

Из литературы [6] известно, что величина спин-орбитального расщепления составляет ~ 0.9 эВ, поэтому коротковолновый пик при 0.85 эВ мы связываем с переходом $V_3 \rightarrow V_1$, что же касается пиков при энергиях 0.29 и 0.44 эВ, то воспроизводимость и стабильность их положения во всех исследованных образцах только p -типа проводимости дают нам возможность предположить, что они связаны с переходами между подзонами валентной зоны. Этот вопрос требует дальнейшего исследования.

Таким образом, показано, что компенсированные, высокоомные образцы InSb p -типа проводимости обладают достаточной фоточувствительностью в коротковолновой области спектра, что позволяет расширить спектральный диапазон его использования.

Список литературы

- [1] Spitzer W. G., Fan H. Y. // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 6. P. 1893—94.
- [2] Goheli G. W., Fan H. Y. // Phys. Rev. 1960. V. 119. N 2. P. 613—620.
- [3] Laff R. A., Fan H. Y. // Phys. Rev. 1961. V. 121. N 1. P. 53—62.
- [4] Stern F., Talley R. M. // Phys. Rev. 1957. V. 108. N 1. P. 158—159.
- [5] Мирианашвили Ш. М. // Автореф. канд. дис. Тбилиси, 1969.
- [6] Хилсум К., Роуз-Инс А. Полупроводники типа $A^{III}B^V$. М., 1963. 323 с.

Тбилисский государственный университет

Получено 3.02.1989
Принято к печати 14.11.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯДОВ ВБЛИЗИ ДВУМЕРНЫХ СЛОЕВ

Ильченко Л. Г., Огенько В. М.

В настоящее время неоднородные системы становятся объектом интенсивного изучения. Присутствие в объеме твердых тел двумерных структурных дефектов — поверхностей, границ бикристаллов, δ -слоев и других — может сопровождаться в ряде случаев появлением двумерных (квазидвумерных) слоев свободных носителей ($2D$), которые могут оказывать существенное влияние на характер экранированного взаимодействия [1, 2]. Особенно большой интерес в последнее время вызывает исследование плоскостей двойниковогопапия (ПД), присутствие которых в объеме полупроводников может сопровождаться возникновением $2D$ -электронных (дырочных) слоев и способствовать возникновению ряда интересных коллективных эффектов, в частности локального изменения температуры сверхпроводящего перехода [3, 4]. Интерес к исследованию $2D$ -слоев и их влияния на объемные характеристики стимулируется также структурой целого ряда материалов (слоистых соединений, сверхрешеток, интеркалированного графита, керамических высокотемпературных сверхпроводников и др.), характерной особенностью которых является наличие двумерных (квазидвумерных) слоев свободных носителей.

В настоящей работе на основе полученной в приближении зеркального отражения электронов функции Грина продольного (кулоновского) поля в симметричной системе сред с пространственной дисперсией [5, 6] вычислен ход потенциальной электростатической энергии заряда вблизи $2D$ -слоя электронов (дырок). При этом эффекты пространственной дисперсии, обусловленные экранировкой зарядов свободными носителями, учитываются в рамках приближения Томаса—Ферми (ПТФ) для вырожденного или Дебая—Хюккеля для невырожденного газа электронов (дырок).

В работе вычислено также экранированное кулоновское взаимодействие двух зарядов, находящихся в объеме твердого тела вблизи $2D$ -слоя, и показано, что экранированное взаимодействие между зарядами в присутствии $2D$ -слоев заметно ослабляется по сравнению с однородной средой.

