

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 антимида 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

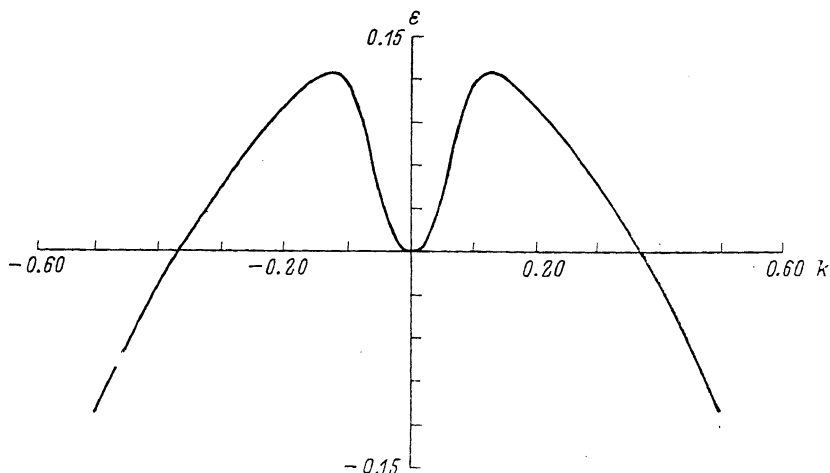
ФТП, том 25, вып. 12, 1991

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-

левого полупроводника типа HgTe рассчитан спектр электронов по следующей схеме. Носители в квантовой яме описываются гамильтонианом Латинжера с возмущающим потенциалом в виде δ -функции. На волновые функции, затухающие в направлении, перпендикулярном плоскости слоя, ставится условие непрерывности в точке $Z=0$, где находится потенциальная яма. Второе граничное условие получено интегрированием уравнения Шредингера по малой окрестности вблизи $Z=0$. Найдено, что в приближении $\beta = m_c/m_v = 0$, где m_c , m_v — эффективные массы электрона и тяжелой дырки соответственно, энергетический спектр двумерных состояний оказывается линейным для малых значений волнового вектора g с наклоном, пропорциональным мощности потенциала квантовой ямы. Однако, как показано далее, при конечных значениях β вид спектра вблизи $g=0$ радикально меняется, причем область отклонения от линейного закона достаточно широкая.



Энергетический спектр двумерных электронных состояний.

Удобно переписать уравнение (11) работы [1] в виде, позволяющем легко получить предельные случаи:

$$3k^2 \{x_1 x_2 [(2x_1 + \beta)(2x_1 - 1) + (2x_2 + \beta)(2x_2 - 1)] - k^2 (2x_2 + \beta)(2x_1 - 1)\} + [x_1^2 (k^2 - 4x_2^2) - k^2 (k^2 - x_2^2)] (2x_1 + \beta)(2x_2 - 1) = 0, \quad (1)$$

где

$$x_1^2 = k^2 - \epsilon, \quad x_2^2 = k^2 + \beta \epsilon, \quad (2)$$

$k = q/\alpha$, $\epsilon = 2m_p e / (\hbar^2 \alpha^2)$, $\alpha = 2m_v V_0 / \hbar^2$, v_0 — мощность потенциала, q — двумерный волновой вектор электрона. Уравнения (1), (2) определяют спектр двумерных состояний.

В следующих двух предельных случаях эти уравнения допускают аналитическое решение.

а) При $k < \beta$ уравнение (1) принимает вид

$$\pm k (x_1 - x_2) = 2 (k^2 - x_1 x_2),$$

что совпадает с выражением, полученным Дьяконовым и Хаецким [2] для поверхностных состояний на границе полуметалл—вакуум с бесконечным скачком потенциала. Следовательно, решение в этой области имеет вид

$$\epsilon = \alpha k^2,$$

где

$$\alpha = \frac{3}{4} \frac{1 - \beta}{\beta} - \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{\beta}},$$

или $e = \hbar^2 q^2 / (2m_s)$, где m_s — эффективная масса поверхностного состояния [2].

б) При $k > \beta$

$$\varepsilon = \frac{1}{8} - \frac{3}{8}k - \frac{1}{2}k^2 + \left(\frac{1}{4} - \frac{k}{2}\right) \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{2}k + k^2}.$$

Нетрудно убедиться в том, что последнее уравнение при $\beta < k < 1$ имеет решение вида (17) работы [1], а именно описывает линейный спектр. Однако даже в этой области спектра эффективная масса дырок оказывается большой (порядка массы тяжелых дырок). Таким образом, с помощью найденного в данной модели спектра двумерных состояний нельзя объяснить высокую подвижность дырок в двумерных системах HgTe—HgCdTe.

На рисунке приведен энергетический спектр двумерных электронов, рассчитанный по формулам (1), (2) для значения параметра $\beta = 0.06$ [2].

В заключение сделаем еще одно замечание. Может показаться, что при $m_c \rightarrow 0$ начальный участок кривой на рисунке становится все круче, пока вся кривая не примет вид, изображенный на рис. 1 работы [1]. Однако следует учитывать то обстоятельство, что в этом пределе спектр объемных состояний тоже изменяется и становится линейным, соответственно изменяется и спектр двумерных состояний, принимая следующий вид:

$$E = P \cdot q_i \sqrt{2},$$

где P — так называемый параметр Кейна [3].

Список литературы

- [1] Дугаев В. К., Петров П. П. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 519—521.
- [2] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. В. 2. С. 115—118.
- [3] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.

Институт физики
АН Азербайджанской республики
Баку

Получено 18.04.1991
Принято к печати 28.06.1991

ФТП, том 25, вып. 12, 1991

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР МЕТАЛЛ—ЛЕНГМЮРОВСКАЯ ПЛЕНКА ПЕРФТОРИРОВАННОГО ПОЛИМЕРА—АРСЕНИД ГАЛЛИЯ

Знаменский Д. А., Тодуа П. А., Шестакова Е. Ф.,
Эльтазаров Б. Т., Юсупов Р. Г.

Метод Льюнгюра—Блуджэт [1] позволяет при комнатной температуре создавать на поверхности полупроводника контролируемые по толщине однородные моно- и мультимолекулярные изолирующие слои органических поверхностно-активных веществ и, следовательно, открывает новые возможности для создания фотогальванических элементов на основе соединений $A^{III}B^V$.

В данной работе исследовались структуры металл—ленгмюровская пленка—полупроводник на основе арсенида галлия n -типа с удельным сопротивлением $\rho \sim 0.1$ Ом·см. В качестве поверхностно-активного вещества был использован сополимер 1,1-дигидроперфторгептилакрилата с акриловой кислотой (ПФА: АК)—фторированный полимер с $\varepsilon \sim 2.5$ и $\rho \sim 10^{10}$ Ом·см. В перфторированных поверхностно-активных веществах атомы водорода в алкильном хвосте замещены атомами фтора. Такие полимеры привлекли внимание авторов благодаря стабильности при температурах до 300 °С и выше, химической стойкости, электрической прочности до 10^6 В/см и выше [2], что делает перспективным их при-