

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ЭНЕРГИЯ КВАЗИДВУМЕРНЫХ
ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ СИСТЕМ

А. П. Сялин

УДК 537.311.33

Предложена методика расчета корреляционной энергии квазидвумерных электронно-дырочных систем при пространственном разделении электронов и дырок.

В предыдущих работах /1-4/ рассчитывалась корреляционная энергия квазидвумерных электронно-дырочных систем для случая, когда и электроны, и дырки находятся или на одной плоскости (двумерная система) /1-3/ или на бесконечном числе параллельных плоскостей (слоистые полупроводники) /4/. В настоящее время возрос интерес к явлениям в электронно-дырочных системах с пространственно разделенными электронами и дырками /5/. Примерами таких систем могут быть электронно-дырочные системы в полупроводниковых гетероструктурах /6/ и квазидвумерные электронно-дырочные системы, возникающие на контакте двух полупроводников /7/. В настоящей работе мы получим выражения для корреляционной энергии таких систем. Корреляционная энергия является наиболее сложно рассчитываемым вкладом в полную энергию, поэтому расчет других вкладов мы для краткости опустим (см. /1-4/, /7/).

Рассчитаем корреляционную энергию электронно-дырочной системы в идеализированном слоистом полупроводнике (гетероструктуре). Рассмотрим модель бесконечного числа параллельных плоскостей, расстояние между которыми s . Пусть на каждой четной плоскости находятся электроны, а на каждой нечетной - дырки, количество их одинаково на каждой плоскости. Электроны и дырки являются неравновесными (оптически возбужденными) для слоистого

полупроводника и равновесными для гетероструктуры. Переходы электронов и дырок с одной плоскости на другую запрещены.

Как было показано в [8,9], в сильно анизотропных структурах, а к ним и относится наша модель, имеется тенденция к самосжатию, то есть полная энергия системы минимальна при больших плотностях $n = \rho/c$ (ρ - плотность электронов (дырок) в слое), при которых выполняются неравенства

$$1 \ll \rho^{1/2} a_x \ll (\rho a_x^3 / \epsilon)^{1/4}. \quad (I)$$

Здесь $a_x = \hbar^2 / m \epsilon^2$, ϵ - статическое значение диэлектрической проницаемости, m - эффективная масса электрона (дырки) (для простоты мы считаем, что масса электрона равна массе дырки).

Неравенства (I) выполняются при $c \ll a_x$; при этом энергия взаимодействия носителей тока на разных плоскостях становится наибольшей, и минимальной полной энергии системы соответствует большая плотность электронов и дырок. Первое из неравенств (I) позволяет использовать приближение хаотических фаз. Гамильтониан системы имеет вид

$$H = \sum_{\vec{p}ts} \frac{\vec{p}^2}{2m} c_{\vec{p}ts}^+ c_{\vec{p}ts} + \\ + \frac{1}{2} \sum_{\substack{\vec{p}_1 \vec{p}_2 \vec{q} \\ t_1 t_2 s_1 s_2}} V_t(q) c_{\vec{p}_1 t_1 s_1}^+ c_{\vec{p}_2 t_1 + t_2 s_2}^+ c_{\vec{p}_2 + \vec{q} t_1 + t_2 s_2} c_{\vec{p}_1 + \vec{q} t_1 s_1}.$$

Здесь $c_{\vec{p}ts}^+$ - оператор рождения частицы ($t = 2n$ - электрона, $t = 2n + 1$ - дырки) в слое с номером t с двумерным квазимпульсом \vec{p} и проекцией спина s . Матричный элемент трехмерного кулоновского взаимодействия по одночастичным функциям электронов и дырок, свободно перемещающихся на плоскостях, есть [4]: $V_t(q) = (2\pi e^2 / \epsilon q) \exp(-qc|t| + i\pi t)$. Проведя преобразование Фурье, получим

$$V(q, y, c) = \sum_{t=-\infty}^{+\infty} V_t(q) e^{ity} = \\ = \frac{2\pi e^2}{q\epsilon} \operatorname{sh} \frac{qc}{2} \operatorname{ch} \frac{qc}{2} / \left[\operatorname{ch}^2 \frac{qc}{2} - \cos^2 \frac{y + \pi}{2} \right]. \quad (2)$$

Отметим, что $V(\rho, y, c)$ отличается от аналогичного матричного элемента для случая, когда на каждой плоскости имеются и электроны и дырки $/4/$, заменой y на $y + \pi$.

Корреляционная энергия электронно-дырочной пары в приближении случайных фаз равна $/4/$

$$E_{\text{corr}}(\rho, c) = -\frac{2\rho\hbar^2}{\pi^2} \int_0^\infty dz \int_0^\infty dx \int_0^{2\pi} \frac{dy}{2\pi} \int_0^1 \frac{d\lambda}{\lambda} \frac{[\lambda V(x, y, c) \Pi(x, z)]^2}{1 - \lambda V(x, y, c) \Pi(x, z)}.$$

Здесь $\Pi(x, z)$ - поляризационный оператор электронов (дырок). Как указывалось в работах $/8, 9/$, при выполнении условий (I) в качестве $\Pi(x, z)$ можно использовать диаграмму низшего порядка $/10/$. Полное выражение для $\Pi(x, z)$ использовалось при расчетах корреляционной энергии для одной плоскости $/1-3, 10/$. Нам понадобится лишь зависимость $\Pi(x, z)$ от плотности; учитывая, что $x = p/p_F$, $z = \omega/(p_F^2/2m)$, где $p_F = \hbar\sqrt{2\pi\rho}$, а \bar{p} , ω - соответственно импульс и частота, получим, что $\Pi(x, z)$ от плотности не зависит.

