

## МАГНИТОФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ УЗКОЩЕЛЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКА $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$

Иванов-Омский В. И., Петров И. А., Смирнов В. А., Ястребов С. Г.

Проведено детальное исследование фотолюминесценции узкощелевого полупроводника  $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$ . Сделана оценка влияния вышних зон на энергию электронов в зоне проводимости и ее соотношения с взаимодействиями, обусловленными ближайшими зонами. Величина фактора взаимодействия с высшими зонами  $F=0$  получена из сравнения двух независимых экспериментов, если считать, что кейновский матричный элемент  $E_p=18$  эВ не зависит от состава. Показано, что в магнитном поле СНСС оже-процесс играет важную роль в установлении равновесия в электронной системе полупроводника, в то время как процесс СНН эту роль теряет.

Ранее сообщалось [1] о наблюдении гигантского зеемановского расщепления линии краевой фотолюминесценции (ФЛ) наиболее узкощелевого из исследованных в магнитном поле сплавов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . В настоящей работе проведено более детальное исследование влияния магнитного поля на излучательные и безызлучательные процессы в сплаве  $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$  при  $T=4.2$  К. Экспериментальные результаты анализируются в рамках модели Пиджена—Брауна с использованием известных зонных параметров [2-5]. Обсуждается влияние различных факторов на энергию оптических переходов, наблюдаемых в спектрах ФЛ в магнитном поле.

### 1. Эксперимент

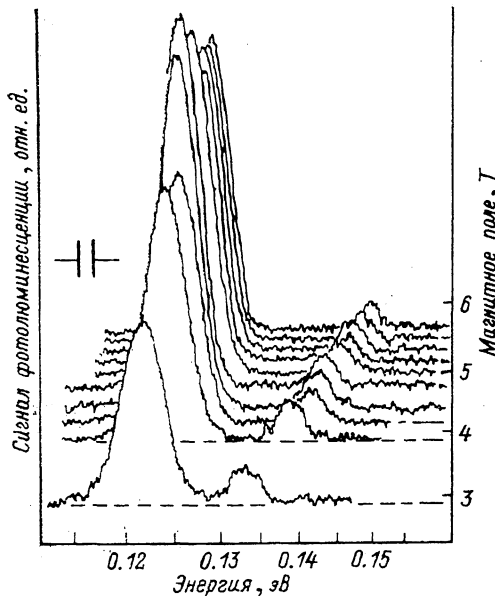
Исследовались сплавы  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  состава  $x=0.23\pm 0.005$  с концентрацией свободных дырок  $7\cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> при  $T=77$  К. Состав сплава определялся по данным рентгеновского микроанализа. Образцы помещались непосредственно в жидкий гелий в центр сверхпроводящего соленоида. Для возбуждения ФЛ использовался импульсный полупроводниковый лазер с длиной волны излучения  $\lambda=0.85$  мкм, размещаемый в непосредственной близости от образца. Длительность импульсов составляла 4 мкс на частоте повторения 1 кГц и выбиралась исходя из требований стационарности излучательного процесса, с одной стороны, и исключения перегрева образца, — с другой. Излучение образца регистрировалось с помощью длинного объектива, один из фокусов которого совмещался с образцом, другой — с входной щелью монохроматора. В качестве фотодетектора использовался фоторезистор Ge(Hg) при температуре 4.2 К. Детектировалось излучение вдоль направления магнитного поля (геометрия Фарадея).

### 2. Результаты

*2.1. Спектры ФЛ в магнитном поле.* Спектр краевой ФЛ столь узкощелевого полупроводника, как исследованный в данной работе сплав  $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$  ( $E_g=0.112$  эВ при  $T=4.2$  К), в отсутствие магнитного поля имеет характерные особенности, связанные с разогревом электронного газа излучением, как показано ранее [1]. На рис. 1 представлены спектры краевой ФЛ в магнитных полях,

Рис. 1. Спектры фотолуминесценции Hg Hg<sub>0.77</sub>Cd<sub>0.23</sub>Te в магнитном поле.

Величины магнитных полей, при которых снимались спектры, указаны соответствующими стрелками на дополнительной шкале справа ( $T=4.2$  К).



