

Эффекты электрон-электронного взаимодействия на поверхности трехмерных топологических изоляторов

И. А. Нечаев^{*+1)}, Е. В. Чулков^{+×°}

^{*}Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

⁺Donostia International Physics Center, 20018 San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain

[×] Departamento de Física de Materiales UPV/EHU, Facultad de Ciencias Químicas, UPV/EHU, Apdo. 1072, 20080 San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain

[°] Centro de Física de Materiales CFM - MPC, Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, 20080 San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain

Поступила в редакцию 21 июня 2012 г.

После переработки 4 сентября 2012 г.

В рамках GW -приближения показано, что за счет электрон-электронного взаимодействия в спектральной функции двумерной электронной системы, сформированной электронами на поверхности топологического изолятора, появляются плазменные сателлиты. Они возникают в результате резонансного плазмон-дырочного рассеяния. Учет вклада сателлитов при вычислении одноэлектронной плотности состояний приводит к смещению минимума плотности, сопоставляемого в эксперименте с точкой Дирака, вниз по энергии. Представлен метод рассмотрения влияния вершинных поправок на полученный спектр, позволяющий выходить за пределы GW -приближения путем суммирования лестничных диаграмм в разложении как поляризационной функции, так и собственной энергии. С помощью этого метода установлено, что учет многократного электрон-дырочного рассеяния не приводит к значимым изменениям в найденном спектре.

В последнее время наблюдается стремительный рост интереса к различным двумерным электронным системам, перспективным как в контексте их использования в новом направлении прикладной физики – спиновой электронике (спинтронике) [1], так и в плане реализации концепции топологических квантовых вычислений [2]. К таким системам относятся двумерные электронные системы со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), формируемые электронами в поверхностных состояниях на поверхности металлов [3–5] и полупроводников [6, 7] или в состояниях квантовых ям полупроводниковых гетероструктур [8, 9]. Кроме того, повышенный интерес вызывают двумерные системы с линейной дисперсией носителей, что определяет безмассовый характер дираковских фермионов. Здесь стоит отметить графен [10], квантовые ямы $\text{HgTe}/\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}$ при их определенной толщине [11, 12], а также поверхности трехмерных топологических изоляторов (ТИ) [13, 14]. В случае последних возможно даже сосуществование двух типов указанных двумерных электронных систем [15–17].

Поверхности ТИ наиболее интересны своей спиновой текстурой спин-расщепленных поверхностных состояний, которая “защищает” поверхностные элект-

троны от обратного рассеяния на дефектах (рассеяние возможно лишь с участием объемных состояний [18]). При этом, несмотря на высокий интерес и широкомасштабные поиски новых исследований обнаруженных ТИ, существует острая необходимость в теоретическом изучении влияния многочастичных эффектов, обусловленных неупругим электрон-электронным рассеянием, на динамику квазичастиц в ТИ [19]. Подтверждением важности учета электрон-электронного взаимодействия при описании свойств ТИ может служить, например, экспериментальная работа [20], где исследовалась зависимость электропроводности от температуры и величины магнитного поля в тонких пленках ТИ.

Изучение свойств квазичастиц в рамках современной квантовой теории конденсированного состояния вещества, как правило, основывается на решении замкнутой системы связанных интегральных уравнений, известных как уравнения Хедина [21]. Эти уравнения связывают функцию Грина G системы взаимодействующих электронов, собственно-энергетическую часть Σ , поляризационную функцию P , экранированный потенциал W и вершинную функцию Λ . Совместное решение этих уравнений для заданного внешнего потенциала дает точную часть Σ и спектр квазичастичных возбудений.

¹⁾ e-mail: ianechaev@mail.ru

Выберем в качестве объекта исследования поверхностное состояние на поверхности (0001) ТИ Bi_2Se_3 . Этот ТИ рассматривается как наиболее перспективный материал для использования в спинтронике, так как он обладает практически идеальным конусом Дирака, расположенным в широкой энергетической щели. Так как условием появления поверхностного состояния в ТИ является инверсия краев энергетической щели, вызванная сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), прежде всего запишем уравнения Хедина в их модификации [22] для случая системы со спин-зависимым взаимодействием.

