

- [1] И. М. Видулин, В. И. Стафеев. Физика полупроводниковых приборов, 270. М. (1990).
 [2] Р. Смит. Полупроводники, 562. М. (1982).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 27, вып. 4, 1993

ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ МЕЛКИХ АКЦЕПТОРОВ В $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Д. И. Цыпишка, В. И. Иванов-Омский, Е. И. Георгицэ,
 Л. М. Гуцуляк, К. Е. Мионов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
 194021, Санкт-Петербург, Россия
 (Получено 25.11.1992. Принято к печати 26.11.1992)

В настоящей работе приводятся результаты исследования примесной фотопроводимости (ФП) в магнитном поле эпитаксиальных слоев $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в дальнем ИК диапазоне ($h\nu = 4\text{--}16$ мэВ) при температурах $2\text{--}6$ К. Слои были выращены методом жидкофазной эпитаксии в замкнутом объеме из теллуровых растворов на ориентированных в направлении (111) подложках CdTe. Образцы специально не легировались, однако, как показали измерения коэффициента Холла, содержали фоновые акцепторы неидентифицированной природы в количестве $N_a - N_d = (9 \pm 1) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Целью работы являлось обнаружение фотовозбуждения мелких акцепторов и наблюдение структуры их основного состояния, обусловленной химическим сдвигом, в этом важном в практическом плане полупроводниковом материале.

Хорошо известно, что фотоэлектрическая спектроскопия акцепторов в таких классических объектах, как германий и кремний, достигла весьма серьезных успехов в диагностике химической природы акцепторов благодаря большому химическому сдвигу их основного состояния [1]. Отсутствие в литературе данных по наблюдению «химического» расщепления основного состояния акцепторов в сплавах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ можно связать с малой доступностью достаточно совершенного материала, хотя проблема идентификации химической природы акцепторов в этом полупроводнике все еще продолжает оставаться актуальной.

Фотовозбуждение осуществлялось субмиллиметровыми молекулярными лазерами в парах CH_3OH и CH_3OD с оптической накачкой перестраиваемым CO_2 -лазером. Регистрация спектров ФП проводилась в геометрии Фойхта ($q \perp B$, q — волновой вектор излучения) и Фарадея ($q \parallel B$) на фиксированной длине волны лазера при развертке магнитного поля. Были использованы длины волн в диапазоне $90\text{--}170$ мкм наряду с межзонной подсветкой красным He—Ne-лазером.

На рис. 1 приведен спектр ФП образца $p\text{-Cd}_{0.61}\text{Hg}_{0.39}\text{Te}$ (запрещенная зона $E_g = 0.77$ эВ), измеренный на длине волны $\lambda = 118.83$ мкм в геометрии Фойхта при температуре $T = 4.2$ К. На других длинах волн, а также в геометрии Фарадея спектры вполне аналогичны. Нетрудно видеть, что в спектре наблюдается несколько линий, которые в отсутствие межзонной подсветки широки и несимметричны. По мере увеличения интенсивности подсветки наблюдалось увеличение разрешения элементов структуры спектра. Увеличение приложенного к образцу электрического поля приводило к росту интенсивности сигнала. Характер влияния межзонной подсветки и величины приложенного электрического

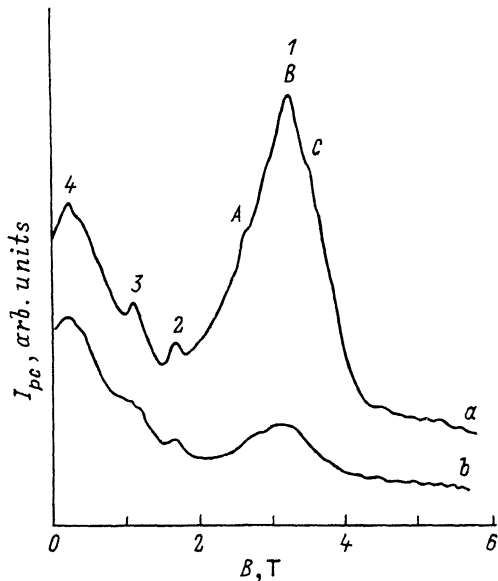


Рис. 1. Спектры фотопроводимости I_{pc} образца $Cd_{0.61}Hg_{0.39}Te$ в магнитном поле: a — при межзонной подсветке, b — без подсветки. $T = 4.2$ К, $\lambda = 118.83$ мкм.