Для вычисления хода электростатического потенциала точечного заряда и экранированного взаимодействия двух зарядов в прилегающей к $2D$ -слою области будем исходить из модели трехслойной системы сред [5, 6], в которой среда, описываемая функцией диэлектрической проницаемости (ПТФ)

$$\varepsilon(k_{\perp}, q) = \varepsilon \left(1 + \frac{\chi^2}{k_{\perp}^2 + q^2} \right), \quad (1)$$

где $\chi = (6\pi e^2 n / \varepsilon E_F)^{1/2}$ — обратный радиус экранирования Томаса—Ферми, n и E_F — концентрация и фермиевская энергия электронов (дырок) в объеме, разделена размерно-квантованным слоем свободных носителей толщиной L , функцию диэлектрической проницаемости которого, ограничиваясь рассмотрением предельного случая заполнения одной двумерной подзоны, можно представить в виде [7]

$$\varepsilon_0(k_{\perp}, q) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{4}{a_0^* L (k_{\perp}^2 + q^2)} \operatorname{Re} \left\{ 1 - \sqrt{1 - (2\bar{k}_F(q))^2} \right\} \right), \quad (2)$$

где $\bar{k}_F = \sqrt{2\pi n_0 L}$, n_0 — объемная концентрация носителей в размерно-квантованном слое, $a_0^* = \varepsilon \hbar^2 / m e^2$ — эффективный боровский радиус, ε — статическая и электрическая проницаемость кристаллической решетки в однородном поле, одинаковая во всей рассматриваемой системе.

Электростатическая потенциальная энергия точечного заряда e

$$V_{ii}(x) = -e^2 \int_0^{\infty} q dq \left[D_{ii}(q; x, x) + \frac{1}{2q} \right] \quad (3)$$

и электростатическое экранированное взаимодействие двух зарядов e_1 и e_2 , находящихся в среде (1) на расстояниях x и x' от размерно-квантованного слоя ($0 \leq x, x' \leq L$),

$$W_{ij}(x, x'; R) = -2e_1 e_2 \int_0^{\infty} q dq J_0(qR) D_{ij}(q; x, x') \quad (4)$$

($R = \sqrt{y^2 + z^2}$ — расстояние между зарядами вдоль слоя, $J_0(z)$ — функция Бесселя) однозначно определяются функцией Грина продольного кулоновского поля, которая имеет вид

$$D_{ii}(q; x, x') = \frac{1}{2} a(x) a(x') \left[\frac{1}{a_S(0) + a(0)} + \frac{1}{a_{\perp}(0) + a(0)} \right] - \frac{1}{2} [a(x - x') + a(x + x')], \quad (x, x' < 0; \quad x, x' > L), \quad (5)$$

$$D_{ij}(q; x, x') = \frac{a(x) a(x') [a_{\perp}(0) - a_S(0)]}{2 [a_S(0) + a(0)] [a_{\perp}(0) + a(0)]}, \quad (x < 0; \quad x' > L). \quad (6)$$

$$a(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_{\perp} e^{ik_{\perp} x}}{\varepsilon(k_{\perp}, q) (k_{\perp}^2 + q^2)},$$

$$a_{S, \perp}(0) = \frac{2}{L} \sum_{k_{\perp}^{S, \perp}} \frac{1}{\varepsilon_0(k_{\perp}, q) (k_{\perp}^2 + q^2)}, \quad (7)$$

$$k_{\perp}^S = 2n \frac{\pi}{L}; \quad k_{\perp}^{\perp} = (2n + 1) \frac{\pi}{L}; \quad n = 0; \pm 1, \pm 2, \dots$$

При $L \rightarrow 0$, когда спектр электронов в слое становится чисто двумерным $= \sqrt{2\pi N_S}$ (N_S — двумерная концентрация носителей в слое), в длинновол-

новом пределе ($q \ll 2\tilde{k}_F$) из (5)–(7) с учетом (1), (2) для функции Грина двух зарядов, находящихся по одну сторону слоя, получаем

$$D_{ii}(q; x, x') = -\frac{1}{2\epsilon\sqrt{q^2+x^2}} \left[1 - \frac{x_2D}{x_2D + \sqrt{q^2+x^2}} \exp\{-(x+x')\sqrt{q^2+x^2}\} \right], \quad (8)$$

$(x, x' < 0; x, x' > 0),$

а для зарядов, находящихся по разные стороны слоя, имеем

$$D_{ij}(q; x, x') = -\frac{\exp\{-(|x|+x')\sqrt{q^2+x^2}\}}{2\epsilon(x_2D + \sqrt{q^2+x^2})}, \quad (x < 0; x' > 0), \quad (9)$$

$x_2D = 2\pi e^2 N_S / \epsilon \tilde{E}_F$ — обратный радиус экранирования [7], \tilde{E}_F — фермиевская энергия носителей в $2D$ -слое.

