УДК 539.21

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В. Е. Бисти, А. П. Силин

Рассчитаны энергия и равновесная плотность электронно-дырочной жидкости в тонких пленках полярных полупроводников. Учтено взаимодействие электронов и дырок с оптическими фононами.

Для настоящего времени характерно повышенное внимание исследователей к квазидвумерным системам, вызванное достижениями полупроводниковой технологии, позволяющими изготовлять структуры, в которых носители тока локализованы в слое с малыми поперечными размерами (порядка нм). Движение носителей тока поперек слоя в таких структурах является существенно квантовым (см., например, обзоры [1, 2]). Такие структуры (система металл—диэлектрик—полупроводник, двойные гетероструктуры (квантовые ямы), полупроводниковые сверхрешетки и т. п.) широко используются в различных приборах микро- и оптоэлектроники [3-5].

Большой интерес, связанный с квазидвумерным движением носителей тока в таких системах, представляет исследование их коллективных свойств. ЭДЖ в системе металл—диэлектрик—полупроводник рассматривалась в работе [6]. В сверхрешетках GaAs—$Al_xGa_{1-x}As$ ЭДЖ исследовалась экспериментально [7] и теоретически [8-10].

В работах [8, 9] рассчитывались энергия основного состояния и равновесная плотность ЭДЖ в квантовых ямах и сверхрешетках GaAs—$Al_xGa_{1-x}As$. Диэлектрическая проницаемость при расчетах бралась постоянной и равной ε_0 — ее статическому значению. Заметим, однако, что полупроводники, из которых составлены рассматриваемые структуры, являются полярными и в них существенно взаимодействие носителей тока с продольными оптическими фононами [11, 12].

ЭДЖ в объемных полярных полупроводниках была рассчитана в работах [13-15]. Как было показано в [13] для трехмерного случая, учет взаимодействия электронов и дырок с продольными оптическими фононами в приближении хаотических фаз (ПХФ) сводится к замене кулоновского взаимодействия $V(k)=4\pi e^2/\varepsilon_\infty k^2$ на

$$V(k, \omega)=V(k)\,\frac{(\varepsilon_\infty/\varepsilon_0)\,\omega_l^2-\omega^2}{\omega_l^2-\omega^2}, \qquad (1)$$

где ω_l — частота продольного оптического фонона, ε_∞ — высокочастотное ($\omega \gg \omega_l$) значение диэлектрической проницаемости.

Цель настоящей работы — расчет параметров ЭДЖ в тонких пленках полярных полупроводников.

Рассматриваемая нами система — тонкий слой толщиной d одного полупроводника (например, GaAs), окруженный с обеих сторон слоями другого полупроводника с большей энергетической щелью (например, $Al_xGa_{1-x}As$). Такая система, подробно рассмотренная в работе [8], представляет собой квантовую яму для электронов и дырок шириной d. Учет конечной глубины квантовой ямы при выполнении условия $\Delta_\alpha \gg \hbar^2\pi^2/m_\alpha d^2$ (где Δ_α — глубина квантовой ямы для электронов ($\alpha=e$) или тяжелых дырок ($\alpha=h$), m_α — соответственно их эффективная масса) сводится к введению эффективной ширины ямы

$$\tilde{d}_\alpha = d\left(1+\sqrt{2\hbar^2/d^2 m_\alpha \Delta_\alpha}\right),$$

причем для GaAs с хорошей точностью можно положить $\tilde{d}_e=\tilde{d}_h=\tilde{d}$ [8].

Кулоновское взаимодействие в такой системе без учета взаимодействия электронов и дырок с оптическими фононами имеет вид [8]

$$\tilde{V}(k)=\frac{2\pi e^2}{\varepsilon_\infty k} f\left(\frac{k\tilde{d}}{\pi}\right), \tag{2}$$

$$f(\lambda)=\frac{1}{\pi^2}\left[\frac{2\pi}{\lambda}+\frac{\pi\lambda}{\lambda^2+4}-\frac{32\left(1-e^{-\pi\lambda}\right)}{\lambda^2\left(\lambda^2+4\right)}\right], \quad \lambda=\frac{k\tilde{d}}{\pi}. \tag{3}$$

Здесь k — двумерный волновой вектор в плоскости слоя.

Взаимодействие носителей тока с продольными оптическими фононами в квантовых ямах подробно рассмотрено в работе [12]. Показано, что различие диэлектрических проницаемостей и фононных частот в веществах ямы и барьера приводит к возникновению квазидвумерных объемных и поверхностных пограничных колебаний. Если же это различие невелико, то фононы, взаимодействующие с квазидвумерными электронами и дырками, можно считать трехмерными.

