

Ширина спектральной функции квазичастиц в двумерном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием

© И.А. Нечаев^{*,**}, Е.В. Чулков^{**,***}

* Костромской государственной университет им. Н.А. Некрасова, Кострома, Россия

** Donostia International Physics Center (DIPC), San Sebastián, Basque Country, Spain

*** Departamento de Física de Materiales, Facultad de Ciencias Químicas, UPV/EHU and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, San Sebastián, Basque Country, Spain

E-mail: ianechaev@mail.ru

(Поступила в Редакцию 24 ноября 2008 г.)

Представлены результаты исследования в рамках G^0W^0 -приближения зависимости от волнового вектора ширины спектральной функции электронов и дырок в изотропном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Таким электронным газом моделировались двумерные системы, образуемые электронами в слоях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ различных гетероструктур, а также электронами поверхностных состояний на поверхности $\text{Au}(111)$. Показано, к каким изменениям в ширине спектральной функции приводит наличие спин-орбитального взаимодействия и как ее значение зависит от индекса ветви расщепленного этим взаимодействием энергетического спектра.

Работа выполнена при поддержке университета Страны басков (грант № GIC07IT36607) и Министерства науки и технологии Испании (грант № FIS2004-06490-C03-01).

PACS: 71.10.-w, 71.70.Ej

1. Введение

В последнее время в физике конденсированного состояния и в полупроводниковой электронике наибольший интерес вызывают (квази) двумерные электронные системы, которые образуют, например, электроны поверхностных состояний металлов и электроны в гетеропереходах или в сверхтонких слоях металлов на диэлектрической подложке. В силу нарушения симметрии инверсии в направлении, перпендикулярном плоскости залегания указанных электронных систем, возникает спин-орбитальное взаимодействие (СОВ), часто называемое СОВ Рашбы [1]. Силой этого взаимодействия можно управлять, например, изменением стехиометрии поверхностного сплава [2] или приложенным электрическим полем [3–5]. Наличие такого взаимодействия предоставляет возможность манипулировать спином электрона без использования внешнего магнитного поля, что положительно сказывается на размерах и функциональности устройств спиновой электроники (спинтроники).

При рассмотрении (квази) двумерных систем в рамках теории систем взаимодействующих электронов отправной точкой является модель двумерного электронного газа (ДЭГ). Одной из центральных величин этой теории является время жизни квазичастичных возбуждений τ , обусловленное неупругим электрон-электронным рассеянием. Совместно со скоростью квазичастиц время жизни определяет длину свободного пробега — важную характеристику динамики квазичастиц в многоэлектронной системе. Величина, обратная времени жизни,

представляет собой скорость затухания возбуждений и соответствует ширине квазичастичной спектральной функции [6]. Изучению обратного времени жизни квазичастичных возбуждений и механизмов формирования этой величины как в модельных системах, так и в реальных материалах без СОВ посвящено большое количество работ (см., например, публикации [7–10] и обзоры [11,12]). Однако СОВ приводит к расщеплению электронного спектра, что в свою очередь может модифицировать ширину спектральной функции квазичастиц, полученную без учета СОВ. В связи с использованием двумерных электронных систем при разработке современных электронных приборов изучение этой величины в двумерных электронных системах с СОВ становится актуальным.

Гамильтониан, описывающий изотропный¹ двумерный электронный газ с СОВ (в работе используется атомная система единиц, т.е. $e^2 = \hbar = m_e = 1$),

$$H_R = -\frac{\nabla^2}{2m^*} - i\alpha_R \left(\sigma_x \frac{\partial}{\partial y} - \sigma_y \frac{\partial}{\partial x} \right), \quad (1)$$

может быть диагонализирован с собственными значениями

$$E_{\mathbf{k}s} = \frac{\mathbf{k}^2}{2m^*} + s\alpha_R |\mathbf{k}| \quad (2)$$

¹ Описание энергетического спектра анизотропного двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием приведено, например, в работе [13].