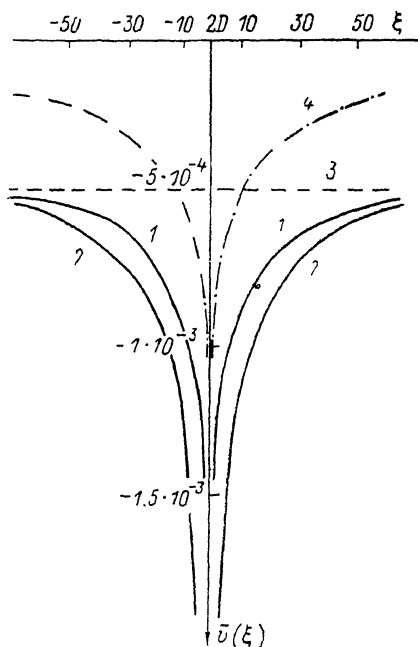
Из (3) с учетом (8) для электростатического потенциала заряда получаем

$$V_{ii}(x) = V_0 + \frac{e^2 x_2D}{2\epsilon} e^{2x_2Dx} \text{Ei}[-2x(x+x_2D)], \quad (10)$$

где $\text{Ei}(-z)$ — интегральная экспонента, а $V_0 = -e^2 x / 2\epsilon$ — потенциальная электростатическая энергия точечного заряда при $x \rightarrow \pm\infty$. Из (10) при $x_2Dx \gg 1$ получим следующее асимптотическое выражение:

$$V_{ii}(x) \approx V_0 - \frac{e^2}{4\epsilon x} \frac{x_2D}{x_2D+x} e^{-2xx}. \quad (11)$$

На рисунке представлен ход электростатического потенциала $v_{ii}(\xi) \equiv V_{ii}(a_0/e^2)$ от расстояния $\xi = x/a_0$ (a_0 — борковский радиус) к $2D$ -слою. Кривая 1 соответствует $x_2D = 1.9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, а кривая 2 — $x_2D = 9.45 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ при $n = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 10$ и $x = 1.9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. Кривой 4 показан ход потенциала $v_{ii}(\xi)$ при «внесении» $2D$ -слоя в среду с $\epsilon(\mathbf{k}) = \epsilon = \text{const}$, рассчитанный по формуле



Зависимость безразмерной электростатической энергии $v \equiv V_{ii}(a_0/e^2)$ от $\xi = x/a_0$ вблизи $2D$ -слоя ($\xi=0$), вычисленная при $\epsilon=10$, $n=10^{21} \text{ см}^{-3}$, $x=2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $x_2D=1.9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ (1) и $x_2D=9.45 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ (2).

3 — электростатическая энергия заряда $q_0 = -\kappa a_0 / 2\epsilon$ в объеме (ПТФ), 4 — зависимость $v(\xi)$ в отсутствие экранировки в объеме.

$$V_{ii}(x) = \frac{e^2 x_2D}{2\epsilon} e^{2x_2Dx} \text{Ei}_1^2(-2x_2Dx) \xrightarrow{x_2Dx \gg 1} -\frac{e^2}{4\epsilon x} \left(1 - \frac{1}{2x_2Dx} \right). \quad (12)$$

Как видим, появление $2D$ -слоя в объеме твердого тела приводит к существенному изменению хода электростатического потенциала в прилегающей к слою области.