поля свидетельствует о значительной степени компенсации примесей в образце [1].

Результаты изучения спектров ФП при различных длинах волн суммированы на рис. 2, где представлена зависимость энергии оптических переходов, поставленных в соответствие наблюдаемым пикам ФП, от магнитного поля. Экстраполяция энергий переходов на нулевое магнитное поле, как нетрудно убедиться, дает серию ненулевых значений, что позволяет интерпретировать наблюдаемые особенности в спектрах ФП как следствие внутрицентровых переходов в мелких акцепторах. При этом оказывается, что величины всех отсекаемых при экстраполяции отрезков на оси энергий меньше глубины залегания мелкого акцептора (7.1 мэВ), рассчитанной в приближении эффективной массы [2] при следующих значениях параметров: диэлектрическая проницаемость $\kappa = 18$, эффективная масса дырок $m_s = 0.4 m_0$. Отметим, что на температурной зависимости проводимости обсуждаемого образца при температурах ниже азотной прослеживается наклон, соответствующий энергии 6 мэВ, что находится в удовлетворительном согласии с приведенной выше оценкой. Можно полагать, что наблюдаемым пикам ФП соответствуют переходы из основного состояния акцептора в возбужденные, учитывая незначительную заселенность последних при низких температурах эксперимента. Чтобы иметь дополнительные аргументы для предложенной интерпретации, найдем соответствие энергетического спектра наблюдаемых оптических переходов энергетическому спектру валентной зоны в магнитном поле.

Расчет энергетического спектра валентной зоны был выполнен в трехзонной модели Пиджена и Брауна [3] с использованием следующих значений параметров соответствующего гамильтониана: матричный элемент импульса $E_p = 18.1$ эВ, спин-орбитальное расщепление валентной зоны $\Delta = 1.0$ эВ, параметры Латтинжера $\gamma_1 = 3.3$, $\gamma = 0.3$, $k = -1.0$. На рис. 2 пунктиром представлены результаты расчета спектра валентной зоны в магнитном поле. На этом же рисунке сплошные линии проведены через экспериментальные точки, соответствующие измеренным энергиям оптических переходов, отсчитанным от энергии основного состояния акцептора, согласно [2]. При таком построении, очевидно, сплошные линии

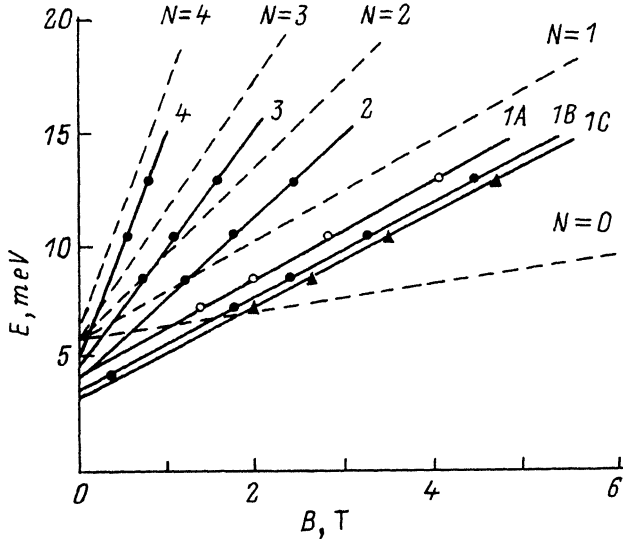


Рис. 2. Экспериментальные энергии переходов (сплошные линии) и энергетический спектр валентной зоны в магнитном поле (пунктирные линии).

отображают ход возбужденных состояний акцептора в магнитном поле. Видно, что в сильных магнитных полях ($B > 1.5$ Т) экспериментально определенные уровни энергий возбужденных состояний идут параллельно уровням Ландау легких дырок в соответствии с предсказанием теории для кулоновского центра [4]. Это обстоятельство самосогласованным образом подтверждает сделанное выше предположение о том, что наблюдаемая структура в спектрах ФП связана с переходами из основного состояния акцептора в возбужденные.