и соответствующими собственными векторами

$$\psi_{\mathbf{k}s}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \begin{pmatrix} \chi_+^s(\mathbf{k}) \\ \chi_-^s(\mathbf{k}) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

записанными в σ_z -спиновом базисе $|\pm\rangle$ с $\chi_+^s(\mathbf{k}) = i s e^{-i\phi_{\mathbf{k}}}$ и $\chi_-^s(\mathbf{k}) = 1$. В приведенных соотношениях σ_x и σ_y представляют собой матрицы Паули, m^* — эффективная масса электрона, параметр α_R определяется СОВ, $e^{-i\phi_{\mathbf{k}}} = (k_x - ik_y)/|\mathbf{k}|$, а $s = \pm$ задает ветви энергетического спектра. Каждой ветви соответствует свой фермиевский волновой вектор $k_{\mathbf{F}}^s = k_{\mathbf{F}} - s k_R$ с $k_{\mathbf{F}} = \sqrt{2m^*\mu + k_R^2}$. Здесь μ — химический потенциал, а $k_R = m^*\alpha_R$ — радиус кольца экстремумов, где $E_{\mathbf{k}}$ достигает минимума. В то же время обе ветви характеризуются одной и той же фермиевской скоростью $v_{\mathbf{F}} = k_{\mathbf{F}}/m^*$.

В рамках модели „желе“ такое описание можно рассматривать как описание двумерной электронной системы с СОВ, соответствующее приближению Хартри. В этом смысле следующим шагом будет учет обменных эффектов в рамках приближения Хартри–Фока (см., например, работу [14]). Однако квазичастицы Хартри–Фока „живут“ бесконечно долго. Не изменит ситуацию и учет корреляционных эффектов в рамках подхода Кона–Шема. Простейшим расширением приближения Хартри–Фока в теории системы взаимодействующих электронов, которое позволяет привести в квазичастичное описание конечное время жизни, является так называемое G^0W^0 -приближение.² Так, в работе [16] в рамках этого приближения анализировалось поведение скорости затухания квазичастичных возбуждений τ^{-1} как функции волнового вектора электрона k в небольшой окрестности $k - k_{\mathbf{F}}^s \ll k_{\mathbf{F}}^s$ и при $\gamma \ll 1$, где $\gamma = k_R/k_{\mathbf{F}}$. В [16] показано, что изменения, обусловленные наличием спин-орбитального взаимодействия, не зависят от индекса s ветви энергетического спектра ДЭГ и появляются только во втором порядке по γ с некоторым логарифмическим усилением. Однако эта и многие другие работы (см., например, [17]) основываются на ряде упрощений, тогда как поведение времени жизни как функции волнового вектора, изменяющегося в широких пределах, с учетом реалистичной картины экранирования (как, например, рассмотрение зарядового и спинового отклика в работах [18–20]) исследовано не было. В связи с этим целью настоящей работы является исследование в рамках G^0W^0 -приближения того, как τ^{-1} для обеих ветвей энергетического спектра двумерного электронного газа с СОВ Рашбы зависит от k в окрестности соответствующего фермиевского волнового вектора и далеко за ее пределами, причем как для электронных, так и для дырочных возбуждений.

² Подробнее о G^0W^0 -приближении и о его сравнении в рамках модели „желе“ с другими современными методами теории систем взаимодействующих электронов см., например в [15].

В работе в качестве объектов исследования рассматривается ДЭГ с параметрами, типичными для слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, присутствующих в широко используемых гетероструктурах, а также расщепленное СОВ поверхностное состояние на поверхности $\text{Au}(111)$, которая характеризуется наибольшим среди благородных металлов значением α_R .

2. Приближения

Собственная энергия квазичастиц Σ , мнимая часть которой обуславливает τ^{-1} , в рамках G^0W^0 -приближения определяется произведением функции Грина нулевого порядка G^0 (функции Грина системы „невзаимодействующих“ частиц) и спин-независимого экранированного кулоновского потенциала W^0 , найденного в приближении хаотических фаз (ПХФ). В силу наличия СОВ функция Грина G^0 и собственная энергия Σ в спиновом базисе представляют собой недиагональные матрицы (см., например, [21])

$$\Sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \frac{i}{2\pi} \int d\omega' G_{\alpha\beta}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega') W^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega - \omega'), \quad (4)$$

$$G_{\alpha\beta}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega' A_{\alpha\beta}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega')}{\omega - \omega' + \text{sgn}(\omega' - \mu)i\delta}, \quad (5)$$

