

УДК 621.315.592

ФИЗИКА

Г. М. Арутюнян, Х. В. Неркарарян

Энергия основного состояния электронно-дырочной жидкости в многослойных сверхрешетках

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. М. Авакьянцем 30/V 1982)

В последнее время возрос интерес к поведению электронно-дырочной плазмы в двумерных и квазидвумерных полупроводниковых системах (1-5). В этих системах анизотропия электронного спектра и особенности кулоновского взаимодействия способствуют образованию электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ). В частности, в работе (4) обсуждается возможность образования ЭДЖ в многослойных сверхрешетках. Однако в указанной работе не принимается во внимание ширина тех слоев, где сосредоточена электронно-дырочная плазма, и тем самым теряется информация о параметрах этого слоя. Кроме того, для тех значений периода структуры, когда не выполняется условие сильного сжатия, но взаимодействие между зарядами, принадлежащими различным слоям, существенно, предложенная в (4) интерполяционная методика лишь качественно описывает поведение энергии основного состояния ЭДЖ.

Рассмотрим бесконечную слоистую структуру, образованную периодическим чередованием тонких полупроводниковых слоев с толщинами  $a$  и  $b$  и диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ . Полагаем, что плазма с равным числом электронов и дырок сосредоточена только в слоях с шириной  $a$ . Пренебрегая туннелированием между слоями, считаем также, что носители заполняют лишь первый уровень поперечного квантования.

Рассматриваем случай, когда среднее расстояние между частицами  $r_s$  значительно превышает период структуры ( $r_s \gg a + b$ ). Тогда в двумерном импульсном пространстве фурье-образ потенциала взаимодействия между зарядами имеет следующий вид (6,7):

$$\frac{V_{jj'}}{q, \nu - \nu'} = \frac{\xi_j \xi_{j'} 2\pi e^2}{xq} \exp(-|\nu - \nu'| \eta q), \tag{1}$$

$$x = \left[ \frac{\epsilon_1 \epsilon_2 (\epsilon_1 a + \epsilon_2 b)}{\epsilon_2 a + \epsilon_1 b} \right]^{1/2}, \quad \eta = \left[ (\epsilon_1 a + \epsilon_2 b) \left( \frac{a}{\epsilon_1} + \frac{b}{\epsilon_2} \right) \right]^{1/2}. \tag{2}$$

Здесь  $j$  и  $j'$  определяют типы взаимодействующих зарядов ( $j=1, \xi_1=1$  соответствует электрону,  $j=2, \xi_2=-1$  — дырке),  $\nu'$  и  $\nu$  — номера слоев, где находятся эти заряды.

Гамильтониан системы представляется в виде

$$\begin{aligned}
H = & \sum_{\vec{p}, \nu, \sigma} \left( \frac{\vec{p}^2}{2m_e^*} a_{\vec{p}, \nu, \sigma}^+ a_{\vec{p}, \nu, \sigma} + \frac{\vec{p}^2}{2m_h^*} b_{\vec{p}, \nu, \sigma}^+ b_{\vec{p}, \nu, \sigma} \right) + \\
& + \frac{1}{2} \sum_{\substack{\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{q}, \\ \nu_1, \nu_2, \sigma_1, \sigma_2}} V_{\vec{q}, \nu_1, \nu_2} (a_{\vec{p}_1, \nu_1, \sigma_1}^+ a_{\vec{p}_2, \nu_2, \sigma_2}^+ a_{\vec{p}_1 + \vec{q}, \nu_2, \sigma_2} a_{\vec{p}_2 - \vec{q}, \nu_1, \sigma_1} + \\
& + b_{\vec{p}_1, \nu_1, \sigma_1}^+ b_{\vec{p}_2, \nu_2, \sigma_2}^+ b_{\vec{p}_1 + \vec{q}, \nu_2, \sigma_2} b_{\vec{p}_2 - \vec{q}, \nu_1, \sigma_1} - 2a_{\vec{p}_1, \nu_1, \sigma_1}^+ b_{\vec{p}_2, \nu_2, \sigma_2}^+ b_{\vec{p}_1 + \vec{q}, \nu_2, \sigma_2} a_{\vec{p}_2 - \vec{q}, \nu_1, \sigma_1}),
\end{aligned} \quad (3)$$

где  $a_{\vec{p}, \nu, \sigma}^+$ ,  $b_{\vec{p}, \nu, \sigma}^+$  — операторы рождения электрона и дырки с двумерным квазиимпульсом  $\vec{p}$  и проекцией спина  $\sigma$  в слое  $\nu$ ;  $m_{e,h}^*$  — эффективные массы электронов и дырок, которые полагаются равными ( $m_e^* = m_h^* = m^*$ ).