Электрон-электронное взаимодействие в рассматриваемом формализме представляется как $v_{\alpha\eta\kappa\gamma}(1, 2) = v_{\alpha\eta\kappa\gamma}(r_1, r_2)\delta(t_1 - t_2) = \sigma_{\alpha\eta}^I v_{IJ}(1, 2)\sigma_{\kappa\gamma}^J$. Здесь $1 \equiv (r_1, t_1)$, σ^I – матрицы Паули ($I = 0, x, y, z$). Здесь и далее подразумевается суммирование (интегрирование) по повторяющимся индексам (переменным), если этих индексов (переменных) нет в левой части соотношения. Строчные латинские символы изменяются от 1 до 3, заглавные от 0 до 3, символы греческого алфавита используются для суммирования по компонентам матриц и векторов, представленных в σ^z -базисе, σ^0 – единичная матрица 2×2 . Используется атомная система единиц ($e^2 = \hbar = m_e = 1$). Указанное взаимодействие инвариантно относительно перестановок тождественных частиц: $v_{\alpha\eta\kappa\gamma}(r_1, r_2) = v_{\kappa\gamma\alpha\eta}(r_2, r_1)$. В общем случае взаимодействие может определяться нерелятивистским пределом энергии Брейта [23], содержащим, наряду с кулоновским взаимодействием, также и спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействие.

Квазичастичная собственно-энергетическая часть определяется следующим образом:

$$\Sigma_{\alpha\beta}(1, 2) = i\sigma_{\alpha\gamma}^I W_{IJ}(1, 3)G_{\gamma\kappa}(1, 4)\Lambda_{\kappa\beta}^J(4, 2, 3).$$

В этом соотношении присутствует вершинная функция, определяемая как

$$\Lambda_{\alpha\beta}^I(1, 2, 3) = \sigma_{\alpha\beta}^I \delta(1 - 2)\delta(1 - 3) + \frac{\delta\Sigma_{\alpha\beta}(1, 2)}{\delta G_{\kappa\eta}(4, 5)} G_{\kappa\gamma}(4, 6)\Lambda_{\gamma\zeta}^I(6, 7, 3)G_{\zeta\eta}(7, 5).$$

Уравнение Дайсона на функцию Грина запишется в виде $G_{\alpha\beta}(1, 2) = G_{\alpha\beta}^0(1, 2) + G_{\alpha\gamma}^0(1, 3)\Sigma_{\gamma\eta}(3, 4)G_{\eta\beta}(4, 2)$. Здесь G^0 – функция Грина невзаимодействующих электронов. Экранированный спин-независимый потенциал определяется как $W_{IJ}(1, 2) = \varepsilon_{IK}^{-1}(1, 3)v_{KJ}(3, 2)$, где обратная диэлектрическая функция задается через поляризационную функцию посредством соотношения $\varepsilon_{IJ}^{-1}(1, 2) = \delta(1 - 2)\delta_{IJ} + v_{IK}(1, 3)P_{KL}(3, 4)\varepsilon_{LJ}^{-1}(4, 2)$.

Наконец, сама поляризационная функция связана с функцией Грина и вершинной функцией как

$$P_{IJ}(1, 2) = -i\sigma_{\kappa\eta}^I G_{\eta\mu}(1, 3)\Lambda_{\mu\nu}^J(3, 4, 2)G_{\nu\kappa}(4, 1^+). \quad (1)$$

Ограничиваясь первым порядком по экранированному взаимодействию в разложении собственной энергии, получаем

$$\Sigma_{\alpha\beta}^{GW}(1, 2) = i\sigma_{\alpha\gamma}^I W_{IJ}^0(1, 2)G_{\gamma\kappa}(1, 2)\sigma_{\kappa\beta}^J. \quad (2)$$

Это выражение составляет основу так называемого GW -приближения. В нем поляризационная функция находится в рамках приближения хаотических фаз (ПХФ):

$$P_{IJ}^0(1, 2) = -i\sigma_{\kappa\eta}^I G_{\eta\mu}(1, 2)\sigma_{\mu\nu}^J G_{\nu\kappa}(2, 1^+), \quad (3)$$

описывая свободное (взаимно некоррелированное) движение электрон-дырочной пары. Как правило, при реализации GW -приближения в качестве функции Грина берется G^0 , построенная на состояниях Хартри или при первопринципных расчетах на состояниях Кона–Шема.

