла при приложении внешнего постоянного электрического поля напряженностью  $\approx 300 \text{ в/см}$

Форма наблюдаемых особенностей  $da/d\nu$ -спектра прямо показывает, что, как и отмечалось ранее [1], переход с участием  $TA$ -фонона относится к запрещенным переходам (дает "ступеньку" в  $da/d\nu$ -спектре), а с участием  $LA$ -фонона — к разрешенным (дает резкий максимум). К разрешенным должны быть, очевидно, отнесены и переходы с участием  $LO$ -и  $TO$ -фононов.

Структура поглощения в области переходов с участием  $TA$ -фонона была нами более тщательно прослежена по спектрам второй производной, в которых экситонные не прямые запрещенные переходы должны проявляться уже в виде максимумов. В полученном  $d^2\alpha/d\nu^2$ -спектре (рис. 2) кроме интенсивного максимума, который по положению совпадает со "ступенькой" в  $da/d\nu$ -спектре и соответствует переходу в основное состояние экситона, с коротковолновой стороны наблюдался более слабый пик. Ряд наблюдений показывает, что этот пик обусловлен переходами в возбужденное состояние экситона, характеризующееся меньшей энергией связи, чем основное состояние.

Во-первых, при повышении температуры коротковолновый максимум быстро падал по интенсивности, так что при  $78^\circ\text{K}$  этот пик в спектре практически не наблюдался. Амплитуда же длинноволнового максимума, обусловленного переходами в основное состояние, мало менялась при изменении температуры от  $1,8$  до  $78^\circ\text{K}$ .

Во-вторых, внешнее электрическое поле также вызывало ослабление коротковолнового максимума. Причем полное исчезновение этого пика наблюдалось в очень слабых полях  $\sim 300 \text{ в/см}^1$ . Ионизация основного

<sup>1</sup>) В этих опытах использовались высокоомные кристаллы, компенсированные радиационными дефектами ( $\gamma$ -облучение). И при напряженности постоянного электрического поля  $300 \text{ в/см}$  в образце выделялась мощность  $0,3 \text{ вт}$ . Поверхность образцов составляла  $\sim 16 \text{ см}^2$ .

состояния экситона, как известно [7], происходит при значительно больших напряженностях внешнего поля  $\sim 3700$  в/см.

Кроме того оба максимума имели примерно одинаковую форму, а отношение их амплитуд составляло примерно 7:1. Согласно Эллиоту [3], интенсивность экситонных линий спадает пропорционально  $n^{-3}$ , и отношение интенсивностей  $n = 1$  и  $n = 2$  линий должно составлять 8:1.

Таким образом, наблюдаемые в  $d^2\alpha/d\nu^2$ -спектре максимумы следует сопоставлять непрямым запрещенным переходам в экситонные состояния с  $n = 1$  и  $n = 2$  с одновременным излучением ТА-фонона<sup>2)</sup>.

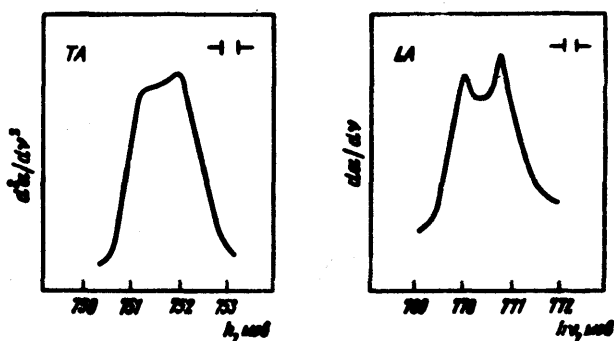


Рис. 3. Тонкая структура переходов в основное состояние экситона с участием ТА-и LA-фононов.  
 $T = 1,8^\circ\text{K}$

Расстояние между максимумами составляет  $2,4$  мэв, что в водородоподобном приближении дает значение постоянной Ридберга для непрямого экситона в германии  $R = 3,2 \pm 0,3$  мэв.

Основное состояние непрямого экситона в германии, как известно [2, 8] расщеплено в дублет, что обусловлено сложным строением валентной зоны и анизотропией эффективной массы электрона. При повышенном разрешении нам удалось наблюдать дублетную структуру основных максимумов для переходов с участием ТА-и LA-фононов (рис. 3). Величина расщепления была одинакова и в обоих случаях составляла  $0,8 \pm 0,1$  мэв. Полученное значение расщепления хотя и меньше величины  $1,1$  мэв, найденной в работах [1, 2], но все же несколько превышает теоретическое значение  $0,6$  мэв [8]. С учетом наблюдавшегося расщепления энергия связи двух компонент основного состояния непрямого экситона по нашим данным составляет  $3,6 \pm 0,3$  мэв и  $2,8 \pm 0,3$  мэв. Полученные величины находятся в хорошем согласии с теоретическими значениями  $3,5$  и  $2,9$  мэв, полученными Маклином и Лоудоном [8] в приближении эффективной массы.

Физико-технический институт  
 им. А.Ф.Иоффе  
 Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
 18 февраля 1971 г.

<sup>2)</sup> Наблюдение состояния с  $n = 2$  в области LA-переходов, затруднено близким соседством переходов с участием LO-фонона.

## Литература

- [ 1 ] G.G.Macfarlane, T.P.McLean, J.E.Qarrington, V.Roberts. J. Phys. Chem. Sol., 8, 388, 1959.
  - [ 2 ] S.Zwerdling, L.Roth, B.Lax J. Phys. Chem. Sol., 8, 397, 1959.
  - [ 3 ] R.J.Elliot. Phys. Rev., 108, 1384, 1957.
  - [ 4 ] B.N.Brockhouse, P.K.Yengar. Phys. Rev., 111, 747, 1958.
  - [ 5 ] Y.Balslev. Phys. Rev., 143, 636, 1966.
  - [ 6 ] В.И.Земский, И.В.Мочан. ФТТ, 11, 2633, 1969.
  - [ 7 ] В.И.Сафаров, А.И.Титков, И.С.Шлимак. ФТТ, 12, 3485, 1970.
  - [ 8 ] T.P.McLean, R.London. J. Phys. Chem. Sol., 13, 1, 1960.
-