В дальнейшем мы используем следующую систему единиц:

$$E_x = \frac{m^* e^4}{\kappa^2 \hbar^2} = 1, \quad a_x = \frac{\kappa \hbar^2}{m^* e^2} = 1, \quad (4)$$

где  $E_x$  — энергия связи двумерного экситона в периодической структуре,  $a_x$  — его радиус.

Энергию основного состояния ЭДЖ на пару частиц можно представить в виде

$$E = \frac{1}{r_s^2} - \frac{8\sqrt{2}}{3\pi r_s} + \int_0^\infty I(q) dq, \quad (5)$$

где первые два слагаемых определяют энергию в приближении Хартри—Фока, а третье слагаемое — корреляционная энергия, которая представляется в виде интеграла по передаваемому импульсу  $q$ . Здесь и в дальнейшем  $q$  измеряется в единицах фермиевского импульса  $k_F$ , который связан с поверхностной плотностью электронов (дырок)  $n$  и средним расстоянием  $r_s$  следующим образом:  $k_F = \sqrt{2\pi n} = \sqrt{2} r_s^{-1}$ .

Мы будем пользоваться интерполяционным методом Нозьера—Пайнса (8,9). В рамках этого метода вклады в корреляционную энергию от различных передаваемых импульсов вычисляются явно: для малых импульсов ( $q \ll 1$ ) согласно приближению хаотических фаз, для больших импульсов ( $q \gg 1$ ) берется сумма диаграмм второго порядка по взаимодействию, а в промежуточной области импульсов производится интерполяция между этими двумя предельными случаями.

Определим сначала корреляционную энергию в приближении хаотических фаз. С формальной точки зрения электронно-дырочную плазму в периодических многослойных структурах можно рассматривать как некую  $2M$ -компонентную двумерную плазму, где  $M$  — число слоев данного типа. При этом фурье-образ потенциала взаимодействия между частицами, которые принадлежат различным компонентам плазмы, определяется выражением (1). Используя метод, примененный в работе (10), можно в приближении хаотических фаз определить

функцию линейной реакции и, следовательно, корреляционную энергию на пару частиц:

$$E_{\text{корр}} = -\frac{n}{(2\pi)^2} \int d^2q \int_0^\infty dW \int_0^{2\pi} dy \int_0^1 \frac{d\lambda}{\lambda} \left\{ \frac{2\lambda V_{q,y} \Pi_0(q, W)}{1 - 2\lambda V_{q,y} \Pi_0(q, W)} - 2\lambda V_{q,y} \Pi_0(q, W) \right\}, \quad (6)$$

где

$$V_{q,y} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} V_{q,\nu}^{||} e^{i\nu y} = \frac{\sqrt{2\pi} r_s}{q} \frac{\text{sh}(\sqrt{2\eta} q / r_s)}{\text{ch}(\sqrt{2\eta} q / r_s) - \cos y}, \quad (7)$$

$$\Pi_0(q, W) = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{f_0(\vec{q}' + \vec{q}) - f_0(\vec{q}')}{\vec{q}' \vec{q} + q^2 / 2 - iW} d^2q', \quad (8)$$

$\Pi_0(q, W)$  — поляризационный оператор, а  $f_0(\vec{q})$  — функция распределения при нулевой температуре для электронов (дырок).

