уменьшения толщины пленки ($d = 0.8\,\mu$m) методом химического травления влияние этого магнитожесткого слоя увеличивается настолько, что делает возможным существование СД (рис. 1,b) и после снятия воздействия внешнего магнитного поля. Таким образом, впервые в пленках данного типа наблюдалось существование СД при полном отсутствии внешнего магнитного поля.

Список литературы

[1] Гесь А.П., Федотова В.В., Богуш А.К., Горбачевская Т.А. Письма в ЖЭТФ **52**, *9*, 1079 (1990).

[2] Летюк Л.М., Журавлев Г.И. Химия и технология ферритов. Л. (1985). 194 с.

УДК 539.293:539.2.012

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Э.М.Эпштейн

Научно-исследовательский «Платан»,
141120, Фрязино, Московская обл., Россия

(Поступило в Редакцию 30 декабря 1994 г.)

Исследование резонансных туннельных структур является одним из основных направлений в быстро развивающейся физике квазидвумерных полупроводниковых систем. В большинстве работ этого направления рассматриваются особенности вольт-амперных характеристик таких структур. Заслуживают внимания, однако, и коллективные эффекты в этих системах. Целью настоящей работы является рассмотрение плазменных колебаний в туннельно-связанных квантовых ямах.

Ограничимся простейшей ситуацией, когда заполнены лишь низшие подзоны размерного квантования в квантовых ямах и последние можно рассматривать как параллельные ямы с двумерным электронным газом, которые в дальнейшем для краткости мы будем называть просто «параллельные двумерные электронные газы (2МЭГ)». Предположим также, что расстояние между плоскостями 2МЭГ мало по сравнению с длиной рассеяния электронов. Тогда система, состоящая из двух параллельных 2МЭГ в плоскостях $z = z_a$ и $z = z_b$ с туннелированием между ними, будет описываться гамильтонианом

$$H = \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_a(\mathbf{p}) a^+_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_b(\mathbf{p}) b^+_{\mathbf{p}} b_{\mathbf{p}} \sum_{\mathbf{p}} T(\mathbf{p})(a^+_{\mathbf{p}} b_{\mathbf{p}} + b^+_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}}) +$$

$$+ \sum_{\mathbf{p},\mathbf{k}} \Big[\varphi(\mathbf{k}, \mathbf{z_a}) a^+_{\mathbf{p}+\mathbf{k}} a_{\mathbf{p}} + \varphi(\mathbf{k}, z_b) b^+_{\mathbf{p}+\mathbf{k}} b_{\mathbf{p}}\Big], \qquad (1)$$

где $\mathbf{p}$ — двумерный квазиимпульс, $a^+_{\mathbf{p}}$, $a_{\mathbf{p}}$ и $b^+_{\mathbf{p}}$, $b_{\mathbf{p}}$ — операторы рождения и уничтожения электронов в двух 2МЭГ, $\varepsilon_a(\mathbf{p})$ и $\varepsilon_b(\mathbf{p})$ — соответствующие энергии электронов (предполагается $\varepsilon_{a,b}(\mathbf{p}) p^2/2m_{a,b}$),

$T(\mathbf{p})$ — матричный элемент туннелирования. Самосогласованный кулоновский потенциал $\varphi(\mathbf{q},z)$ определяется уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2\varphi(\mathbf{q},z)}{\partial z^2} - q^2\varphi(\mathbf{q},z) = -\frac{4\pi e^2}{\varphi}\sum_{\mathbf{p}}\Big[\langle a^+_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}a_{\mathbf{p}}\rangle\times$$
$$\times\delta(z-z_a) + \langle b^+_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}b_{\mathbf{p}}\rangle\delta(z-z_b)\Big], \qquad (2)$$

где угловые скобки означают усреднение по равновесному распределению, $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость среды, в которой находятся 2МЭГ; используется система единиц, где $\hbar = 1$.

Уравнения движения для величин $\langle a^+_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}a_{\mathbf{p}}\rangle$ и $\langle b^+_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}b_{\mathbf{p}}\rangle$ из-за туннелирования содержат в правой части средние $\langle a^+_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}b_{\mathbf{p}}\rangle$ и $\langle b^+_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}a_{\mathbf{p}}\rangle$. Составляя соответствующие уравнения движения и используя, как обычно (см., например, [1]), приближение случайных фаз, находим правую часть уравнения (2), содержащую $\varphi(\mathbf{q},z_{a,b})$. В результате из (2) получается дисперсионное уравнение для плазменных колебаний

$$\left[1+\frac{2\pi e^2}{\varkappa q}\Pi_a(\mathbf{q},\omega)\right]\left[1+\frac{2\pi e^2}{\varkappa q}\Pi_b(\mathbf{b},\omega)\right] -$$
$$-\left(\frac{2\pi e^2}{\varkappa q}\right)^2\Pi_a(\mathbf{q},\omega)\Pi_b(\mathbf{q},\omega)\exp(-2qL) = 0, \qquad (3)$$