где α и β — спиновые индексы, а δ — бесконечно малая величина, характеризующая способ обхода полюсов при интегрировании. Входящая в соотношение (5) спектральная функция имеет следующий вид:

$$A_{\alpha\beta}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \sum_s \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \langle \alpha | \psi_{\mathbf{k}s}(\mathbf{r}_1) \rangle \langle \psi_{\mathbf{k}s}(\mathbf{r}_2) | \beta \rangle \times \delta(\omega - E_{\mathbf{k}s}). \quad (6)$$

Экранированный кулоновский потенциал, определяющий наряду с функцией Грина собственно энергетическую часть (4), задается соотношением

$$W^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = v_c(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \int d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'' v_c(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}') \times P^0(\mathbf{r}', \mathbf{r}''; \omega) W^0(\mathbf{r}'', \mathbf{r}_2; \omega),$$

где v_c — потенциал голого (или ослабленного средой, в которую „погружен“ двумерный электронный газ) кулоновского взаимодействия, а в ПХФ поляризационная функция имеет вид

$$P^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \Omega) = -\frac{i}{2\pi} \sum_{\alpha\beta} \int d\omega G_{\alpha\beta}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \Omega + \omega) \times G_{\beta\alpha}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega). \quad (7)$$

С учетом свойств рассматриваемой системы в импульсном представлении для P^0 получим (см., также [19])

$$P^0(\mathbf{q}, \omega) = \sum_{s s'} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} F_{\mathbf{k}, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^{s s'} \left\{ \frac{(1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}s}) f_{\mathbf{k}s'}}{\omega + E_{\mathbf{k}s'} - E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}s} + i\eta} - \frac{f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}s} (1 - f_{\mathbf{k}s'})}{\omega + E_{\mathbf{k}s'} - E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}s} - i\eta} \right\}, \quad (8)$$

где $f_{\mathbf{k}s}$ — фермиевская функция распределения, а факторы $F_{\mathbf{k}, \mathbf{p}}^{s s'} = \frac{1}{2} [1 + s s' \cos(\phi_{\mathbf{k}} - \phi_{\mathbf{p}})]$ возникают из суммирования $\sum_{\alpha\beta} \chi_{\alpha}^s(\mathbf{p}) \chi_{\beta}^{s*}(\mathbf{p}) \chi_{\beta}^{s'}(\mathbf{k}) \chi_{\alpha}^{s'*}(\mathbf{k})$ и отражают изменение спинового базиса (направление спина электрона связано с направлением его импульса). Записывая экранированный потенциал

$$W^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega' S^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega')}{\omega - \omega' + \text{sgn}(\omega') i \delta} \quad (9)$$

через соответствующую спектральную функцию

$$S^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} W^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) \text{sgn}(\omega), \quad (10)$$

матричные элементы собственной энергии

$$\langle \Sigma_s(\mathbf{k}, \omega) \rangle = \sum_{\alpha\beta} \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \langle \psi_{\mathbf{k}s}(\mathbf{r}_1) | \alpha \rangle \times \Sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) \langle \beta | \psi_{\mathbf{k}s}(\mathbf{r}_2) \rangle \quad (11)$$

можно определить как

$$\langle \Sigma_s(\mathbf{k}, \omega) \rangle = - \sum_{s'} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2} F_{\mathbf{q}, \mathbf{k}}^{s s'} \times \left\{ f_{\mathbf{q}s'} \int_{-\infty}^0 \frac{d\omega' S^0(\mathbf{k} - \mathbf{q}, \omega')}{\omega - E_{\mathbf{q}s'} - \omega' - i\eta} - [1 - f_{\mathbf{q}s'}] \int_0^{\infty} \frac{d\omega' S^0(\mathbf{k} - \mathbf{q}, \omega')}{\omega - E_{\mathbf{q}s'} - \omega' + i\eta} \right\}. \quad (12)$$

Отметим, что из полученного соотношения следует, что при $\mathbf{k} = 0$, в силу зависимости $S^0(\mathbf{q}, \omega)$ лишь от модуля вектора \mathbf{q} , матричные элементы собственной энергии не зависят от индекса s ветви энергетического спектра. Это свидетельствует о том, что учет многочастичных эффектов в рамках используемых приближений не приводит к снятию вырождения в спектре при $\mathbf{k} = 0$.