Определим изменение кулоновского взаимодействия двух зарядов, когда между ними находится $2D$ -слой свободных носителей ($R=0$). Из (4) с учетом (9) ($x < 0, x' > 0$), обозначая $|x|+x'=r$, имеем

$$W_{ij}(r) = \frac{e_1 e_2}{\epsilon r} e^{-xr} \{ 1 + x_2D r \exp[r(x+x_2D)] \text{Ei}[-r(x+x_2D)] \}, \quad (13)$$

откуда при $x_2Dr \gg 1$ получаем

$$W_{ij}(r) \approx \frac{e_1 e_2}{\epsilon r} e^{-xr} \frac{x}{x+x_2D} \left(1 + \frac{1}{xr} \right). \quad (14)$$

Из (13), (14) видно, что присутствие $2D$ -слоя между взаимодействующими зарядами приводит к существенному ослаблению электростатического отталкивания по сравнению с однородной средой $W_0(r) = \frac{e_1 e_2}{\epsilon r} e^{-\kappa r}$.

Ослабление кулоновского взаимодействия получаем и в случае, когда оба заряда находятся по одну сторону слоя $x, x' > 0$ на расстоянии R вдоль слоя. При $x \gg (a_0^* x^2)^{-1}$ из (4) с учетом (8) ($x=x'$) имеем

$$W_{ii}(x, R) \approx \frac{e_1 e_2}{\epsilon R} e^{-\kappa R} \left\{ 1 - \frac{R}{\sqrt{R^2 + 4x^2}} \exp[-\kappa(R - \sqrt{R^2 + 4x^2})] \right\}. \quad (15)$$

Для полупроводников (диэлектриков), когда экранировкой свободными носителями в объеме можно пренебречь $\epsilon(\mathbf{k}) = \epsilon = \text{const}$, кулоновская энергия притяжения электрона и дырки при наличии между ними $2D$ -слоя также ослабляется и имеет вид ($R=0$)

$$W_{ij}(r) = -\frac{e_1 e_2}{\epsilon r} \left\{ 1 + \kappa_{2D} r e^{\kappa_{2D} r} \text{Ei}(-\kappa_{2D} r) \right\}, \quad (16)$$

откуда при $\kappa_{2D} r \gg 1$ получаем

$$W_{ij}(r) \approx -\frac{e_1 e_2}{\epsilon \kappa_{2D} r^2}, \quad (17)$$

тогда как при $R \neq 0$ асимптотика экранированного носителями слоя взаимодействия ($x \gg a_0^*$) приобретает диполь-дипольный характер

$$W_{ij}(r, R) \approx -\frac{2e_1 e_2 r}{\kappa_{2D} (R^2 + 4x^2)^{3/2}} \xrightarrow{R \gg x} -\frac{e_1 e_2 r a_0^{*2}}{\epsilon R^3}, \quad (18)$$

а для электрона и дырки, находящихся по одну сторону слоя, получаем известное выражение ($x \gg a_0^*$)

$$W_{ii}(x, R) \approx -\frac{e_1 e_2}{\epsilon R} \left(1 - \frac{R}{\sqrt{R^2 + 4x^2}} \right) \xrightarrow{R \gg x} -\frac{2e_1 e_2 x^2}{\epsilon R^3}, \quad (19)$$

соответствующее взаимодействию двух зарядов в полупроводнике $\epsilon = \text{const}$ (в вакууме $\epsilon = 1$) вблизи границы с металлом.

Как следует из (16)—(19), присутствие $2D$ -слоев в полупроводнике изменяет характер кулоновского притяжения между зарядами разного знака, существенно ослабляя его. Такое ослабление электрон-дырочного притяжения может привести, например, к «гашению» экситонов Ванье—Мотта вблизи двумерных дефектов в твердых телах (ПД, границ бикристаллов, поверхностей и т. д.), которые могут стимулировать появление $2D$ -слоев свободных носителей.

Наличие $2D$ -слоев заметно ослабляет отталкивание между объемами зарядами одного знака, находящимися в прилегающей к $2D$ -слою области. Поскольку целый ряд материалов имеет резко выраженную анизотропную структуру, характеризующуюся наличием двумерных (квазидвумерных) слоев свободных носителей, не исключено, что ослабление кулоновского взаимодействия между зарядами, находящимися вне $2D$ -слоев, может оказывать определенное влияние на многие характеристики данных материалов.