Магнитное поле, Т

достаточно сильных, чтобы можно было пренебречь эффектом разогрева электронов излучением, как можно судить из сравнения формы и ширины линии данного спектра со спектром в отсутствие магнитного поля, приведенным для тех же образцов в [6]. Наблюдаемое расщепление линии краевой ФЛ на два компонента связывается с зеемановским расщеплением нулевого уровня Ландау и, как видно из рис. 1, значительно превосходит ширину линий благодаря огромному  $g$ -фактору электронов в полупроводнике со столь малой энергетической щелью.

Это обстоятельство увеличивает надежность экспериментального определения зеемановского расщепления настолько, чтобы сделать возможным его сравнение с теоретическим предсказанием с целью проверки существующих в литературе оценок параметров энергетического спектра. Особенный интерес представляет вопрос о надежности оценки параметра, учитывающего вклад высших зон [3]. С целью оценки вклада взаимодействия зоны проводимости  $\Gamma_6$  с высшими зонами экспериментальный спектр подзон Ландау сравнивали с расчетом энергетического спектра электронов в магнитном поле по модели Пиджена—Брауна [7]. Необходимые для расчета величины латтинджерских параметров  $\gamma_1=58.0$ ,  $\gamma_2=27.2$ ,  $\gamma_3=28.2$ ,  $\alpha=25.6$  были пересчитаны из известных модифицированных параметров  $\gamma^*$  [2-5] с учетом экспериментальной величины запрещенной зоны  $E_p$ , энергии  $sp$ -взаимодействия  $E_p=18$  эВ и обменного взаимодействия. Величина  $E_p$  наряду с энергией спин-орбитального расщепления  $\Delta=1$  эВ предполагались независимыми от состава сплавов. Как известно [7], учет влияния высших зон производится путем введения в диагональные члены матрицы Пиджена—Брауна некоего слагаемого — параметра  $F$ , подлежащего экспериментальной оценке. Из рис. 2, на котором сравнивается экспериментальный ход зеемановских подзон Ландау с расчетом по модели Пиджена—Брауна, видно, что неплохое согласие достигается при  $F=-5 \pm 1$ . Таким образом, наша оценка существенно превышает приводимую в литературе [3, 5] величину  $F=-0.7$ , и, как могло бы казаться, роль влияния высших зон преувеличена по сравнению с другими полупроводниками, например антимонидом индия [5, 8, 9]. По этому поводу следует, однако, отметить, что определенному из эксперимента параметру  $F$  нельзя однозначно приписывать влияние только высших зон. Не учтенные в стандартном гамильтониане Пиджена—Брауна взаимодействия с гораздо более близкой валентной зоной  $\Gamma_8$ , такие как кулоновское (диамагнитные экситоны) в магнитном поле [8], обменное (перенормировка энергетического спектра нелокальностью потенциала) [2, 8], а также электрон-фононное взаимодействие могут имитировать в использованной нами *best fit*-процедуре вклад высших зон, преувеличивая его.

Покажем, что учет электрон-дырочного кулоновского взаимодействия существенно влияет на оценку вклада высших зон. На рис. 2 дополнительно представлены результаты расчета энергетического спектра диамагнитного экситона

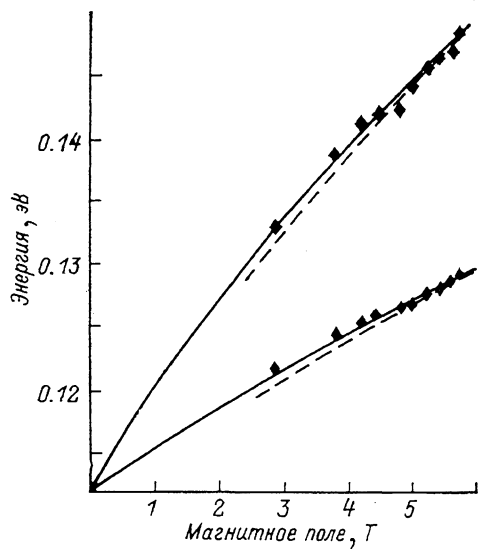


Рис. 2. Энергии оптических переходов  $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$  в магнитном поле.

