

## ОБНАРУЖЕНИЕ СТРУКТУРЫ ДИАМАГНИТНЫХ ЭКСИТОНОВ В СПЕКТРЕ ЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИЯ ГЕРМАНИЯ

*А.В.Варфоломеев, Б.П.Захарченя, Р.П.Сейсян*

В ряде теоретических [1, 2] и экспериментальных работ [3, 4] показано, что дискретная структура края поглощения полупроводников в сильном магнитном поле имеет экситонную природу. Максимумы в спектре магнитопоглощения при этом следует относить к основным экситонным состояниям, связанным с различными подзонами Ландау, участвующими в междузонных оптических переходах. Естественно, что кроме основного, вообще говоря, должен существовать ряд возбужденных состояний таких экситонов.

Соответствующие экситонные серии, в простейшем случае, могут описываться следующей формулой:

$$\mathcal{E}_{ex} = \mathcal{E}_{l'l} \bar{i} \frac{R^*}{(n + \delta_n)^2}, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где  $\mathcal{E}_{l'l}$  – энергетическое расстояние между краями комбинирующих подзон Ландау в валентной и электронной зонах, с квантовыми числами  $l'$  и  $l$ ;  $\delta_n$  – квантовый дефект, зависящий от магнитного поля и  $l$ . В постоянную Ридберга  $R^* = \mu_n^* e^4 / 2h^2 \kappa^2$  входит приведенная эффективная масса, которая, вообще говоря, может быть функцией  $l$ , а также магнитного поля  $H$ ;  $\kappa$  – диэлектрическая постоянная.

Такого рода экситонные состояния в отличие от экситонных состояний в отсутствии поля можно назвать диамагнитными, поскольку они связаны с диамагнитными подзонами Ландау. Следует заметить, что наличие сильного магнитного поля заметным образом искажает и соотношение интенсивностей членов серии по сравнению со случаем, когда поле отсутствует и когда относительные интенсивности даются простыми соотношениями [5].

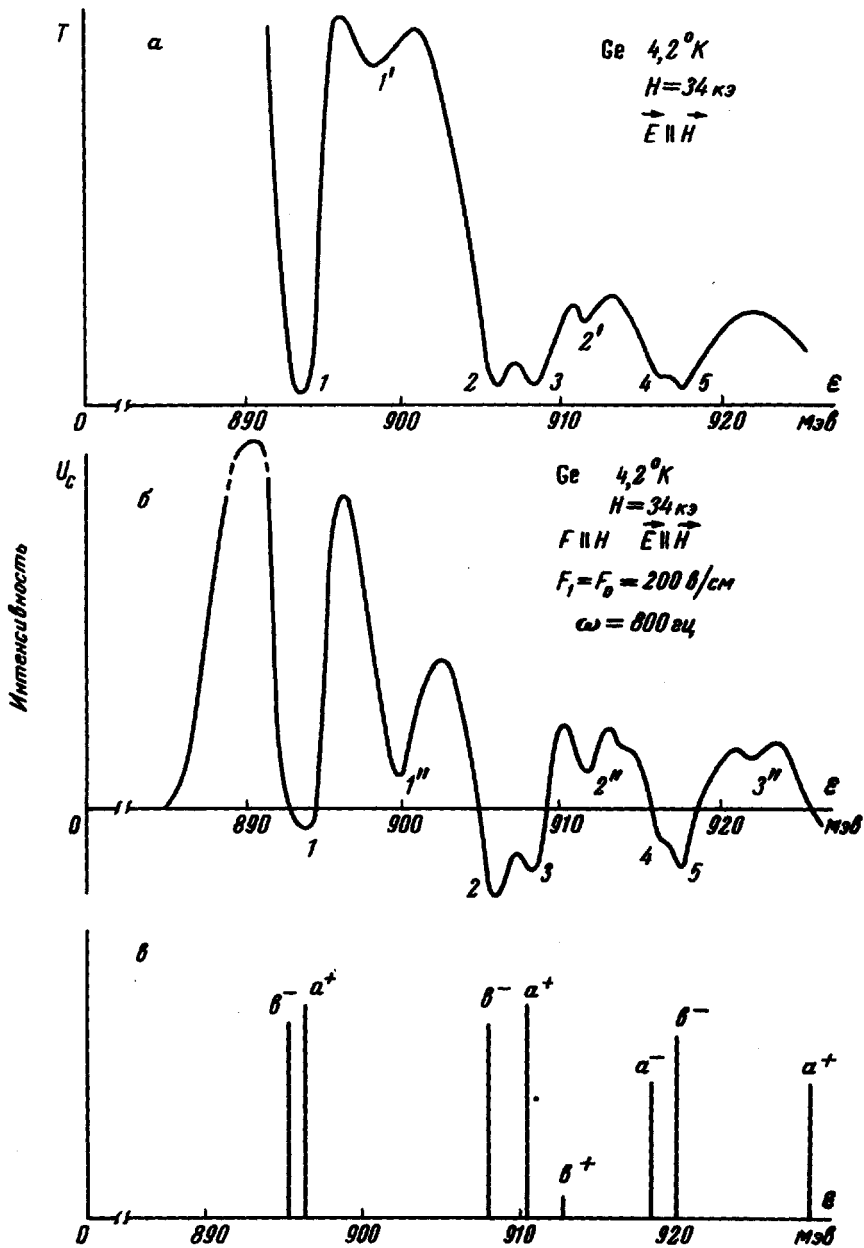
По данным [1] относительные интенсивности возбужденных состояний могут уменьшаться более чем на порядок, что затрудняет их детектирование. Тем не менее Джонсон [3] наблюдал недавно в спектрах магнитопоглощения InSb и Ge структуру, которую можно отнести к возбужденным состояниям диамагнитного экситона, связанного с верхними подзонами в валентной зоне и нижней подзоной Ландау в зоне проводимости.

