

ний ($\nu = 7.5 \cdot 10^9 T^{1/2} \text{ с}^{-1}$), по-видимому, свидетельствуют о том, что механизмом, ответственным за подвижность электронов в исследованных кристаллах, является рассеяние на пьезодеформационном потенциале, и подвижность достигает величины $3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 1.8 К.

Заметим, что эта величина подвижности получена в условиях слабого фотовозбуждения, которое может приводить к перезарядке примесных центров и, следовательно, уменьшать вклад в подвижность рассеяния на заряженных центрах [2]. Полная концентрация примесей в исследованных кристаллах не превышала $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Такая оценка может быть получена, если допустить, что все рассеивающие центры нейтральны, а частота столкновений с ними $\nu < 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Тогда из формулы Эргинсоа для рассеяния на нейтральных донорах мы получим, что $N_d < 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а если же все рассеяние определяется нейтральными акцепторами [2], то $N_a < 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Такие оценки совпадают с результатами других исследований в этих образцах [9].

При увеличении интенсивности фотовозбуждения мы обнаружили существенное уширение и изменение формы линии ЦР в GaAs. Видно (рис. 2), что линия становится широкой и асимметричной, а также слегка сдвигается в область малых H . В настоящее время имеющихся экспериментальных данных недостаточно, для того чтобы установить природу такого поведения линии ЦР. Для объяснения изменения формы линии ЦР необходимо принять во внимание рост температуры газа фотовозбужденных электронов с ростом накачки [10] и возможно, сложный вид функции распределения неравновесных электронов в зоне. Тогда, имея в виду зависимость $\tau_p(E)$, можно пытаться описать изменения формы линии. Возможно, для согласия с экспериментом потребуются принять во внимание неоднородное распределение концентрации фотоэлектронов в объеме кристалла.

Авторы благодарят Г. Р. Маркаряна за предоставленные кристаллы GaAs.

Список литературы

- [1] Fukai M., Kawamura H., Sekido K., Imai I. // J. Phys. Soc. Japan. 1964. V. 49. N 1 P. 30—39.
- [2] Otsuka E. // Japan. J. Appl. Phys. 1986. V. 25. N 3. P. 303—317.
- [3] Ohyama T., Kobori H., Otsuka E. // Japan. J. Appl. Phys. 1986. V. 25. N 10. P. 1518—1528.
- [4] Chamberlain J., Stradling R. A. // Sol. St. Commun. 1969. V. 7. N 17. P. 1275—1279.
- [5] Romestein R., Weisbuch C. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. N 25. P. 2067—2070.
- [6] Жиляев Ю. В., Маркарян Г. Р., Россин В. В., Россина Т. В., Травников В. В. // ФТП 1986. Т. 28. В. 9. С. 2688—2695.
- [7] Poehler T. O. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20. N 2. P. 69—70.
- [8] Blakemore J. S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. R123—R181.
- [9] Голубев В. Г., Жиляев Ю. В., Иванов-Омский В. И., Маркарян Г. Р., Осутин А. В., Челноков В. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1771—1777.
- [10] Ulbrich R. G. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 12. P. 5719—5727.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 12.09.1989
Принято к печати 4.11.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ВЫСОКОМОМНОМ p -InSb

Мирианшвили Ш. М., Туманишвили Э. П., Чиковани Н. Н.,
Хавтаси Л. Г.

При исследовании физических свойств бинарных полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$ было показано [1—4], что валентная зона этих соединений вырождена в центре зоны Бриллюэна и состоит из трех зон: V_1 , V_2 и V_3 (V_1 — зона тяжелых дырок, V_2 — зона легких дырок, V_3 — зона, отщепившаяся

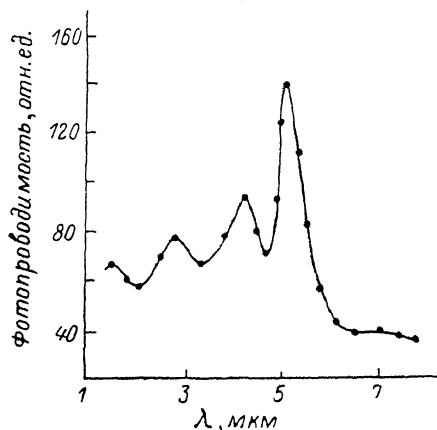
вследствие спин-орбитального взаимодействия). Между этими зонами возможны переходы носителей заряда, которые должны приводить к появлению пиков в спектре поглощения, если величина спин-орбитального взаимодействия меньше ширины запрещенной зоны, т. е. если пики не маскируются поглощением, обусловленным переходами зона—зона. В сурьмянистом индии энергии указанных переходов (переходов между двумя подзонами) лежат в области сильного собственного поглощения.

№ образца	Исходные кристаллы		Кристаллы после облучения нейтронами и термоотжига		E, эВ
	$\rho, \text{см}^{-3}$	$\frac{\mu}{\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}}$	$\rho, \text{см}^{-3}$	$\frac{\mu}{\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}}$	
1	$9.7 \cdot 10^{13}$	$8.3 \cdot 10^3$	$2.4 \cdot 10^{12}$	$4.4 \cdot 10^3$	0.127
2	$8.5 \cdot 10^{13}$	$9.25 \cdot 10^3$	$6.7 \cdot 10^{11}$	$3.2 \cdot 10^3$	0.135
3	$1.1 \cdot 10^{14}$	$1.17 \cdot 10^4$	$8.0 \cdot 10^{11}$	$3.5 \cdot 10^3$	0.130
5	$1.6 \cdot 10^{14}$	$1.34 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^{12}$	$1.4 \cdot 10^4$	0.127
10	$2.3 \cdot 10^{14}$	$1.22 \cdot 10^4$	$2.3 \cdot 10^{12}$	$5.8 \cdot 10^3$	0.135

Наряду с пропусканием и отражением мы исследовали фотопроводимость образцов *p*-InSb. С целью возможного расширения диапазона fotocувствительности нами исследовались компенсированные, высокоомные образцы *p*-InSb в области спектра 1–15 мкм.