В этом случае, так же как и в трехмерном, учет электрон-фононного взаимодействия в рамках ПХФ описывается формулой (1) с заменой $V(\boldsymbol{k})$ на $\tilde{V}(k,\ \omega)$ [13]

$$\tilde{V}(k,\ \omega)=\tilde{V}_0(k)\left\{1-\frac{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0}\,\frac{\omega^2}{\omega_l^2-\omega^2}\right\}. \tag{4}$$

В работе [8] для расчета ЭДЖ мы использовали низкочастотный предел ($\omega=0$), полагая

$$\tilde{V}(k,\ \omega)\simeq\tilde{V}_0(k)=\frac{2\pi e^2}{\varepsilon_0 k} f\left(\frac{k\tilde{d}}{\pi}\right). \tag{5}$$

Этот предел справедлив, когда энергия оптического фонона $\hbar\omega_l$ велика по сравнению с другими характерными энергиями системы (энергией двумерного экситона E_x и энергиями Ферми двумерных электронов и дырок E_F^e и E_F^h). Обычно $E_F^{e,\,h} \lesssim E_x$ при плотностях, характерных для ЭДЖ, и поэтому достаточно одного условия

$$\beta=E_x/\hbar\omega_l \ll 1. \tag{6}$$

Если условие (6) справедливо, можно решать поставленную задачу, используя разложение по малому параметру β и беря в качестве нулевого приближения низкочастотный предел [8].

Выбираем далее (аналогично [8]) в качестве единицы энергии $E_x=2\mu e^4/\varepsilon_0^2\hbar^2$, а в качестве единицы длины $a_x=\varepsilon_0\hbar^2/2\mu e^2$ (боровский радиус двумерного экситона); $\mu=m_e m_h/m_e+m_h$ — приведенная масса электрона m_e и тяжелой дырки для ее движения вдоль слоя m_h [16, 17].

Энергия электронно-дырочной системы $E(\rho)$ равна сумме кинетической, обменной и корреляционной энергий (ρ — двумерная плотность электронно-дырочных пар).

Кинетическая энергия при учете взаимодействия с оптическими фононами не изменяется

$$E_{\text{кин}}(\rho)=E^0_{\text{кин}}(\rho)=\pi\rho=1/r_s^2, \tag{7}$$

где $r_s=(\pi\rho)^{-1/2}$. (Мы предполагаем, что заселен только один уровень размерного квантования как у электронов, так и у дырок. Здесь и далее индексом наверху мы будем обозначать результаты, полученные в низкочастотном пределе [8]).

Для обменной энергии мы получаем, опуская поляронный сдвиг (перенормировку ширины запрещенной зоны) [13],

$$E_{обм}(\rho) = E^0_{обм}(\rho)\,[1 + \tilde{g}(\beta, r_s)], \tag{8}$$

$$g(\beta, r_s) = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{2\varepsilon_\infty}\left[\frac{9\pi^2}{128}\left(\sqrt{\frac{2\beta}{(1+\sigma)r_s^2}} + \sqrt{\frac{2\beta\sigma}{(1+\sigma)r_s^2}}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\pi}{8}\left(\frac{2\beta}{(1+\sigma)r_s^2} + \frac{2\beta\sigma}{(1+\sigma)r_s^2}\right)\right], \tag{9}$$

$\sigma = m_e/m_h$; в дальнейшем для простоты полагаем $\sigma = 1$, $m_e = m_h = \mu/2$.

Расчет корреляционной энергии проводится по методу Нозьера—Пайнса, использованному для расчета двумерной ЭДЖ в работах [8, 18]

$$E_{корр}(\rho) = \int\limits_0^\infty I(q)\,dq. \tag{10}$$

Для $I(q)$ при малых передачах импульса $q = k/k_F \ll 1$ ($k_F = \sqrt{2\pi\rho} = \sqrt{2}/r_s$ — импульс Ферми) используется ПХФ; при больших передачах

Таблица 1

Равновесная энергия ЭДЖ (в единицах E_x) для различных квантовых ям

β	$\tilde{d}$				
	0	0.5	0.7	1.0	1.5
0	1.08	0.78	0.73	0.68	0.62
0.10	1.12	0.80	0.75	0.70	0.64
0.25		0.84	0.78	0.72	0.65
0.40			0.81	0.74	0.67

Таблица 2

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов для равновесной энергии $E_{ЭДЖ}$ (мэВ)

d, Å	Теория		Эксперимент	
	(13)	[8]	[7, 19]	[7, 20]
68	11.2	10.4	14.5±2	19±3
140	9.6	8.9	9.7±1	11.5±2

импульса $q \gg 1$ — сумма диаграмм второго порядка по взаимодействию и интерполяция между ними при $q \sim 1$.