Таким образом, для подынтегральной функции  $I(q)$  в пределе малых  $q$  можно получить

$$I_1(q) = -\frac{2\sqrt{2}}{\pi r_s} q + \frac{2\eta^{1/2}}{\pi r_s^2} q^2 \left( \ln \frac{8r_s}{\eta^{1/2} q} - 1 \right), \quad q \ll 1. \quad (9)$$

В случае же больших  $q$ , ограничиваясь вкладом сумм вакуумных диаграмм второго порядка, получим

$$I_2(q) = -\frac{\sqrt{2} r_s}{\eta q^4} + \frac{1}{2q^3}, \quad q \gg 1. \quad (10)$$

Здесь первое слагаемое определяется вкладом прямых, а второе — обменных диаграмм, причем последнее в интересующем нас случае всегда значительно меньше первого. Это связано с тем обстоятельством, что обменное взаимодействие в отличие от прямого осуществляется только между однотипными зарядами, находящимися в одном и том же слое.

Мы проводим сшивание с помощью прямой, которая соединяет точку  $q=1$  на кривой  $I_1$  с точкой, где  $I_2 = -0,2$  (рис. 1).

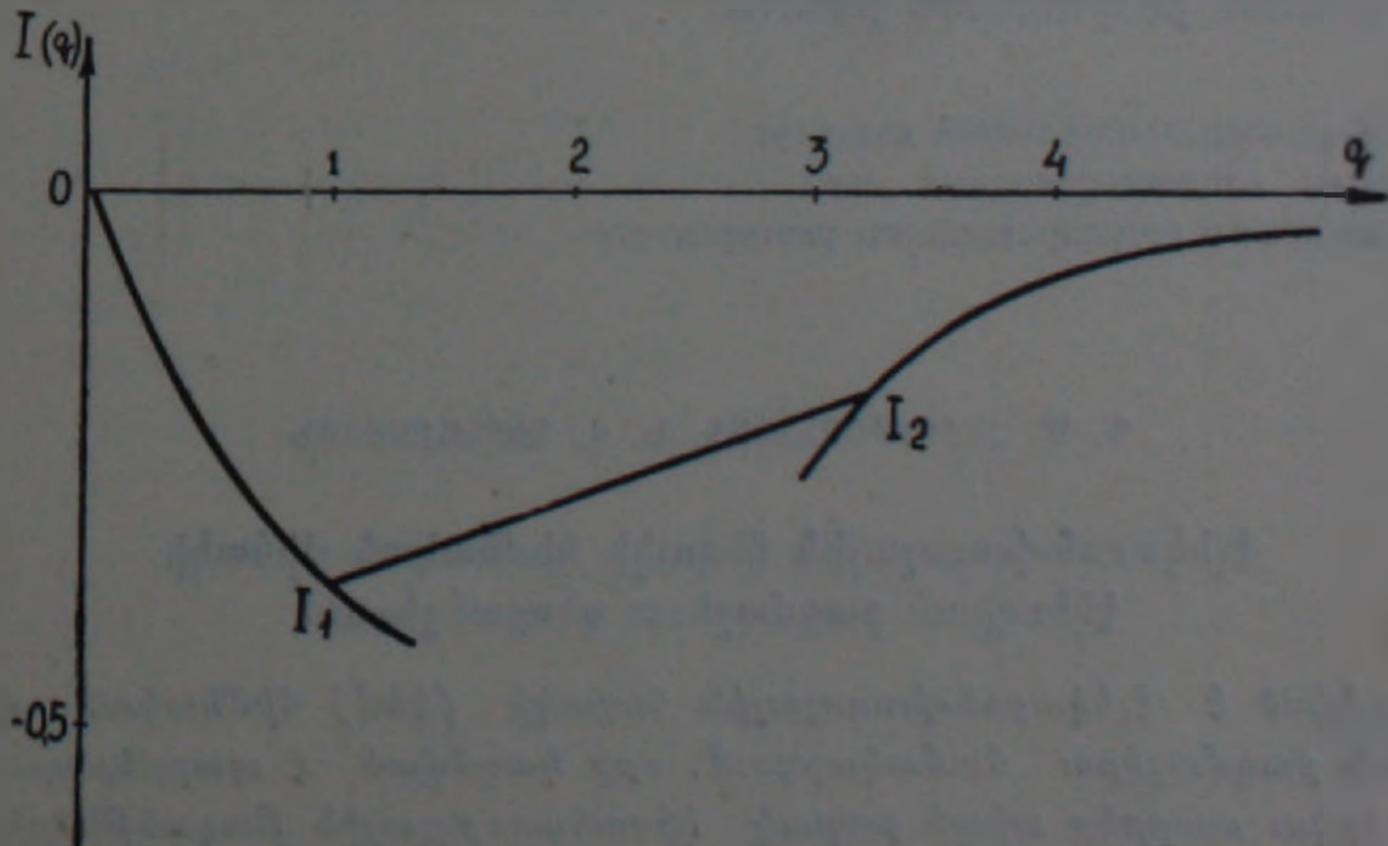


Рис. 1. Разложение функции  $I(q)$  при больших и малых импульсах для  $r_s=1,5$  и  $\eta=0,1$

На рис. 2 представлена энергия основного состояния как функция от  $r_s$ . Точка минимума  $r_s^0$  этой функции находится в области относительно умеренных плотностей ( $r_s^0 \sim 1$ ). Оказывается, что ЭДЖ в периодических структурах может быть энергетически более выгодной, чем газ экситонов. Причем, как это следует из выражений (9), (10), с уменьшением  $\eta$  равновесная энергия ЭДЖ по абсолютной величине увеличивается (при  $\eta=0,2$ ,  $r_s^0=1,5$  и  $E_{\min}=-1,06$ ; при  $\eta=0,1$ ,

