

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА
В КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ
С КЕЙНОВСКОЙ ЗОННОЙ СТРУКТУРОЙ

Несмелова И. М.

В реальных полупроводниках присутствует равновесная концентрация собственных дефектов (вакансий, междоузельных атомов основного вещества и т. д.). Кроме того, в монокристаллах имеется остаточная концентрация неконтролируемых примесных центров и дефектов кристаллической структуры, обусловленных недостаточной чистотой исходных материалов, а также несовершенством технологических процессов (см., например, [1]). Как собственные, так и примесные дефекты ответственны за донорные и акцепторные состояния. Их концентрация возрастает при переходе от элементарных полупроводников к тройным твердым растворам, неупорядоченным системам [2]. Весьма вероятно, что исследователи имеют дело с компенсированным материалом и в первую очередь в тех случаях, когда изучают образцы с холловскими (разностными) концентрациями носителей заряда, близкими к собственным значениям. Так, в обзоре [3], посвященном кинетическим явлениям в компенсированном n -InSb при низких температурах, приводятся параметры имеющегося в настоящее время монокристаллического n -InSb. В нелегированном, предельно очищенном материале $N_d - N_a \approx (5 \div 10) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, концентрация остаточных доноров $N_d = (0.7 \div 1.5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и компенсация $K = N_a / N_d = 0.2 \div 0.7$. В предельно очищенном и дополнительно компенсированном материале $N_d - N_a \leq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_d \approx (1 \div 1.5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $K \geq 0.8$ (N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов). 30-летний опыт технологических исследований в разных странах показывает, что в монокристаллах теллурида ртути реальных путей уменьшения N_d и N_a ниже $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [4] не видно.

Нами были изучены спектры поглощения монокристаллов с кейновской зонной структурой InAs, InSb, CdHgTe n - и p -типа проводимости в области поглощения свободными носителями заряда при температурах 300 и 80 К. Монокристаллы InAs и InSb выращивались методом Чохральского, а монокристаллы твердых растворов CdHgTe — методами Бриджмена и зонной плавки. В спектрах поглощения образцов, исследованных при низкой температуре, замечены следующие особенности: во-первых, в монокристаллах не только p -, но и n -типа проводимости с концентрациями носителей заряда, меньшими 10^{16} см^{-3} , за краем основной полосы наблюдается слабая зависимость коэффициента поглощения от длины волны; во-вторых, отсутствует пропорциональность в зависимости коэффициента поглощения, измеренного на фиксированной длине волны, от концентрации носителей заряда (рис. 1). Подобные результаты были получены авторами работ [5, 6] для антимионида индия и [7] для теллурида ртути — теллурида кадмия.

Дополнительное поглощение с длинноволновой стороны края основной полосы может быть обусловлено наличием «хвостов» плотности состояний основных зон из-за неупорядоченности системы или сильного легирования [2, 8], наличием локализованных состояний в запрещенной зоне [9], а также рассеянием световой волны на различного рода несовершенствах кристаллической

решетки, например включениях второй фазы [10]. Однако оценки, проведенные нами, показали, что перечисленные выше дефекты не могут объяснить особенностей поглощения в широкой области спектра.

С целью получения сведений о коэффициенте поглощения на единицу носителя заряда (сечение поглощения σ) изучались спектры поглощения монокристаллов, представленные как в отечественной, так и зарубежной литературе. Результаты этих исследований (включая и наши измерения) подробно рассмотрены [11]. На основании экспериментальных и теоретических данных нами получены спектральные зависимости сечений поглощения для электронов σ_n дырок σ_p , а также для переходов носителей заряда между зонами легких и тя-

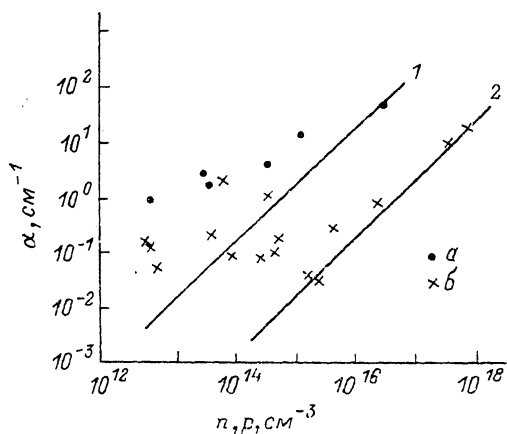


Рис. 1. Концентрационная зависимость коэффициента поглощения для InSb n - и p -типа на длине волны $\lambda=10$ мкм.

$T=80$ К. 1, 2 — расчет; эксперимент: a — p -тип, b — n -тип.

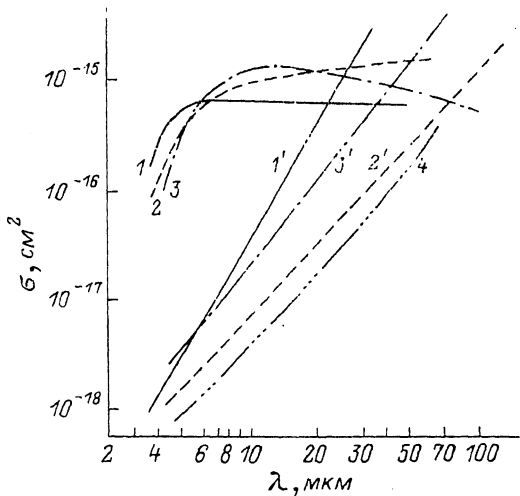


Рис. 2. Спектральные зависимости сечений поглощения для InAs (1, 1'), InSb (2, 2'), $Cd_{0.21}Hg_{0.79}Te$ (3, 3', 4).