Точки — экспериментальные позиции пиков полос фотолюминесценции. Сплошная линия — расчет для межзонной ФЛ в предположении сильного влияния высших зон на энергию электронов ( $F=-5$ ). Штриховая линия — расчет ФЛ диамагнитных экситонов в предположении слабого влияния высших зон ( $F=0$ ).

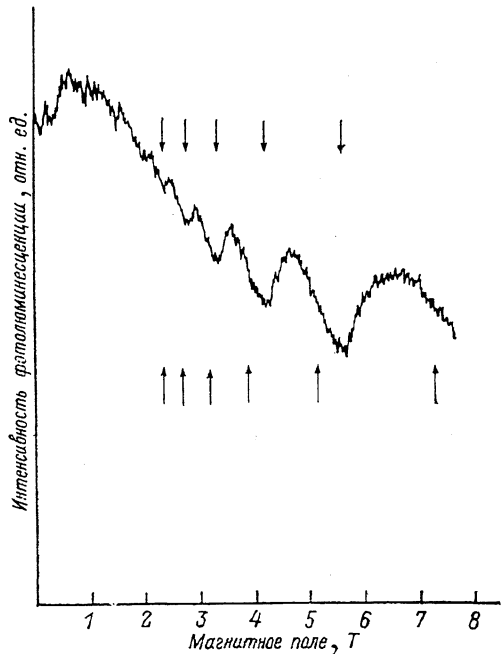


Рис. 3. Интенсивность фотолюминесценции в магнитном поле.

Стрелками указаны расчетные значения магнитных полей, для которых ожидается уменьшение интенсивности ФЛ, обусловленное включением оже-процессов. Стрелка вниз — с участием двух электронов и дырки СНСС, стрелка вверх — с участием двух дырок и электрона СННЛ. Расчет проведен для ФЛ диамагнитных экситонов в предположении слабого влияния высших зон ( $F=0$ ).

в сильном магнитном поле по методу, изложенному в [10] и модифицированному для экситонов [11]. Видно, что при этом хорошее согласие с экспериментом достигается уже для  $F=0$ . Принимая во внимание, что обменное взаимодействие может дать сравнимый вклад, следует констатировать, что проблема оценки влияния высших зон на энергетический спектр зоны проводимости в узкощелевых полупроводниках типа изученного нами встречает существенные трудности.

Из приведенных выше оценок следует, что последовательный учет взаимодействий, обусловленных влиянием ближайшей валентной зоны, может существенно превысить вклад высших зон. Поэтому при восстановлении энергетического спектра из данных по межзонным оптическим переходам вопрос о соотношении величин  $E_p$  и  $F$  остается открытым.

2.1. Интенсивность ФЛ в магнитном поле. В спектрах на рис. 1 можно наблюдать немонотонный характер зависимости интенсивности полос ФЛ от магнитного поля. Такое поведение напоминает осцилляции. Осцилляции низкочастотной полосы ярче проявляются в спектрах в силу ее большей интенсивности. С целью детального изучения природы этих осцилляций была проведена непрерывная запись интегральной интенсивности ФЛ в функции магнитного поля. Исходя из соотношения интенсивностей полос ФЛ становится очевидным, что форма осцилляционной кривой, представленной на рис. 3, определяется именно низкочастотной полосой. Природу наблюдаемых осцилляций можно понять, принимая во внимание резонансный характер оже-рекомбинации в маг-

нитном поле [12]. Вероятность безызлучательной рекомбинации по механизму Оже достигает максимума в магнитных полях, соответствующих резонансному переходу оже-электрона (или дырки) между уровнями Ландау. При этом квантовый выход излучательной рекомбинации соответственно уменьшается, и в этих магнитных полях должен наблюдаться минимум ФЛ. Близкую по своей природе аналогию составляют наблюдавшиеся ранее осцилляции фотопроводимости в магнитном поле [13, 14].

Воспользуемся анализом периода осцилляций ФЛ для независимой оценки параметров энергетического спектра исследованного сплава. С этой целью повторно применим процедуру Пиджена—Брауна для расчета уровня Ландау зоны проводимости и валентных зон, используя величины зонных параметров из предыдущего раздела 2.1, полагая, в частности,  $F=0$ . Необходимая для определения положения минимумов ФЛ в магнитном поле величина пороговой энергии оже-процесса может быть найдена как минимальное расстояние между подзонами Ландау электронной и дырочной зон с добавлением поправки на кулоновское взаимодействие электронов и дырок [8, 11]. Результаты расчета положения минимумов ФЛ в магнитном поле представлены стрелками на рис. 3 для двух наиболее вероятных оже-процессов: СНСС с участием двух электронов и тяжелой дырки и СННЛ с участием двух тяжелых дырок и электрона и переходом тяжелой дырки в легкую. Из сравнения эксперимента с расчетом можно сделать по крайней мере два вывода.