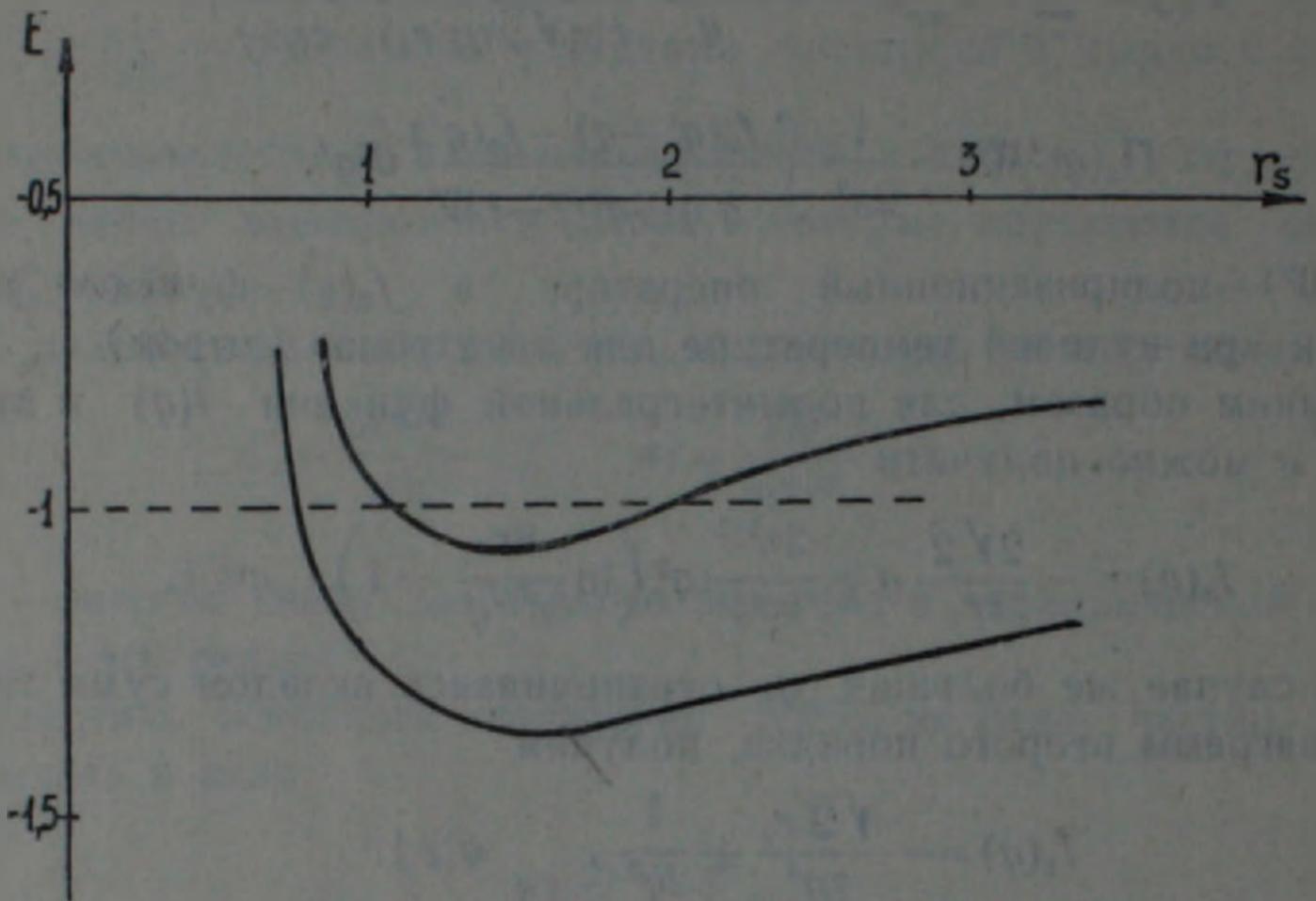


Рис. 2. Энергия основного состояния как функция  $r_s$ . Кривые соответствуют случаям  $\eta=0,2$  и  $\eta=0,1$

$r_s^0=1,5$  и  $E_{\min}=-1,38$ ). Отметим, что при  $a=0$  полученное нами значение равновесной энергии ЭДЖ заметно (примерно в два раза) отличается от соответствующей величины, приведенной в работе (4).

В заключение авторы выражают благодарность Г. М. Авакянцу за обсуждение результатов работы.

Научно-исследовательский институт  
физики конденсированных сред  
Ереванского государственного университета

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Խ. Վ. ՆԵՐՎԱՐԱՐՅԱՆ

էլեկտրոն-խոռոչային հեղուկի հիմնական վիճակի  
էներգիան բազմաշերտ գերցանցերում

Հաշվված է էլեկտրոն-խոռոչային հեղուկի (էհՀ) հիմնական վիճակի էներգիան բազմաշերտ համակարգում, որը կազմված է սյարբերաբար հաջորդող երկու տարբեր տիպի բարակ կիսահաղորդչային թաղանթներից: Այդ համակարգում էլեկտրոնային սպեկտրի անիզոտրոպիան և կուլոնյան փոխ-