Предполагая вслед за работой [24], что спин-орбитальное взаимодействие можно рассматривать как преимущественно одночастичное явление, учитывая СОВ лишь в аддитивной части $\hat{h}_{\alpha\beta}^0$ гамильтониана многоэлектронной системы, мы существенно упрощаем задачу. В этом случае во всех соотношениях взаимодействие $v_{IJ}(r_1, r_2) = |r_1 - r_2|^{-1}\varepsilon_{\infty}^{-1}\delta_{I0}\delta_{J0}$ представляет собой кулоновское взаимодействие, ослабленное диэлектрической константой ε_{∞} среды, в которую “погружена” двумерная система. В [25, 26] такой подход позволил рассмотреть свойства квазичастиц в двумерных электронных системах с СОВ, обусловленным структурной (гамильтониан Рашбы) и объемной (гамильтониан Дрессельхауза) инверсионной асимметрией. В нашем случае $\hat{h}_{\alpha\beta}^0 = -iv_F(\nabla^y\sigma_{\alpha\beta}^x - \nabla^x\sigma_{\alpha\beta}^y)$, где v_F – фермиевская скорость. Это приводит поляризационную функцию ПХФ к тем же выражениям, что и в случае графена [27, 28], за той лишь разницей, что здесь нет вырождения ни по долинам, ни по спину. Кроме того, в отличие от графена, осажженного на той или иной подложке, рассматриваемая двумерная система поверхностных электронов “залегает” внутри внешнего пятислойного блока [29]. Поэтому ослабление кулоновского взаимодействия полностью определяется диэлектрической константой объемного Bi_2Se_3 [30].

Полученная в рамках GW -приближения квазичастичная спектральная функция $A(k, E)$, соответствующая мнимой части матричных элементов функции Грина, представлена на рис. 1. Из рисунка хоро-

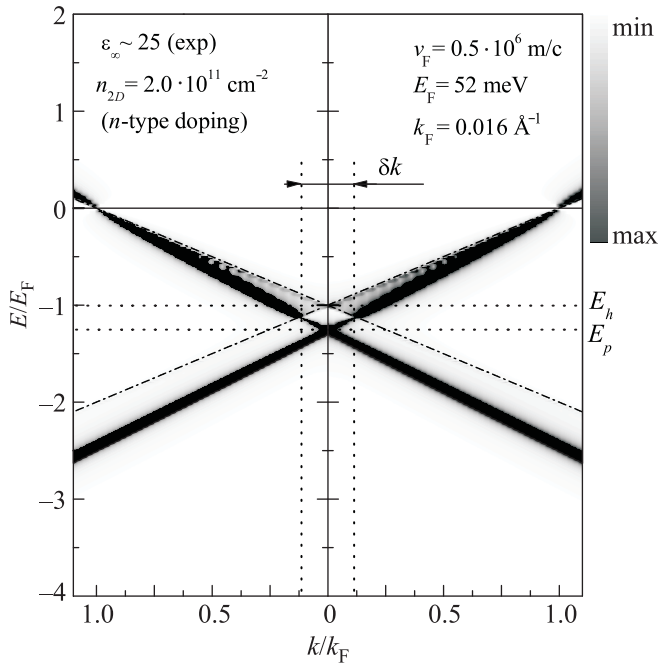


Рис. 1. Контурный график квазичастичной спектральной функции $A(k, E)$ системы спин-геликоидальных двумерных безмассовых дираковских фермионов с параметрами, характерными для поверхностного состояния на поверхности (0001) топологического изолятора Bi_2Se_3 . Штрихпунктирной линией представлены дырочные зоны $E = \pm v_F k$ невзаимодействующей системы

шо видно, что в спектре элементарных возбуждений рассматриваемой двумерной системы в дополнение к дырочным зонам наблюдаются плазменные сателлиты, ветви которых пересекаются в точке $k = 0$ при энергии E_p . Отметим, что на рис. 1 результаты представлены в относительных величинах (в E_F и k_F) и справедливы для любого конечного значения энергии Ферми при допировании электронами. Как показали дополнительные вычисления, при $E_F = 0$ в электрон-дырочном континууме присутствуют только межзонные переходы, нет плазмонного канала затухания, а следовательно, в квазичастичной спектральной функции не наблюдается плазменных сателлитов, а квазичастичные зоны характеризуются увеличенной по сравнению с невзаимодействующей системой v_F .