Во-первых, нетрудно убедиться, что в магнитном поле доминирующим становится процесс СНСС в отличие от доминирующего в отсутствие магнитного поля процесса СННЛ [15]. Действительно, первый процесс определяет положение самого осцилляционного минимума, в то время как второй вносит лишь слабо различимую добавку в интенсивность фотолюминесценции, формируя низкополевые участки осцилляционной кривой. Такое поведение можно объяснить тем, что сохранение импульса в процессе взаимодействия двух электронов в магнитном поле облегчается, так как электроны совершают теперь прямой переход между минимумами подзон Ландау.

Во-вторых, величины зонных параметров и схема расчета энергетического спектра электронов и дырок в магнитном поле, приведшая к наилучшему совпадению расчета и эксперимента в предыдущем п. 2.1, обеспечивают также разумное согласие такого расчета и независимого эксперимента по осцилляциям интегральной интенсивности ФЛ в магнитном поле. Последнее обстоятельство увеличивает надежность сделанного выше вывода о том, что оценка вклада высших зон в энергетический спектр зоны проводимости узкощелевых полупроводников путем введения параметра  $F$  без учета кулоновских добавок, происходящих от взаимодействия с ближайшей валентной зоной, не может рассматриваться как надежная. Можно поэтому полагать, что вклад высших зон в энергетический спектр зоны проводимости узкощелевых полупроводников  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  не обнаруживается.

#### Список литературы

- [1] Ivanov-Omskii V. I., Petroff I. A., Smirnov V. A., Tomm J. W., Herrmann K. H. // Proc. XX Int. Conf. Phys. Semicond. TUP-2, Tessaioniki, 1990.
- [2] Shimizu K., Narita S., Nisida Y., Ivanov-Omskii V. I. / Sol. St. Commun. 1979. V. 32. N 4. P. 327—330.
- [3] Walykiewicz W., Stoelinga J. H. M., Mavrodies J. G., Aggarwal R. L., Lax B. // Proc. III Int. Conf. Warsaw, 1977. P. 81—86.
- [4] Guldner I., Mycielski A., Rigaux C., Couder Y. // Phys. St. Sol. B. 1977. V. 81. N 2. P. 615; V. 82. N 1. P. 149.
- [5] Weiler M. H., Aggarwal R. L., Lax B. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. P. 3603.
- [6] Tomm J. W., Herrmann K. H., Yunovich A. E. // Phys. St. Sol. A. 1990. V. 122. P. 116.
- [7] Pidgeon C. R., Brown R. N. // Phys. Rev. 1966. V. 146. N 2. P. 575—582.

- [8] Efros A. L., Kanskaya L. M., Kokhanovskii S. I., Seisyan R. P. // Phys. St. Sol. B. 1982. V. 114. P. 3738.
- [9] Littler C. L., Yoon I. T., Zawadzki W., Pfeffer P., Seiler D. G. // Proc. XX Int. Conf. Phys. Semicond. TUP-6. Tessaloniki, 1990.
- [10] Гаятмахер В. Ф., Гельмонт Б. Л., Зверев В. Н., Эфрос Ал. Л. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 3. С. 1129—1139.
- [11] Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. // ФТП. 1971. Т. 5. В. С. 2191.
- [12] Takeshima M. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 4717.
- [13] Gerhardt R. R. // Sol. St. Commun. 1977. V. 23. P. 137.
- [14] Dornhaus R., Nimtz G. // Springer Tracts in Modern Physics. V. 98. P. 257.
- [15] Bazhenov N. L., Gelmont B. L., Ivanov-Omskii V. I., Totieva T. Tz., Ogorodnikov V. K. // Sov. Phys. Semicond. 1982. V. 16. N 1. P. 64—66.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Получена 6.08.1991  
Принята к печати 9.08.1991