$T=80$ К. 1-3 — $\sigma_{V_2V_1}$, 1'-3' — σ_n , 4 — σ_p для $Cd_{0.21}Hg_{0.79}Te$.

желых дырок $\sigma_{V_2V_1}$ (рис. 2). Как видно из рис. 2, в широкой области спектра вплоть до полос поглощения колебаниями решетки $\sigma_{V_2V_1} > \sigma_n > \sigma_p$. Сечение поглощения для переходов $V_2 \rightarrow V_1$ имеет значительную величину, слабую спектральную зависимость, и это поглощение полностью определяет вид спектров для материалов p -типа.

Рассмотрим поглощение в компенсированных монокристаллах n -типа. При освещении полупроводник находится в термодинамически неравновесном состоянии. В этом случае, как отмечали в своей монографии Бонч-Бруевич и Калашников [12], можно обобщить соотношения статистики на неравновесные состояния, если вместо уровня Ферми формально ввести новые величины — квазиуровни Ферми. Появление в зонах неравновесных электронов и дырок можно описать как «расщепление» первоначального уровня Ферми на два квазиуровня, каждый из которых смещается по направлению к своей зоне. Вместо известного соотношения $np=n_i^2$ (n_i — собственная концентрация носителей заряда) для неравновесного состояния будем иметь

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{F_n - F_p}{kT}\right),$$

где F_n и F_p — квазиуровни Ферми [2].

Таким образом, при освещении возрастают концентрации носителей заряда в основных зонах (частично из-за переходов на примесные уровни), что приводит к усилению роли межзональных переходов в валентной зоне и связанного с ним поглощения. Необходимо отметить, что в компенсированном материале:

n-типа концентрация доноров больше холловской концентрации носителей заряда и значительно превышает концентрацию акцепторов.

Принимая во внимание результаты, представленные на рис. 2, можно ожидать, что в компенсированных кристаллах *n*-типа с $n < 10^{16}$ см⁻³ коэффициент поглощения за краем основной полосы обусловлен переходами носителей заряда $V2 \rightarrow V1$, этим объясняется слабая зависимость α от длины волны. Отсутствие пропорциональности в зависимости $\alpha(n, p)$ на фиксированной длине волны, вероятно, связано с различной степенью компенсации собственных и примесных дефектов в монокристаллах.

Для наблюдения переходов $V2 \rightarrow V1$ в материалах *n*-типа, по-видимому, непрерывным условием должно быть выполнение неравенства $\tau_p > \tau_n$ (τ_p и τ_n — времена жизни дырки и электрона). В работе [13] показано, что для монокристаллов антимионида индия с $N_d - N_a = 1.2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ при температуре жидкого азота основную роль играет рекомбинация на локальных центрах и τ_p несколько больше τ_n .

Результаты, полученные нами для образцов InAs, InSb, CdHgTe с холловскими концентрациями носителей заряда, близкими к собственным значениям, позволяют оценить суммарную концентрацию заряженных дефектов. Так, в материалах *n*-типа проводимости, выращенных с использованием классических технологических методов (Чохральского, Бриджмена, зонной плавки), эта величина для $A^{III}B^V$ (InAs, InSb), составляет $(0.7 \div 2.0) \cdot 10^{14}$, а для $A^{II}B^{VI}$ (CdHgTe) — $(0.7 \div 5.0) \cdot 10^{15}$ см⁻³. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с данными, рассчитанными из электрических измерений.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Арбенина В. В., Акчурип Р. Х., Жегалин В. А., Прокопов С. Н., Сахарова Т. В. // Высокочистые вещества. 1990. № 2. С. 186—191.
- [2] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Кайпер Р., Миронов А. Г., Эйдерлайн Р., Эссер Б. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М., 1981. 384 с.
- [3] Гальперин Ю. М., Гершензон Е. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 3—24.
- [4] Цидильковский И. М., Харус Г. И., Шелушинина Н. Г. Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках. Свердловск, 1987. 152 с.
- [5] Kessler F. R., Sutter E. // Zs. Naturforsch. 1961. Bd 16a. H. 11. S. 1173—1179.
- [6] Валяшко Е. Г., Плескачева Т. Б. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 4. С. 836—839.
- [7] Casselman T. N., Hansen G. L. // J. Vac. Sci. Techn. 1983. V. A1. N 3. P. 1683—1686.
- [8] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. 431 с.
- [9] Маделунг О. Физика твердого тела. Локализованные состояния. М., 1985. 184 с.
- [10] Несмелова И. М., Панасенко З. К., Матшина Н. П., Аверьянов И. С. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 7. С. 1210—1213.
- [11] Несмелова И. М. // Автореф. докт. дис. Новосибирск, 1989.
- [12] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [13] Гуляева А. С., Иглицын М. И., Петрова Л. В. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 5. С. 1552—1554.

Государственный институт
прикладной оптики
Казань

Получено 12.03.1991
Принято к печати 28.06.1991

ФТП, том 25, вып. 12, 1991

СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В БЕСКОНЕЧНО УЗКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ В БЕСЩЕЛЕВОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Гашимзаде Н. Ф., Пашабекова У. С.

Развитие технологии полупроводников делает теоретическое изучение двумерных и квазидвумерных систем на основе узкощелевых и бесщелевых полупроводников типа HgTe—HgCdTe весьма актуальным. В работе [1] для бесще-