Энергия E_p ниже энергии пересечения дырочных ветвей E_h на $\sim 0.24E_F$ (см. рис. 1). Пересечения с дырочными зонами наблюдаются при $\delta k \approx 0.21k_F$. Вклад плазменных сателлитов в одноэлектронную плотность состояний $g(E) = (2\pi)^{-1} \int k dk A(k, E)$ таков, что результирующая плотность демонстрирует минимальные значения в окрестности E_p , а не в окрестности E_h , как это было бы в невзаимодейст-

вующей системе. Возникают сателлиты в результате резонансного плазмон-дырочного рассеяния, приводящего к образованию плазмарона [31, 32].

Во многом найденный спектр возбуждений воспроизводит предсказанный недавно теоретически [33, 34], а затем и подтвержденный экспериментально [35, 36] спектр графена, где расстояние между дырочными и плазмаронными ветвями как по энергии ($\delta E = |E_h - E_p|$), так и по импульсу (δk) зависит от экранирующих свойств подложки. В рассматриваемом случае поверхностного состояния указанные параметры также чувствительны к значению ϵ_∞ (например, при $\epsilon_\infty = 100$ расчет дает $\delta E \approx 0.05E_F$ и $\delta k \approx 0.08k_F$). Основное отличие от графена заключается в отсутствии вырождения по спину и по долинам, а также в реальной спиновой текстуре, которая для плазмаронных ветвей остается такой же, как и для дырочных ветвей.

В случае графена в работе [36] для ветвей в области энергий ниже E_p было обнаружено некоторое несоответствие экспериментальных и теоретических данных (эксперимент показывает сближение, а затем и пересечение дырочной и плазмаронной ветвей по мере роста k). Авторами указанной работы было высказано предположение о том, что учет вершинных поправок может привести к такому поведению ветвей в теоретическом спектре. Разработаем для анализа влияния вершинных поправок на спектр элементарных возбуждений в рассматриваемой системе подход, который позволит выйти за пределы как GW -приближения, так и ПХФ в рамках выбранного формализма.

Начнем с учета вершинных поправок к P_{IJ}^0 . Для этого воспользуемся концепцией нестационарной теории функционала электронной плотности (НТ ФЭП) [37, 38], где все вершинные поправки к ПХФ поляризационной функции, определяющие эффекты обменно-корреляционной (ОК) дырки, представлены в виде ОК-ядра. Это означает, что основная задача по нахождению ОК-ядра в нашем случае состоит в представлении поляризационной функции в виде

$$P_{IJ}(1, 2) = P_{IJ}^0(1, 2) + P_{IK}^0(1, 3) f_{KL}^{XC}(3, 4) P_{LJ}(4, 2). \quad (4)$$

Здесь $f_{IJ}^{XC}(1, 2)$ и есть ОК-ядро, которое мы переопределили в соответствии с используемым в работе формализмом.

На данном этапе развития формализма ограничимся лестничным приближением, в рамках которого учитывается многократное электрон-дырочное рассеяние. Такое ограничение является естественным, поскольку изучаемые нами системы, как пра-

вило, обладают низкой электронной плотностью n_{2D} . В данном приближении вершинная функция определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \Lambda_{\alpha\beta}^I(1, 2, 3) &= \sigma_{\alpha\beta}^I \delta(1-2)\delta(1-3) + \\ &+ i\sigma_{\alpha\kappa}^K W_{KL}(1, 2) G_{\kappa\gamma}(1, 6) \times \\ &\times \Lambda_{\gamma\zeta}^I(6, 7, 3) G_{\zeta\eta}(7, 2) \sigma_{\eta\beta}^L. \end{aligned} \quad (5)$$

В этом случае поляризационная функция примет вид

$$\begin{aligned} P_{IJ}(1, 2) &= P_{IJ}^0(1, 2) - \sigma_{\kappa\eta}^I K_{\mu\nu}^{\eta\kappa}(1, 1+|3, 4) \times \\ &\times [T^0]_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(3, 4|3', 4') K_{\gamma\zeta}^{\alpha\beta}(3', 4'|6, 7) \Lambda_{\gamma\zeta}^J(6, 7, 2), \end{aligned} \quad (6)$$