В настоящей работе основное внимание уделяется величине $\Gamma_s(\mathbf{k}) = 2|\text{Im}\langle \Sigma_s(\mathbf{k}, E_{\mathbf{k}s}) \rangle|$, представляющей собой ширину квазичастичной спектральной функции, и следовательно, ширину линии энергетического спектра. Эта величина связана с временем жизни соотношением Гейзенберга $\Gamma_s \tau_s = 1 \text{ a.u.} = 658 \text{ meV} \cdot \text{fs}$. С учетом (10)

и (12) мнимая часть собственной энергии, входящая в определение ширины $\Gamma_s(\mathbf{k})$, может быть найдена с помощью соотношения

$$\text{Im}\langle \Sigma_s(\mathbf{k}, \omega) \rangle = - \sum_{s'} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2} F_{\mathbf{q}, \mathbf{k}}^{s s'} f_{\mathbf{q}s'} \times \text{Im} W^0(\mathbf{k} - \mathbf{q}, \omega - E_{\mathbf{q}s'}) \theta(E_{\mathbf{q}s'} - \omega) \quad (13)$$

при $\omega < \mu$ и

$$\text{Im}\langle \Sigma_s(\mathbf{k}, \omega) \rangle = \sum_{s'} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2} F_{\mathbf{q}, \mathbf{k}}^{s s'} [1 - f_{\mathbf{q}s'}] \times \text{Im} W^0(\mathbf{k} - \mathbf{q}, \omega - E_{\mathbf{q}s'}) \theta(\omega - E_{\mathbf{q}s'}), \quad (14)$$

если $\omega > \mu$.

3. Результаты и обсуждение

Рассмотрим двумерный электронный газ с СОВ, характеризуемый параметрами, типичными для ДЭГ в слоях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: $m^* = 0.04$, электронная плотность $n_{2D} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\alpha_R = 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ eV} \cdot \text{m}$ и диэлектрическая константа среды, в которую „погружена“ двумерная электронная система, $\epsilon_b = 12$. На рис. 1 представлена полученная для такого ДЭГ функция $S^0(\mathbf{q}, \omega)/v_c$, где $v_c = 2\pi/(|\mathbf{q}|\epsilon_b)$, а $S^0(\mathbf{q}, \omega)$ является Фурье-преобразованной спектральной функцией (10). Представленная величина, характеризующая экранирующие свойства рассматриваемой системы, входит в определение мнимой части собственной энергии квазичастиц и напрямую связана с наблюдаемой в эксперименте интенсивностью характеристических потерь энергии электронов. В рамках ПХФ ее поведение как функции \mathbf{q} и ω

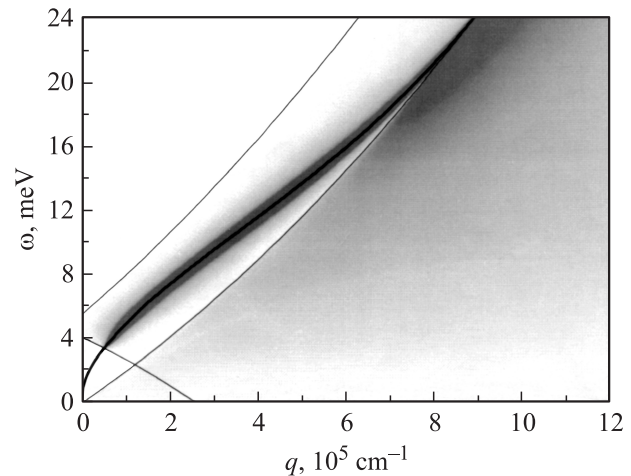


Рис. 1. Контурный график функции $S^0(\mathbf{q}, \omega)/v_c$, полученной в рамках ПХФ для ДЭГ с СОВ Рашбы, параметры которого указаны в тексте. Светлые области соответствуют минимальным значениям представленной функции. Жирной линией представлен закон дисперсии плазмона. Тонкие линии — границы области рождения одиночных электрон-дырочных пар.