Поскольку в рамках ПХФ справедлива формула (5) для потенциала взаимодействия

$$I_q\big|_{q\ll 1} = I^0(q) - \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty}\left(\beta\,\frac{5\cdot 2^{3/2} f(q\xi)\,q^3}{3\pi r_s^3} + \beta^2\,\frac{2^{7/4} f^{3/2}(q\xi)\,q^{5/2}}{r_s^{9/2}}\right), \tag{11}$$

$f(q\xi)$ определяется из (3), $\xi = k_F\tilde{d}/\pi$.

При $q \gg 1$ (эта область менее существенна) мы ограничимся нулевым приближением по β

$$I^0(q)\big|_{q\gg 1} = -\frac{6}{q^3}\,f^3(q\xi). \tag{12}$$

Равновесная энергия $E_{ЭДЖ}$ и равновесная плотность ρ_0 ЭДЖ определяются соотношением

$$E_{ЭДЖ} = |E(\rho)|\,\big|_{\partial E/\partial\rho = 0}. \tag{13}$$

Численные расчеты проведены для GaAs квантовых ям ($\varepsilon_0 = 12.53$, $\varepsilon_\infty = 10.9$, $\hbar\omega_l = 35$ мэВ, $E_x = 15$ мэВ ($\beta = 0.40$)), а также для полупроводников с другими β (табл. 1). Пропуски в табл. 1 вызваны неприменимостью разложений по малому параметру.

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов для энергии основного состояния затруднено большим разбросом в экспериментальных оценках энергии связи экситонов [19, 20], которую нужно добавить к энергии связи ЭДЖ [7].

В табл. 2 приведены теоретические оценки равновесной энергии ЭДЖ с учетом взаимодействия носителей тока с оптическими фононами (13), без учета этого взаимодействия [8] и экспериментальные оценки, в которых энергия связи экситона определялась по работам [19, 20].

Учет взаимодействия носителей тока с оптическими фононами приводит к возрастанию равновесной энергии ЭДЖ, которое сопровождается незначительным возрастанием равновесной плотности. Это уменьшает различие теоретических [8, 9] и экспериментальных [7] результатов для ЭДЖ в полупроводниковых сверхрешетках $GaAs—Al_xGa_{1-x}As$.

Литература

[1] Ando T., Fowler A. B., Stern F. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. N 3. P. 437—672.
[2] Bastard G., Brum J. A. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 9. P. 1625—1644.
[3] Capasso F. // Physica. 1985. V. 129B. N 1. P. 92—106.
[4] Weimann F., Schlapp W. // Springer Ser. Sol. St. Phys. 1984. V. 53. P. 88—99.
[5] Dämbkes H., Heime K. // Springer Ser. Sol. St. Phys. 1984. V. 53. P. 125—135.
[6] Алтухов П. Д., Иванов А. В., Ломасов Ю. Н., Рогачев А. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1690—1696.
[7] Le H. Q., Lax B., Vojak B. A., Calawa A. R. // Proc. 17th Int. Conf. Phys. Semicond. / Ed. J. C. Chadi, W. A. Harrisson. N. Y., Berlin, Heidelberg, Tokyo, 1984. P. 515—518.
[8] Бисти В. Е., Силин А. П. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 8. С. 2379—2385.
[9] Kleinmann D. A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 4. C. 2540—2549.
[10] Manzke G., Henneberger K., May K. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 139. N 1. P. 233—239.
[11] Sawaki N. // Surf. Sci. 1986. V. 170. N 3. P. 537—541.
[12] Lassing R. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 12. P. 7132—7137.
[13] Келдыш Л. В., Силин А. П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 3. С. 1053—1057.
[14] Beni G., Rice T. M. // Phys. Rev. B. 1978. V. 18. N 2. P. 768—734.
[15] Андрюшин Е. А., Силин А. П. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 3. С. 839—842.
[16] Недорезов С. С. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 8. С. 2270—2276.
[17] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 5. С. 1584—1590.
[18] Андрюшин Е. А., Силин А. П. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 7. С. 2130—2132.
[19] Ossau W., Jäkel B., Bangert E. et al. // Surf. Sci. 1986. V. 174. N 1. P. 188—193.
[20] Rogers D. C., Singleton J., Nicholas R. J. et al. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 6. P. 4002—4009.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
26 августа 1988 г.