где мы ввели обозначения $[T^0]_{\alpha\beta}^{\alpha\beta}(1, 2|1', 2') = \sigma_{\alpha\kappa}^I W_{IJ}(1, 2) \sigma_{\eta\beta}^J \delta(1-1')\delta(2-2')$ и $K_{\kappa\eta}^{\alpha\beta}(1, 2|1', 2') = iG_{\alpha\kappa}(1, 1')G_{\eta\beta}(2', 2)$. Перепишем соотношение (6) через электрон-дырочную амплитуду рассеяния:

$$\begin{aligned} P_{IJ}(1, 2) &= P_{IJ}^0(1, 2) - \sigma_{\kappa\eta}^I K_{\mu\nu}^{\eta\kappa}(1, 1|3, 4) \times \\ &\times [T]_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(3, 4|3', 4') K_{\gamma\zeta}^{\alpha\beta}(3', 4'|2, 2) \sigma_{\gamma\zeta}^J, \end{aligned} \quad (7)$$

которая является решением уравнения Бете-Солпитера, записанного в лестничном приближении:

$$\begin{aligned} T(\bar{1}, \bar{2}|\bar{3}, \bar{4}) &= T^0(\bar{1}, \bar{2}|\bar{1}', \bar{2}') [\delta(\bar{1}' - \bar{3})\delta(\bar{2}' - \bar{4}) + \\ &+ K(\bar{1}', \bar{2}'|\bar{3}', \bar{4}') T(\bar{3}', \bar{4}'|\bar{3}, \bar{4})]. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь использована запись $\bar{1} \equiv (\alpha, 1)$. В символическом виде это уравнение запишется как $T = T^0[I + KT]$. Амплитуда рассеяния (8) описывает внутренне коррелированное движение электрон-дырочной пары. Эта корреляция обусловлена многократным взаимодействием электрона и дырки посредством W_{IJ} в промежуточном состоянии. Для представления (7) в виде выражения (4) используем вариационный подход работ [39, 40].

С использованием матрицы $\Phi = I - T^0K$ перепишем уравнение (8) следующим образом: $\Phi T = T^0$. Для нахождения решения этого интегрального уравнения редуцируем задачу к вариационной задаче на отыскание экстремума функционала $F[G, T^0, T] = \text{Sp}(K\{\Phi T - 2T^0\}KT)$, предполагая, что G и T^0 не зависят от T .

По аналогии с работой [41] возьмем в качестве пробного решения уравнения Эйлера для указанного выше функционала $\delta F/\delta T = 0$ электрон-дырочную амплитуду в виде

$$T(\bar{1}, \bar{2}|\bar{3}, \bar{4}) = \tilde{T}(\bar{1}|\bar{3})\delta(\bar{1} - \bar{2})\delta(\bar{3} - \bar{4}). \quad (9)$$

Такая амплитуда локальна и описывает процессы рассеяния, в которых координаты компонент электрон-дырочной пары совпадают как для начальных, так и для конечных состояний. Из уравнения

Эйлера для функционала с амплитудой (9) получаем $\tilde{T}(\bar{1}|\bar{3}) = \tilde{T}^0(\bar{1}|\bar{3}) + \tilde{T}^0(\bar{1}|\bar{1}')K(\bar{1}', \bar{1}'|\bar{2}', \bar{2}')\tilde{T}(\bar{2}'|\bar{3})$, где локальное взаимодействие $\tilde{T}^0(\bar{1}|\bar{3})$ определяется соотношением $K(\bar{1}, \bar{1}|\bar{2}', \bar{2}')\tilde{T}^0(\bar{2}'|\bar{3}')K(\bar{3}', \bar{3}'|\bar{4}, \bar{4}) = K(\bar{1}, \bar{1}|\bar{1}', \bar{2}')T^0(\bar{1}', \bar{2}'|\bar{3}', \bar{4}')K(\bar{3}', \bar{4}'|\bar{4}, \bar{4})$. Здесь интегрирование и суммирование проводятся лишь по штрихованным переменным.