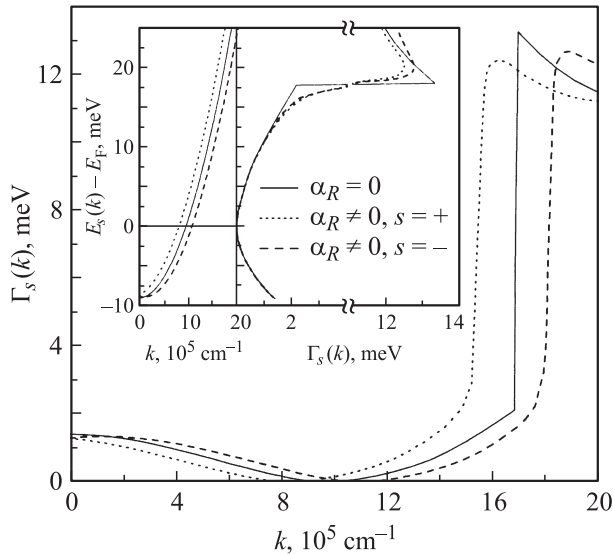


Рис. 2. Ширина Γ_s как функция k в ДЭГ без (сплошная линия) и с (штриховая — при $s = -$, пунктирная — при $s = +$) СОВ Рашбы. На вставке — энергетический спектр рассматриваемого ДЭГ (слева) и Γ_s как функция энергии (справа).

определяется поляризационной функцией (7). Основное изменение последней, обусловленное наличием СОВ, выражается в расширении области рождения одиночных электрон-дырочных пар (области затухания Ландау, где $\text{Im} P^0 \neq 0$) за счет наличия дополнительных переходов между расщепленными СОВ ветвями энергетического спектра ДЭГ (см. подробно об этом в работе [19]). Как видно из рис. 1, для рассматриваемого ДЭГ это расширение приводит к тому, что плазменная ветвь практически полностью находится в индуцированной СОВ области затухания. Это означает, что в отличие от ДЭГ без СОВ у плазмона появляется конечная ширина линии.

Как видно из рис. 2, на котором представлена ширина квазичастичной спектральной функции, наличие конечной ширины линии плазмона сказывается на поведении Γ_s в области, где в соответствии с законом сохранения энергии-импульса возможен плазмонный канал затухания квазичастиц. Действительно, если в отсутствие СОВ при $k = 16.9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ширина резко увеличивается в 6 раз, то в случае ДЭГ с СОВ наблюдается „сглаживание“ резких границ этого скачка, который реализуется при различных k для разных ветвей спектра. Отметим, что в пределах указанного скачка время жизни квазичастичных возбуждений уменьшается с $\sim 0.3 \text{ ps}$ до $\sim 50 \text{ fs}$.

Анализируя полученные в результате проведенных расчетов данные, представленные на рис. 2, во первых, отметим, что кривые $\Gamma_+(k)$ и $\Gamma_-(k)$, исходя из одной точки при $k = 0$, во многом повторяют друг друга, но со сдвигом на $2k_R$, что можно было ожидать в силу соответствия $E_-(k + 2k_R) = E_+(k)$. Наиболее заметные

различия наблюдаются в области тех значений k , при которых $E_-(k) < 0$ (в этом случае указанное соответствие не работает), а также в той области, где становится существенным вклад плазмонного канала затухания. Последнее отчетливо видно (см. вставку) при переходе от зависимости от волнового вектора к зависимости от энергии с учетом соотношения (2). Действительно, рассматривая ширину квазичастичной спектральной функции как функцию энергии, можно обнаружить, что ширины, соответствующие разным ветвям энергетического спектра ДЭГ с СОВ Рашбы, начинают различаться на величину большую, чем расчетная точность ($5.0 \cdot 10^{-4}$ в единицах E_F), при энергиях, превосходящих уровень Ферми E_F на $\Delta E \sim 6.5 \text{ meV}$. При $\Delta E \sim 15 \text{ meV}$ разница $|\Gamma_+ - \Gamma_-|$ достигает 0.1 meV ($\sim 5\%$ от Γ_+ при этой энергии) и уже за плазмонным скачком ($\Delta E \sim 25 \text{ meV}$) составляет 0.4 meV ($\sim 4\%$ от Γ_+ при этой энергии).