Компенсация образцов *p*-InSb проводилась методом трансмутационного легирования [5]. Результаты легирования приведены в таблице.

Известно, что электрические свойства высокоомного *p*-InSb в области примесной проводимости в основном определяются неконтролируемыми примесями центрами с концентрацией $10^{14} \div 10^{15} \text{см}^{-3}$ [5]. Энергия активации глубоких уровней определялась по температурной зависимости электропроводности σ и коэффициента Холла R в начальной части примесной области, где наклон относительно постоянен. Эта энергия для исследованных образцов с концентрацией дырок $5 \cdot 10^{11} \div 3 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$ при 77 К составляла 0.12–0.14 эВ и мало зависела от предистории образцов и природы легирующей примеси.



Спектральное распределение фотопроводимости высокоомного *p*-InSb (образец 1).

Спектральное распределение фотосигнала (в произв. ед.) для одного из исследованных образцов *p*-InSb (образец 1) при температуре 80 К приведено на рисунке. Коротковолновые пики фотопроводимости в глубине области собственного поглощения меньше пика собственного поглощения, что, видимо, связано со значительной поверхностной рекомбинацией в приповерхностном слое InSb.

Как показывают измерения, кроме длинноволнового пика фотопроводимости, удалось обнаружить три пика при энергиях 0.29, 0.44 и 0.85 эВ соответственно. Эти пики фотопроводимости появляются во всех без исключения исследованных нами компенсированных образцах *p*-InSb.

При исследовании антимолида индия *n*-типа проводимости удалось получить только длинноволновый край фотопроводимости. Определенная из этих измерений ширина запрещенной зоны хорошо согласуется с литературными данными.

Из литературы [6] известно, что величина спин-орбитального расщепления составляет ~ 0.9 эВ, поэтому коротковолновый пик при 0.85 эВ мы связываем с переходом $V_3 \rightarrow V_1$, что же касается пиков при энергиях 0.29 и 0.44 эВ, то воспроизводимость и стабильность их положения во всех исследованных образцах только p -типа проводимости дают нам возможность предположить, что они связаны с переходами между подзонами валентной зоны. Этот вопрос требует дальнейшего исследования.

Таким образом, показано, что компенсированные, высокоомные образцы InSb p -типа проводимости обладают достаточной фоточувствительностью в коротковолновой области спектра, что позволяет расширить спектральный диапазон его использования.

Список литературы

- [1] Spitzer W. G., Fan H. Y. // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 6. P. 1893—94.
- [2] Goheli G. W., Fan H. Y. // Phys. Rev. 1960. V. 119. N 2. P. 613—620.
- [3] Laff R. A., Fan H. Y. // Phys. Rev. 1961. V. 121. N 1. P. 53—62.
- [4] Stern F., Talley R. M. // Phys. Rev. 1957. V. 108. N 1. P. 158—159.
- [5] Мирианашвили Ш. М. // Автореф. канд. дис. Тбилиси, 1969.
- [6] Хилсум К., Роуз-Инс А. Полупроводники типа $A^{III}B^V$. М., 1963. 323 с.

Тбилисский государственный университет

Получено 3.02.1989
Принято к печати 14.11.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯДОВ ВБЛИЗИ ДВУМЕРНЫХ СЛОЕВ

Ильченко Л. Г., Огенько В. М.

В настоящее время неоднородные системы становятся объектом интенсивного изучения. Присутствие в объеме твердых тел двумерных структурных дефектов — поверхностей, границ бикристаллов, δ -слоев и других — может сопровождаться в ряде случаев появлением двумерных (квазидвумерных) слоев свободных носителей ($2D$), которые могут оказывать существенное влияние на характер экранированного взаимодействия [1, 2]. Особенно большой интерес в последнее время вызывает исследование плоскостей двойниковогопа (ПД), присутствие которых в объеме полупроводников может сопровождаться возникновением $2D$ -электронных (дырочных) слоев и способствовать возникновению ряда интересных коллективных эффектов, в частности локального изменения температуры сверхпроводящего перехода [3, 4]. Интерес к исследованию $2D$ -слоев и их влияния на объемные характеристики стимулируется также структурой целого ряда материалов (слоистых соединений, сверхрешеток, интеркалированного графита, керамических высокотемпературных сверхпроводников и др.), характерной особенностью которых является наличие двумерных (квазидвумерных) слоев свободных носителей.

В настоящей работе на основе полученной в приближении зеркального отражения электронов функции Грина продольного (кулоновского) поля в симметричной системе сред с пространственной дисперсией [5, 6] вычислен ход потенциальной электростатической энергии заряда вблизи $2D$ -слоя электронов (дырок). При этом эффекты пространственной дисперсии, обусловленные экранировкой зарядов свободными носителями, учитываются в рамках приближения Томаса—Ферми (ПТФ) для вырожденного или Дебая—Хюккеля для невырожденного газа электронов (дырок).

В работе вычислено также экранированное кулоновское взаимодействие двух зарядов, находящихся в объеме твердого тела вблизи $2D$ -слоя, и показано, что экранированное взаимодействие между зарядами в присутствии $2D$ -слоев заметно ослабляется по сравнению с однородной средой.