С амплитудой (9) выражение (7) существенно упростится и примет вид (4), где обменно-корреляционное ядро определяется как

$$f_{IJ}^{XC}(1, 2) = -\frac{1}{4}\sigma_{\gamma\gamma}^I [\tilde{T}^0]_{\zeta}^{\gamma}(1|2)\sigma_{\zeta\zeta}^J. \quad (10)$$

Таким образом, мы нашли в общем виде выражение для ядра f_{IJ}^{XC} в локальном приближении в рамках рассмотрения лестничных диаграмм. Отметим, что поляризационная функция (4) с ОК-ядром (10) является точной в первом порядке теории возмущений.

Найдем ОК-ядро для исследуемой двумерной системы спин-геликоидальных безмассовых дираковских фермионов. В силу однородности системы ядро будет зависеть от одного 4-вектора энергии-импульса $Q \equiv (\mathbf{Q}, Q_0)$. Для того чтобы сделать наши вычисления реализуемыми, рассмотрим поведение ядра при малых передачах энергии-импульса. При этом мы положим $Q_0 = 0$ и рассмотрим предел $\mathbf{Q} \rightarrow 0$. Будем использовать статическое приближение для экранированного потенциала $W_{00}(\mathbf{q}, 0)$. Поскольку в нашем случае $v_{IJ}(1, 2)$ содержит только кулоновское слагаемое, ограничимся исследованием лишь зарядового канала. Тогда ОК-ядро имеет вид

$$f_{00}^{XC} = -\int_0^\pi \frac{d\theta}{2\pi} [1 + \cos(\theta)] W_{00} [2k_F \sin(\theta/2), 0]. \quad (11)$$

Наличие в подынтегральном выражении множителя в квадратных скобках обусловлено спиновой текстурой поверхностного состояния. В рассматриваемом пределе W_{00} переходит в экранированный потенциал приближения Томаса-Ферми, т.е. $W_{00}(q, 0) = 2\pi/[\varepsilon_\infty(q + q_{TF})]$, где $q_{TF} = k_F/(\varepsilon_\infty v_F)$. В этом случае ОК-ядро примет простой вид:

$$f_{00}^{XC} = -\frac{1}{k_F \varepsilon_\infty} [(1 - \gamma^2)V(\gamma) + \pi\gamma - 2].$$

Здесь $\gamma = q_{TF}/(2k_F)$ и

$$V(\gamma) = \begin{cases} \frac{\pi}{\sqrt{\gamma^2-1}} \left[1 - \frac{2}{\pi} \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{\gamma^2-1}}\right) \right], & \gamma > 1; \\ \frac{1}{\sqrt{1-\gamma^2}} \ln \left| \frac{1+\sqrt{1-\gamma^2}}{1-\sqrt{1-\gamma^2}} \right|, & \gamma < 1. \end{cases}$$

Из данного соотношения видно, что найденное ядро $f_{00}^{XC} \sim 1/\sqrt{n_{2D}}$ и стремится к нулю при $\varepsilon_\infty \rightarrow \infty$, тем самым правильно определяя границы применимости ПХФ.

Теперь с помощью полученных соотношений можно оценить влияние учета рассмотренных вершинных поправок на квазичастичную спектральную функцию. Прежде всего отметим, что в лестничном приближении спектр плазмона изменяется незначительно: энергия плазмона немного уменьшается и в целом ветвь плазменных колебаний приближается к краю области затухания Ландау, определяемой внутризонными переходами. В силу того что аналитический вид ядра найден для малых передач энергии-импульса, при получении вещественной и мнимой частей собственной энергии квазичастиц ограничим его “действие” на небольшом энергетическом интервале путем умножения на функцию Гаусса с полушириной порядка $15E_F$. В отличие от расчета, представленного выше (назовем его G^0W^0 -расчет), использование поляризационной функции (4) с ядром (11) при нахождении экранированного взаимодействия W_{IJ} (G^0W -расчет) приводит лишь к некоторому сближению плазменных спутников и дырочных ветвей в целом (δE уменьшается на $\sim 7\%$). Искажений найденного ранее спектра при этом не наблюдается.