Тогда учитывая, что для любой интегрируемой функции $\int_0^{2\pi} dy f[\cos(y + \pi)] = \int_0^{2\pi} dy f(\cos y)$, можно заметить, что рассматриваемая нами система отличается от случая, когда на каждой плоскости имеются и электроны и дырки, тем, что в последнем случае $\Pi(x, z)$ в 2 раза больше. Очевидно, что

$$E_{\text{corr}}(\rho, c) = (1/4)E_{\text{corr}}^L(4\rho, c/2), \quad (3)$$

где E_{corr}^L соответствует случаю, когда на каждой плоскости имеются и электроны и дырки $/3, 4/$. Отметим, что подобное соотношение можно получить, если использовать очевидную зависимость V от заряда (2) и изменить не ρ , и c , а эффективный заряд $e^* = e/\sqrt{\epsilon}$ (а, следовательно и a_x)

$$E_{\text{corr}}(\rho, c, e^*) = E_{\text{corr}}^L(\rho, c, e^*/\sqrt{\epsilon}). \quad (4)$$

Следует, заметить, что соотношение (3) удобнее при использовании результатов для корреляционной энергии, приведенных в виде таблиц и графиков, где обычно используются величины ρ и c .

При выполнении условия (I)

$$\begin{aligned} E_{\text{corr}}(\rho, c) &= E_{\text{corr}}^G(\rho, c) = -\frac{2^{13/2} \pi^{9/4}}{5 [\Gamma(1/4)]^2} \left(\frac{\rho}{c a_x} \right)^{1/4} \frac{e^2}{c} = \\ &= -1,37 \left(\frac{\rho}{c a_x} \right)^{1/4} \frac{e^2}{c}. \end{aligned} \quad (5)$$

В другом предельном случае $c \gg a_x$ взаимодействие между плоскостями мало, и главный вклад в энергию дает взаимодействие электронов (дырок) на одной плоскости [1-3]. Согласно формуле (3) корреляционная энергия электронного (дырочного) газа $E_{\text{corr}}^G(\rho)$ дается соотношением

$$E_{\text{corr}}^G(\rho) = E_{\text{corr}}(\rho, 0) = (1/4) E_{\text{corr}}^L(4\rho, 0) = (1/4) E_{\text{corr}}^L(4\rho),$$

где $E_{\text{corr}}^L(\rho)$ - корреляционная энергия двумерного электронно-дырочного газа. Используя, например, выражение для E_{corr}^L [11], получим

$$E_{\text{corr}}(\rho, 0) = E_{\text{corr}}^G(\rho) = -\frac{4,57\sqrt{\rho}}{19,98\sqrt{\rho a_x} + 1} \frac{e^2}{c}. \quad (6)$$

Аналогично работе [4], используя (3), (4), получим

$$E_{\text{corr}}^C(\rho, c) = E_{\text{corr}}^G(\rho) + \frac{e^2}{\varepsilon a_x^2} \left(\frac{a_x}{c} \right)^{5/2} \frac{1}{\sqrt{\rho}} (0,026 - 0,021 a_x/c).$$

Для промежуточных значений $c \sim a_x$, когда неприменимы формулы (10) и (14), можно использовать интерполяционную формулу

$$\begin{aligned} E_{\text{corr}}(\rho, c) &= \left[E_{\text{corr}}^G(\rho, c) \left(\frac{a_x}{c} \right)^k + 2 E_{\text{corr}}^G(\rho, c) \left(\frac{c}{a_x} \right)^k \right] \times \\ &\times \left[\left(\frac{a_x}{c} \right)^k + \left(\frac{c}{a_x} \right)^k \right]^{-1}, \quad k \gg 2, \end{aligned} \quad (7)$$

правильно описывающую оба предельных случая $\epsilon \ll a_x$ (5) и $\epsilon \gg a_x$ (6). Интерполяция (7) слабо зависит от величины параметра k . Множитель 2 перед $E_{\text{сост}}^C$ возник из-за учета как электронов, так и дырок.

Поступила в редакцию
3 декабря 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. А. Андрюшин, А. П. Силин, ФТТ, 18, 2132 (1976).
2. Е. А. Андрюшин, ФТТ, 18, 2493 (1976).
3. E. A. Andryushin, A. P. Silin, Sol. St. Commun., 20, 453 (1976).
4. Е. А. Андрюшин, А. П. Силин, ФТТ, 19, 1405 (1977).
5. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, ЖЭТФ, 71, 738 (1976).
6. L. Kwaki, in: Lecture Notes in Physics, 133, 302 (1980).
7. Е. А. Андрюшин, А. П. Силин, ФТТ, 23, 3399 (1981).
8. Л. В. Келдыш, Т. А. Овниченко, Письма ЖЭТФ, 24, 70 (1976).
9. Е. А. Андрюшин и др., Письма ЖЭТФ, 24, 210 (1976).
10. Y. Kuramoto, N. Kamihara, J. Phys. Soc. Japan, 37, 716 (1974).
11. Е. А. Андрюшин, А. П. Силин, ФТТ, 21, 219 (1979).