աղղեցության առանձնահատկութիւնները նպաստում են էՆՀ առաջացմանը: Պարզվում է, որ էՆՀ ավելի նպաստավոր էներգետիկ վիճակ է, քան էքսիտոնային գազը: Որոշված է էՆՀ հիմնական վիճակի էներգիայի կախվածութիւնը շերտերի դիէլեկտրիկ թափանցելիութիւններից և նրանց լայնութիւններից:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- <sup>1</sup> Y. Kuramoto, H. Kamimura, J. Phys. Soc. Japan, vol. 37, 716 (1974). <sup>2</sup> E. A. Андрюшин, А. П. Силин, ФТТ, т. 18, 2130 (1976). <sup>3</sup> E. A. Андрюшин и др., Письма в ЖЭТФ, т. 24, 210 (1977). <sup>4</sup> E. A. Андрюшин, А. П. Силин, ФТТ, т. 19, 1405 (1977). <sup>5</sup> E. A. Андрюшин и др., ЖЭТФ, т. 79, 1509 (1980). <sup>6</sup> Г. М. Арутюнян, X. В. Неркарарян, ФТТ, т. 23, 225 (1981). <sup>7</sup> Г. М. Арутюнян, X. В. Неркарарян, Изв. АН АрмССР, Физика, т. 17, 63 (1982). <sup>8</sup> P. Nozleres, D. Pines, Phys. Rev., vol. 111, 442 (1958). <sup>9</sup> M. Combescof, Phys. Rev., vol. B 10, 5045 (1974). <sup>10</sup> P. Vashishta e. a. Nuovo Cimento, 23 B, 172 (1974).