В заключение выражаем благодарность Л. Г. Гречко, Э. А. Пашицкому, А. Я. Шкуру за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Завааричкая Э. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 3 (9). С. 952—967.
- [2] Ильченко Л. Г. // УФЖ. 1987. Т. 32. В. 6. С. 890—893.
- [3] Набутовский В. М., Шапиро Б. Н. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 1. С. 422—431.
- [4] Хлюстикова И. Н., Буздин А. И. // УФН. 1988. Т. 155. В. 1. С. 47—88.
- [5] Ильченко Л. Г., Пашицкий Э. А., Романов Ю. А. // ФТТ. 1980. Т. 22. В. 9. С. 2700—2710.

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

МАГНИТОФОНОННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПРОВОДИМОСТИ С ЧАСТОТой КОРОТКОВОЛНОВОГО АКУСТИЧЕСКОГО ФОНОНА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ПОЛУПРОВОДНИКА

Блох М. Д.

Обычные магнитофононные осцилляции Гуревича—Фирсова [1] имеют частоту длинноволнового оптического фонона. Малый волновой вектор фонона обусловлен законом сохранения импульса вдоль магнитного поля, обеспечивающим резонансный переход электрона между основаниями подзон Ландау. Однако вблизи границы полупроводника — около поверхности, в области гетероперехода, в пленке — трансляционная симметрия отсутствует и не навязывает сохранения поперечного к границе импульса в акте электрон-фононного взаимодействия. Поэтому в нормальном к поверхности раздела квантующем магнитном поле резонансный переход электрона возможен и с участием (испусканием или поглощением) коротковолнового акустического фонона — коротковолновый магнитофононный резонанс (КВМФР). Характерная частота такого резонанса соответствует частоте акустического фонона в особой точке фононного спектра.

Вычислим резонансный вклад в проводимость невырожденных электронов вдоль поверхности раздела в поперечном к ней магнитном поле $\mathbf{H}=(0, 0, H)$. Чтобы учесть границу, матричный элемент электрон-фононного взаимодействия будем вычислять с волновыми функциями, z -я часть которых имеет вид $\sin(k_z z + \varphi)$. Здесь фаза φ , вообще говоря, зависит от импульса электрона k_z вдоль магнитного поля. При малых k_z , актуальных в КВМФР, будем считать что φ принимает некоторое конечное значение φ_0 , определяемое моделью потенциала границы. С учетом того, что для проекций импульсов резонансных фононов q_z и электронов в начальном k_z и конечном k'_z состояниях имеет место неравенство $q_z \gg k_z, k'_z$, получим для осциллирующей части двумерной проводимости вдоль границы

$$\sigma = \frac{8 \sin^2 \varphi_0 e^2 m^2 n l^4}{\sqrt{\pi} \hbar^2 (2mT)^{3/2}} \sum_{\substack{n, n' \\ (n > n')}} \exp \left[-\frac{(n-n') \hbar \omega_c}{T} \right] \int d^3 q \frac{V |c_q|^2}{(2\pi)^3} (n_q + 1) \times \\ \times I_{nn'}(u) \left(\frac{q_y}{q_x} \right)^2 \exp \left(-\frac{\hbar \Delta_{nn'}^q}{2T} \right) K_0 \left(\frac{\hbar |\Delta_{nn'}^q|}{2T} \right),$$

где n — концентрация электронов, l — магнитная длина, n_q — числа заполнения фононов, V — объем системы, ω_c — циклотронная частота, c_q — фурье-образ потенциала электрон-фононного взаимодействия, $I_{nn'}(u) = e^{-u} u^{n-n'} [L_{n-n'}^n(u)]^2$, $u = \frac{1}{2} (q_{\perp} l)^2$, $q_{\perp} = (q_x, q_y)$, L_N^M — нормированный полином Лагерра, $K_0(x)$ — функция Макдональда, $\Delta_{nn'}^q = \omega_q - (n-n') \omega_c$, ω_q — частота акустического фонона вблизи особой точки спектра.

Выражение (1) позволяет оценить величину проводимости в условиях КВМФР по сравнению с аналогичной величиной при длинноволновом МФР. Для этого надо знать вид c_q при больших q , который можно найти, используя