Во-вторых, обратим внимание на то, что, несмотря на разницу $\sim 0.12 \text{ meV}$ между Γ_{\pm} и шириной спектральной функции квазичастиц в ДЭГ без СОВ в точке $k = 0$, на относительной энергетической шкале в силу разных значений E_F эти величины достаточно близки. Так, например, в области дырочных возбуждений максимальное различие (СОВ понижает ширину на $16 \mu\text{eV}$) наблюдается при $\Delta E = E_{\pm}(k = 0) - E_F = -8.64 \text{ meV}$. В области электронных возбуждений такое, но с обратным знаком, различие достигается лишь при $\Delta E \sim 7.0 \text{ meV}$. Дальнейшее различие обусловлено, как уже отмечалось выше, наличием конечной ширины линии плазмона в ДЭГ с СОВ и хорошо заметно на вставке рис. 2.

Для анализа влияния параметров ДЭГ на поведение ширины Γ_s как функции k рассмотрим поверхностное состояние на поверхности Au(111). В соответствии с экспериментальными данными работ [22,23] будем использовать следующие параметры энергетического спектра: энергия связи в точке $\bar{\Gamma}$ поверхностной зоны Бриллюэна $\varepsilon_0 = 487 \text{ meV}$, $k_R = 0.012 \text{ \AA}^{-1}$, $k_F^+ = 0.191 \text{ \AA}^{-1}$, $k_F^- = 0.167 \text{ \AA}^{-1}$, $m^* = 0.25$. Это означает, что в рассматриваемом случае параметр СОВ $\alpha_R = 3.7 \cdot 10^{-11} \text{ eV} \cdot \text{m}$, а $n_{2D} = 5.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Далее отметим, что взаимодействие электронов поверхностных состояний, образующих двумерный электронный газ, осуществляется посредством кулоновского взаимодействия, экранированного электронами зонных состояний [24]. Для имитации этого факта используем диэлектрическую константу среды $\varepsilon_b = 16$, значение которой подобрано так, чтобы получить в точке $\bar{\Gamma}$ ширину $\Gamma_s \sim 20 \text{ meV}$, близкую по значению к ширине, наблюдаемой в измерениях с помощью сканирующей туннельной спектроскопии [25] и фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) [22].

На рис. 3,а представлен результат расчетов ширины квазичастичной спектральной функции для случая ДЭГ с указанными выше параметрами. Здесь основное внимание уделяется области дырочных возбуждений, в силу того что характеристики плазменных колебаний на поверхности Au(111) отличаются от таковых в ДЭГ

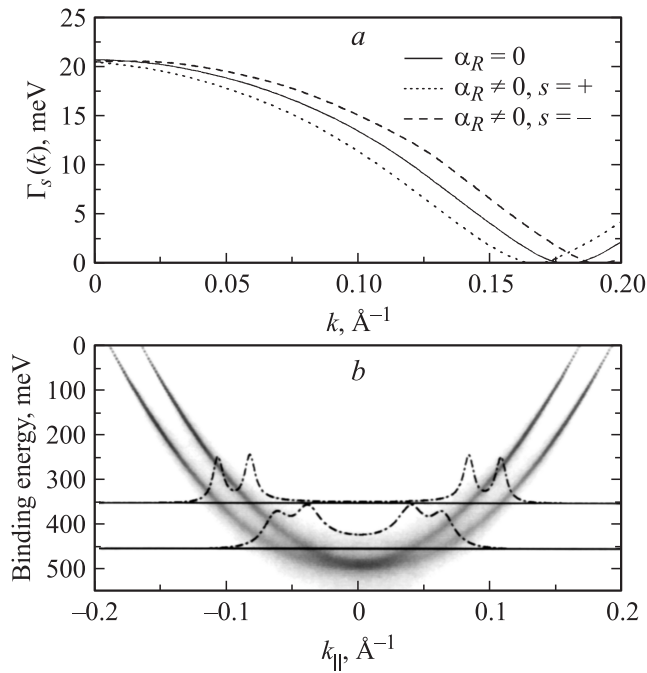


Рис. 3. *a)* Рассчитанная зависимость ширины спектральной функции квазичастиц от волнового вектора. *b)* Контурный график спектральной функции $A(k, \omega)$ (см. (17)), моделирующий ФЭСУР поверхностного состояния на поверхности Au(111), расщепленного СОВ. Штрихпунктирной линией показан профиль $A(k, \omega)$ в произвольных единицах как функция волнового вектора при фиксированной энергии связи (350 и 450 meV).