Изучая магнитопоглощение в относительно толстых кристаллах германия (10-15  $\mu\kappa$ ), мы также обнаружили указанную структуру (см. рисунок, а). Дополнительный слабый минимум пропускания, обозначенный как 1', учитывая его расположение в спектре и малую интенсивность, можно отнести к возбужденным состояниям диамагнитного экситона - (002) в обозначениях [3]. Относительно слабый минимум пропускания, обозначенный 2' и следующий за минимумами 2 и 3, соответствующими переходами с подуровней тяжелых дырок  $b^- (3) \rightarrow a^c (1)$  и легких дырок  $a^+ (1) \rightarrow b^c (1)$ , можно относить как к переходам на соответствующие возбужденные экситонные состояния, так и к переходам с другого подуровня легких дырок  $-b^+ (2) \rightarrow a^c (0)^1$ . По-видимому, для надежного детектирования возбужденных состояний экситона, связанных с переходами на более высокие уровни Ландау, необходимо использование магнитных полей значительно большей напряженности, чем в нашем эксперименте ( $H_{max} = 34 \kappa\text{э}$ ), так как с увеличением поля происходит рост интенсивности слабо связанных состояний, вследствие их стабилизации полем [7].

Все же в используемых нами сравнительно слабых полях удается наблюдать структуру для нескольких коротковолновых минимумов, используя технику электропоглощения. В эксперименте использовались тонкие кристаллы германия (8 + 10  $\mu\kappa$ )  $n$ -типа проводимости с концентрацией электронов  $n \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при 300°K. Оловянные контакты наносились на поверхность образца и вплавлялись в вакууме и были вполне омическими. Электрическое поле  $F$  во всех случаях было параллельно магнитному. К образцу прикладывалось некоторое постоянное ( $F_1$ ) и переменное электрическое поле  $F_0 \cos \omega t$  с частотой  $\omega = 800 \text{ тг}$ . На той же частоте производилось синхронное детектирование сигнала.