где $L = |z_a - z_b|$ — расстояние между 2МЭГ, $\Pi_{a,b}(\mathbf{q},\omega)$ — поляризационные операторы 2МЭГ с учетом туннелирования.

$$\Pi_a(\mathbf{q},\omega) = \sum_{\mathbf{p}}\Big[n_a(\mathbf{p}-\mathbf{q}) - n_a(\mathbf{p})\Big]\Big[\varepsilon_a(\mathbf{p}) - \varepsilon_a(\mathbf{p}-\mathbf{q}) -$$
$$-\omega - \frac{T^2(\mathbf{p})}{\varepsilon_a(\mathbf{p}-\mathbf{q}) - \varepsilon_b(\mathbf{p}) + \omega} - \frac{T^2(\mathbf{p}-\mathbf{q})}{\varepsilon_b(\mathbf{p}-\mathbf{q}) - \varepsilon_a(\mathbf{p}) + \omega}\Big]^{-1}, \qquad (4)$$

Π_b получается из Π_a перестановкой индексов a и b, $n_{a,b}$ $(\mathbf{p})$ — числа заполнения электронных состояний в 2МЭГ.

От известного дисперсионного уравнения для плазмонов в системе из двух параллельных 2МЭГ, связанных только кулоновским взаимодействием (в отсутствие туннелирования) [2,3], полученное дисперсионное уравнение отличается лишь видом поляризованного оператора (4).

Рассмотрим случай одинаковых 2МЭГ, когда $m_a = m_b = m$, $n_a(\mathbf{p}) = n_b(\mathbf{p}) = n(\mathbf{p})$. Предполагая 2МЭГ вырожденными, можно принять, что основной вклад в туннелирование вносят электроны вблизи уровня Ферми (см., например, [4]), и заменить функцию $T(\mathbf{p})$ постоянной величиной, не зависящей от $\mathbf{p}$, $T(\mathbf{p}) \simeq T(p_F) \equiv T$. При $q \ll p_F$, r_{B}^{-1} (r_{B} — эффективный боровский радиус) дисперсионные уравнения (3),(4) сводятся к виду

$$\frac{(\omega^2+2T^2)^2}{\omega^2-2T^2} = \frac{2\pi e^2 N_s q}{\varkappa m}[1\pm\exp(-qL)] = \Omega^2_\pm(\mathbf{q}), \qquad (5)$$

где $N_s = p_F^2/2\pi$ — концентрация электронов в каждом из 2МЭГ.

При $T = 0$ получается известный закон дисперсии $\omega = \Omega_\pm(\mathbf{q})$ для связанных 2МЭГ в отсутствие туннелирования [2,3]. В общем случае ($T \neq 0$) закон дисперсии имеет вид

$$\omega(\mathbf{q}) = \frac{\Omega_\pm}{\sqrt{2}}\sqrt{1 - \frac{4T^2}{\Omega_\pm^2} \pm \sqrt{1 - \frac{16T^2}{\Omega_\pm^2}}}. \tag{6}$$

Знаки у Ω и перед внутренним радикалом выбираются независимо, так что всего имеются четыре ветви.

Из (5), (6) следует существование в спектре минимальной частоты $\omega_{\min} = T\sqrt{2}$ и минимального волнового числа, соответствующего частоте $\omega = T\sqrt{6}$ и равного (при $qL \gg 1$)

$$q_{\min}^{\text{opt}} = \frac{4\varkappa m T^2}{\pi e^2 N_s} \tag{7}$$

для оптической моды (верхний знак у Ω) и

$$q_{\min}^{\text{ac}} = \left(\frac{8\varkappa m T^2}{\pi e^2 N_s L}\right)^{1/2}$$

для акустической моды (нижний знак у Ω).

Полученные соотношения позволяют непосредственно определять вероятность туннелирования по результатам измерения спектров плазмонов в резонансных туннельных структурах.

Список литературы

[1] Пайнс Д. Проблема многих тел. М. (1963). 192 с.
[2] Das Sarma S., Madhumkar A. Surf. Sci. **98**, 563 (1980); Phys. Rev. **B23**, 805 (1981).
[3] Витлина Р.З., Чаплик А.В. ЖЭТФ **81**, *3*, 1011 (1981).
[4] Кулик И.О., Янсон И.К. Эффект Джозефсона в сверхпроводящихх туннельных структурах. М. (1970). 272 с.