(см., например, [24]). Кроме того, поверхностное состояние выше уровня Ферми быстро „уходит“ в область объемных (зонных) состояний, становясь резонансом. Отчасти поэтому представленный на рисунке интервал является наиболее интересным и изучаемым как экспериментально, так и теоретически.

Из рис. 3, *a* хорошо видно, что, как и ранее, со сдвигом на $2k_R$ воспроизводится одна и та же кривая с отклонениями в пределах расчетной точности. Однако в силу большего (приблизительно в 1.5 раза) значения параметра СОВ (обозначим это отношение λ) отличие от случая $\alpha_R = 0$ составляет ~ 0.26 meV в точке $\bar{\Gamma}$, что в $\sim \lambda^2$ раз больше, чем было получено с другими параметрами ДЭГ (см. выше). Тем самым мы расширяем область значений волнового вектора k , на которую распространяются выводы, полученные в [16] при рассмотрении $\Gamma_s(k)$, где $k - k_F^s \ll k_F^s$.

В заключение смоделируем энергетический спектр, который можно экспериментально наблюдать с помощью ФЭСУР. Согласно уравнению Дайсона, матричные элементы функции Грина системы взаимодействующих частиц выражаются через энергии (2) и матричные элементы собственно энергетической части (12) как

$$\langle G_s(\mathbf{q}, \omega) \rangle = [\omega - E_{q_s} - \langle \Sigma_s(\mathbf{q}, \omega) \rangle]^{-1}. \quad (15)$$

В первом порядке теории возмущений, пренебрегая вещественной частью собственной энергии, мнимую часть

функции Грина (15) можно записать как

$$\text{Im}\langle G_s(\mathbf{q}, \omega) \rangle = \frac{\text{Im}\langle \Sigma_s(\mathbf{q}, E_{q_s}) \rangle}{[\omega - E_{q_s}]^2 + [\text{Im}\langle \Sigma_s(\mathbf{q}, E_{q_s}) \rangle]^2}. \quad (16)$$

Спектральная функция примет вид

$$A(k, \omega) = \frac{1}{\pi} \sum_s \frac{\Gamma_s(k)/2}{[\omega - E_{k_s}]^2 + [\Gamma_s(k)/2]^2}. \quad (17)$$

Результат моделирования с помощью этого выражения ФЭСУР поверхностного состояния на Au(111) представлен на рис. 3, *b*. Фактически здесь мы наблюдаем то „размытие“ спектра, к которому приводит учет неупругого электрон-электронного рассеяния. Изображенный профиль спектральной функции (17) при разных значениях энергии связи дает представление о том, как может выглядеть при этих энергиях интенсивность фотоэмиссионного спектра как функция волнового вектора в том случае, когда скорости затухания дырочных возбуждений, соответствующих разным ветвям спектра изотропного двумерного электронного газа с СОВ, одинаковы.