Проанализируем наблюдаемую в спектре ФП (рис. 1) структуру полосы 1. Как нетрудно видеть из данных, приведенных на рис. 2, энергии оптических переходов, соответствующие всем трем компонентам структуры этой полосы — 1А, 1В и 1С, смещаются в магнитном поле параллельно друг другу. Такое поведение позволяет предположить, что структура полосы 1 обязана своим происхождением трем различным акцепторам, основные состояния которых претерпели химический сдвиг. Самым мелким является, очевидно, акцептор С, а относительный химический сдвиг основного состояния акцепторов В и А составляет соответственно ≈ 3 и ≈ 1.2 мэВ. Утверждение о связи наблюдаемой структуры полосы 1 с присутствием в исследованном образце по крайней мере трех химических разновидностей акцепторов согласуется также с характером изменения полосы 1 при включении межзонной подсветки. При этом претерпевает изменение не только интенсивность линии, но и ее форма. В спектре без подсветки компонента 1С практически не наблюдается, в то время как при включении подсветки ее относительная интенсивность возрастает. Это обстоятельство можно объяснить тем, что акцептор С наиболее мелкий и относительное количество неионизованных атомов данного сорта соответственно меньше. При включении межзонной подсветки относительное количество неионизованных акцепторов каждого сорта выравнивается. Оценка отношения интенсивностей компонент полосы 1 показывает, что в исследованном образце присутствуют три разновидности акцепторов в соотношении 8 : 2 : 1.

Таким образом, впервые удалось наблюдать в сплавах $Cd_xHg_{1-x}Te$ внутрицентровое фотовозбуждение акцепторов и изучить их энергетический спектр в магнитном поле. Кроме того, оказалось возможным разрешить структуру основ-

ного состояния акцепторов, связанную с химическим сдвигом. Последнее обстоятельство открывает перспективы анализа химической природы основных разновидностей акцепторов в этом материале.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] S. M. Kogan, T. M. Lifshits. Phys. St. Sol. (a), 39, 11 (1977); A. Ramadas, S. Rodrigez. Rep. Progr. Phys., 44, 1297 (1981).
- [2] Б. Л. Гельмонт, М. И. Дьяконов. ФТП, 5, 2191 (1971).
- [3] C. R. Ridgeon, R. N. Brown. Phys. Rev., 146, 575 (1966).
- [4] R. J. Elliott, R. J. Loudon. Phys. Chem. Sol., 15, 196 (1960).

Редактор Т. А. Полянская

ФТП, том 27, вып. 4, 1993

ТЕОРИЯ ПРОТЕКАНИЯ И ПЕРЕХОД МОТТА В ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А. Г. Кязым-заде

Бакинский государственный университет им. М. Э. Расулзаде,
370148, Баку, Азербайджан
(Получено 26.10.1992. Принято к печати 2.12.1992)

Одним из наиболее известных примеров перехода диэлектрик—металл, обусловленного корреляцией, является переход Мотта в легированных полупроводниках [1]. Однако, несмотря на наличие многочисленных экспериментальных работ по изучению перехода Мотта в легированных полупроводниках, удовлетворительная математическая теория для его количественного описания к настоящему времени отсутствует. Поэтому трудно оценить критическую концентрацию N_c , при которой происходит переход Мотта. Лишь в [1] получено приближенное соотношение

$$N_c^{1/3} a \approx 0.2 \quad (1)$$

для оценки N_c в легированных полупроводниках при расположении примесных атомов с эффективным боровским радиусом a по узлам простой кубической подрешетки. В данной работе показано, что критерий для перехода Мотта практически не зависит от типа структуры примесной подрешетки.

Прежде всего отметим, что примесные атомы часто распределяются в пространстве хаотически, и совокупность экспериментальных данных показывает, что в некоторых случаях хорошую оценку величины N_c можно получить с помощью соотношения [2]

$$N_c^{1/3} a \approx 0.27. \quad (2)$$

В этом случае критерий для перехода Мотта в принципе может быть определен и на основе задачи сфер теории протекания [2]. При этом предполагается, что каждый примесный атом представляет собой сферу с эффективным радиусом $r_0 = qa$ и переход Мотта происходит при выполнении условия

$$\frac{4\pi}{3} N_c (2r_0)^3 \approx 2.7, \quad (3)$$