Аналогичным образом найдем поправки к GW собственно-энергетической части ($G^0W\Lambda$ -расчет, где вершинная функция (5) определяется исходя из соотношений (1), (4) и (11)). В этом случае учет одной и той же вершинной функции как в P_{IJ} при вычислении W_{IJ} , так и в самой $\Sigma_{\alpha\beta}$ в значительной степени нивелирует те изменения, которые наблюдаются в G^0W -расчете по сравнению с исходным G^0W^0 -результатом. Это означает, что в рамках разработанного метода учета вершинных поправок к P^0 и Σ^{GW} не наблюдается слияния, и тем более пересечения плазмаронных ветвей и дырочных зон при энергиях ниже E_p за счет выхода за пределы GW -приближения.

Для более точного сопоставления результатов различных расчетов рассмотрим ширину Γ спектральной функции вдоль ветвей $E = \pm v_F k$, определяющую время жизни дырок. Из рис. 2 видно, что ширина спектральной функции увеличивается при “включении” многократного электрон-дырочного рассеяния при построении экранированного потенциала (G^0W -расчет). Здесь результаты снова представлены в E_F , что указывает на их справедливость при любом конечном положительном значении энергии Ферми. При соответствии уровня Ферми точке Дирака шири-

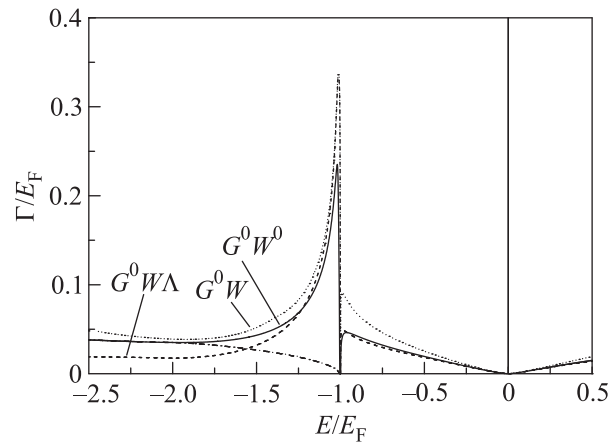


Рис. 2. Ширина Γ спектральной функции вдоль ветвей $E = \pm v_F k$ в системе спин-геликоидальных двумерных безмассовых дираковских фермионов с параметрами, характерными для поверхностного состояния на поверхности (0001) топологического изолятора Bi_2Se_3 . Представлены результаты вычислений в рамках различных приближений (см. текст). Штрихпунктирная линия соответствует G^0W^0 -расчету без вклада плазмонного канала затухания для дырок

на Γ спектральной функции вдоль ветвей $E = \pm v_F k$ равна нулю.

Как и в случае с обычными двумерными и трехмерными электронными системами, заметная компенсация эффекта, увеличения ширины Γ , наблюдаемого в G^0W -расчете, происходит при учете соответствующих лестничных диаграмм при вычислении собственно-энергетической части за пределами GW -приближения ($G^0W\Lambda$ -расчет). Отметим, что во всех расчетах ширины Γ для ветви $E = -v_F k$ в окрестности точки Дирака наблюдается существенный вклад канала затухания дырок, связанного с эмиссией плазмона (см. рис. 2). Появление плазмонного канала затухания для дырок было обнаружено и ранее в работах [7, 26] в случае двумерных электронных систем с сильным спиновым расщеплением, индуцированным СОВ Рашбы.

Таким образом, в работе в рамках GW -приближения показано, что в спектре элементарных возбуждений системы, сформированной электронами в спин-геликоидальных поверхностных состояниях на поверхности топологического изолятора, могут возникать плазменные спутники. Вклад последних в одноэлектронную плотность состояний таков, что происходит смещение минимума плотности вниз по энергии от точки пересечения дырочных ветвей при $k = 0$. Соответствующие спутникам ветви спектра демонстрируют ту же спиновую текстуру,

что и квазичастичные ветви. В целом полученный вид спектральной функции рассмотренной системы указывает на то, что, по-видимому, в электронной структуре поверхности ТИ, полученной с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением, должны наиболее ярко проявляться именно плазменные сателлиты. С помощью разработанного метода, позволяющего выходить за пределы как приближения хаотических фаз, так и GW -приближения при рассмотрении квантовых систем со спин-зависимым взаимодействием, установлено, что полученные в GW -приближении особенности спектра элементарных возбуждений сохраняются и при учете вершинных поправок.

1. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. J. D. Sau, R. M. Lutchyn, S. Tewari, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 040502 (2010).
3. Yu. M. Koroteev, G. Bihlmayer, J. E. Gayone et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 046403 (2004).
4. G. Bihlmayer, V. M. Koroteev, P. M. Echenique et al., *Surf. Sci.* **600**, 3888 (2006).
5. C. R. Ast, J. Henk, A. Ernst et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 186807 (2007).
6. K. Yaji, Y. Ohtsubo, S. Hatta et al., *Nat. Commun.* **1**, 17 doi: 10.1038/ncomms1016 (2010).
7. S. V. Eremeev, I. A. Nechaev, Yu. M. Koroteev et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 246802 (2012).
8. M. Studer, G. Salis, K. Ensslin et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 027201 (2009).
9. J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997).
10. A. K. Geim and K. S. Novoselov, *Nat. Materials* **6**, 183 (2007).
11. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
12. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne et al., *Science* **318**, 766 (2007).
13. H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi et al., *Nature Physics* **5**, 438 (2009).
14. С. В. Еремеев, Ю. М. Коротеев, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **91**, 664 (2010).
15. M. Bianchi, D. Guan, S. Bao et al., *Nat. Commun.* **1**, 128 doi: 10.1038/ncomms1131 (2010).
16. Т. В. Меньщикова, С. В. Еремеев, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **94**, 110 (2011).
17. M. G. Vergniory, T. V. Menshchikova, S. V. Eremeev, and E. V. Chulkov, Письма в ЖЭТФ **95**, 230 (2012).
18. S. Kim, M. Ye, K. Kuroda et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 056803 (2011).
19. D. K. Efimkin, Yu. E. Lozovik, and A. A. Sokolik, *Nanoscale Research Letters* **7**, 163 (2012).
20. J. Wang, A. M. DaSilva, C.-Z. Chang et al., *Phys. Rev. B* **83**, 245438 (2011).
21. L. Hedin, *Phys. Rev. A* **139**, 796 (1965).
22. F. Aryasetiawan and S. Biermann, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 116402 (2008).
23. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Теоретическая физика: Квантовая электродинамика*, т. 4, М.: Наука, 1989, 724 с.
24. R. Sakuma, C. Friedrich, T. Miyake et al., *Phys. Rev. B* **84**, 085144 (2011).
25. I. A. Nechaev, P. M. Echenique, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **81**, 195112 (2010).
26. И. А. Нечаев, В. М. Силкин, Е. В. Чулков, ЖЭТФ **139**, 155 (2011).
27. B. Wunsch, T. Stauber, F. Sols, and F. Guinea, *New Journal of Physics* **8**, 318 (2006).
28. E. H. Hwang and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **75**, 205418 (2007).
29. С. В. Еремеев, Ю. М. Коротеев, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **91**, 419 (2010).
30. M. Stordeur, K. K. Ketavong, A. Priemuth et al., *Phys. Status Solidi* **169**(b), 505 (1992).
31. L. Hedin and S. Lundquist, in *Solid State Physics* (ed. by H. Ehrenreich et al.), Academic, N.Y., 1969, V. 23.
32. P. von Allmen, *Phys. Rev. B* **46**, 13345 (1992).
33. M. Polini, R. Asgari, G. Borghi et al., *Phys. Rev. B* **77**, 081411(R) (2008).
34. E. H. Hwang and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **77**, 081412(R) (2008).
35. A. Bostwick, F. Speck, T. Seyller et al., *Science* **328**, 999 (2010).
36. A. L. Walter, A. Bostwick, K.-J. Jeon et al., *Phys. Rev. B* **84**, 085410 (2011).
37. E. Runge and E. K. U. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 997 (1984).
38. U. von Barth, N. E. Dahlen, R. van Leeuwen, and G. Stefanucci, *Phys. Rev. B* **72**, 235109 (2005).
39. I. A. Nechaev and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **71**, 115104 (2005).
40. I. A. Nechaev and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **73**, 165112 (2006).
41. И. А. Нечаев, В. М. Силкин, Е. В. Чулков, ФТТ **49**, 1737 (2007).