При  $F \parallel H$  можно было ожидать, что сравнительно небольшое по величине электрическое поле вызовет ионизацию экситонных состояний, орбиты которых вытянуты вдоль магнитного поля. Естественно также ожидать, что наибольшие изменения в электрическом поле будут претерпевать максимумы поглощения, соответствующие возбужденным состояниям большого радиуса, как это наблюдается при ионизации эксито-

<sup>1)</sup> Обозначения переходов между подзонами Ландау в валентной зоне и зоне проводимости заимствованы из [6] см. также [4].



Структура диамагнитных экситонов в кристаллах германия.  
 а – длинноволновый участок спектра магнитопоглощения; б –  
 спектр электропоглощения в параллельных электрическом и маг-  
 нитном полях для электрических полей  $F_1 = F_0 = 2 \cdot 10^2 \text{ в/см}$ ; в –  
 теоретический спектр магнитопоглощения германия для переходов  
 между подзонами Ландау, совмещенный с основными максимумами  
 магнитопоглощения .

нов [8]. Таким образом, возбужденные состояния диамагнитных экситонов должны особенно отчетливо проявляться в дифференциальном спектре электропоглощения.

На рисунке 6 приведена кривая электропоглощения германия для области, где наблюдаются первые пять основных максимумов обычного магнитопоглощения. Минимумы на кривой электропоглощения обозначенные 1-5 отвечают, очевидно, переходам в соответствующие основные экситонные состояния и совпадают с соответствующими минимумами кривой рисунка а. Наряду с основными четко проявляются минимумы 1'', 2'', 3'', положение которых в спектре очень близко к энергиям, соответствующим непосредственным переходам между подуровнями Ландау, рассчитанными в предположении, что  $\mathcal{E}_g^0 = 0,8894$  эв. При увеличении напряженности магнитного поля относительная интенсивность дополнительных минимумов растет. Наоборот, она заметным образом уменьшается по мере увеличения напряженности постоянного электрического поля. При некоторых критических значениях электрического поля дополнительные минимумы вообще исчезают вследствие ионизации соответствующих экситонных состояний. Для различных минимумов эти поля при  $H = 34$  кэ принимают значение  $F_i \approx (3,5 + 5,0) \cdot 10^2$  в/см, уменьшаясь с увеличением порядкового номера.

Указанные закономерности подтверждают принадлежность дополнительных минимумов к возбужденным экситонным состояниям большого радиуса, весьма чувствительным к воздействию внешнего электрического поля.

Энергетические положения максимумов поглощения для возбужденных состояний экситона, согласно [9] должны быть функцией электрического поля  $F$ . Можно показать, что для таких переходов форма линии в дифференциальном спектре может соответствовать производной от формы линии в спектре поглощения, и максимуму поглощения соответствует точка перегиба в дифференциальном спектре. Это положение очевидно выполняется для 1' и 1'', а также для 2' и 2'' что, наряду с отмеченным выше, заставляет отнести и второй дополнительный максимум поглощения 2' скорее к возбужденным состояниям экситона, чем к основным, связанным с переходами  $b^+(2) \rightarrow a^c(0)$ .

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

Поступило в редакцию  
21 мая 1968 г.

## Литература

- [1] R.J.Elliott, R.Loudon. *J. Phys. Chem. Sol.*, **15**, 196, 1960.
- [2] А.Г.Жилич, Б.С.Монозон. *ФТТ*, **8**, 3559, 1966.
- [3] E.J.Johnson. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 352, 1967.
- [4] Р.П.Сейсян, А.В.Варфоломеев, Б.П.Захарченя. *ФТП*, **2**, № 9, 1968.
- [5] R.J.Elliott. *Phys. Rev.*, **108**, 1384, 1957.
- [6] C.R.Pidgeon, R.N.Brown. *Phys. Rev.*, **146**, 575, 1966.
- [7] Ю.А.Бычков. *ЖЭТФ*, **39**, 689, 1960; Ю.Н.Демков, Г.Ф.Друкарев. *ЖЭТФ*, **49**, 257, 1965.
- [8] Е.Ф.Гросс, Б.П.Захарченя, Л.М.Канская. *ФТТ*, **3**, 972, 1961.
- [9] Б.С.Монозон, А.Г.Жилич. *ФТП*, **2**, 175, 1968.