4. Заключение

В работе в рамках G^0W^0 -приближения рассмотрена ширина спектральной функции квазичастиц в двумерном электронном газе с СОВ Рашбы. В качестве объектов исследования рассматривались двумерные электронные системы, образующиеся в полупроводниковых гетеропереходах и на поверхностях благородных металлов. Проведенные расчеты показали, что для разных ветвей расщепленного СОВ спектра кривые, отражающие соответствующую зависимость ширины от волнового вектора k , исходя из одной точки при $k = 0$, во многом повторяют друг друга, но со сдвигом на $2k_R$. При переходе к энергетической шкале это приводит к тому, что квазичастицам с одинаковой энергией, но с разным индексом ветви спектра, соответствуют спектральные функции с одинаковой (в рамках расчетной точности) шириной практически во всей энергетической области, где затухание квазичастиц реализуется лишь за счет образования электрон-дырочных пар. Заметным различием в ширинах становится при появлении дополнительного канала затухания за счет эмиссии плазмона. Из-за конечной ширины линии плазмона этот канал начинает себя проявлять при более низких энергиях по сравнению с двумерным электронным газом, где СОВ отсутствует. Наличие такого взаимодействия приводит к уменьшению ширины спектральной функции дырок и увеличению ширины электронной спектральной функции вплоть до энергетической области максимального вклада плазмонного канала затухания. В целом отметим, что, за исключением изменений в этой области, в основном обусловленных конечной шириной линии плазмона, другие изменения, индуцированные СОВ, пренебрежимо малы.

Список литературы

- [1] Э.И. Рашба, В.И. Шека. Физика твердого тела. Сб. статей. Л.–М. (1959). В 2. С. 162; Э.И. Рашба. ФТТ **2**, 1224 (1960); Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
- [2] C.R. Ast, D. Pacilé, L. Moreschini, M.C. Falub, M. Papagno, K. Kern, M. Grioni, J. Henk, A. Ernst, S. Ostanin, P. Bruno. Phys. Rev. B **77**, 081407(R) (2008).
- [3] S. Datta, B. Das. Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [4] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, T. Enoki. Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).
- [5] T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi. Phys. Rev. Lett. **89**, 046801 (2002).
- [6] L. Hedin, S. Lundqvist. In: Solid state physics / Eds H. Ehrenreich, D. Turnbull. Academic Press, N.Y. (1969). V. 23. P. 1.
- [7] А.В. Чаплик. ЖЭТФ **33**, 997 (1971).
- [8] G.F. Giuliani, J.J. Quinn. Phys. Rev. B **26**, 4421 (1982).
- [9] I.A. Nechaev, E.V. Chulkov. Phys. Rev. B **73**, 165112 (2006).
- [10] I.A. Nechaev, E.V. Chulkov, P.M. Echenique. Phys. Rev. B **76**, 245125 (2007).
- [11] E.V. Chulkov, A.G. Borisov, J.-P. Gauyacq, D. Sánchez-Portal, V.M. Silkin, V.P. Zhukov, P.M. Echenique. Chem. Rev. (Washington, D.C.) **106**, 4160 (2006).
- [12] В.П. Жуков, Е.В. Чулков. УФН **179**, 113 (2009).
- [13] J. Prempfer, M. Trautmann, J. Henk, P. Bruno. Phys. Rev. B **76**, 073310 (2007).
- [14] L.O. Juri, P.I. Tamborenea. Phys. Rev. B **77**, 233310 (2008).
- [15] I.A. Nechaev, I.Yu. Sklyadneva, V.M. Silkin, P.M. Echenique, E.V. Chulkov. Phys. Rev. B **78**, 085113 (2008).
- [16] D.S. Saraga, D. Loss. Phys. Rev. B **72**, 195319 (2005).
- [17] W. Xu, P. Vasilopoulos, X.F. Wang. Semicond. Sci. Technol. **19**, 224 (2004).
- [18] X.F. Wang. Phys. Rev. B **72**, 085317 (2005).
- [19] M. Pletyukhov, V. Gritsev. Phys. Rev. B **74**, 045307 (2006).
- [20] M. Pletyukhov, S. Kunschuh. Eur. Phys. J. B **60**, 29 (2007).
- [21] F. Aryasetiawan, S. Biermann. Phys. Rev. Lett. **100**, 116402 (2008).
- [22] F. Reinert, G. Nicolay, S. Schmidt, D. Ehm, S. Hüfner. Phys. Rev. B **63**, 115415 (2001).
- [23] F. Reinert. J. Phys.: Cond. Matter **15**, S693 (2003).
- [24] V.M. Silkin, J.M. Pitarke, E.V. Chulkov, P.M. Echenique. Phys. Rev. B **72**, 115435 (2005).
- [25] J. Klierer, R. Berndt, E.V. Chulkov, V.M. Silkin, P.M. Echenique, S. Crampin. Science **288**, 1399 (2000).