

Подавление тепловыми флуктуациями пика дифференциальной туннельной проводимости фазово-когерентной двухслойной системы

А.И. Безуглый

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: bezugly@ic.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 18 февраля 2005 г., после переработки 25 апреля 2005 г.

При низких температурах в полупроводниковых гетероструктурах с двумя близко расположенными электронными слоями наблюдается высокий узкий пик межслоевой дифференциальной туннельной проводимости. Этот пик является следствием межслоевой фазовой когерентности, которая устанавливается в системе благодаря бозе-конденсации межслоевых экситонов, т.е. пар из электрона и дырки, принадлежащих разным слоям. Показано, что повышение температуры сглаживает пик туннельной проводимости в результате увеличения флуктуаций межслоевого напряжения. Полученная зависимость высоты пика от температуры согласуется с экспериментом.

При низких температурах у напівпровідникових гетероструктурах з двома близько розташованими електронними шарами спостерігається високий вузький пік міжшарової диференційної тунельної провідності. Цей пік є наслідком міжшарової фазової когерентності, яка встановлюється у системі завдяки бозе-конденсації міжшарових екситонів, тобто пар з електрона і дірки, які належать різним шарам. Показано, що підвищення температури згладжує пік тунельної провідності у результаті збільшення флуктуацій міжшарової напруги. Отримана залежність висоти піку від температури узгоджується з експериментом.

PACS: 73.90.+f, 73.40.Gk

1. Введение

В последнее время большой интерес вызывают полупроводниковые гетероструктуры, представляющие собой две близко расположенные квантовые ямы, каждая из которых содержит почти двумерный слой электронов. Помещенные в сильное перпендикулярное магнитное поле эти системы демонстрируют ряд необычных свойств при суммарном факторе заполнения уровней Ландау $\nu_T = \nu_1 + \nu_2 = 1$ [1,2]. В частности, в области низких температур ($T < 50$ мК) зависимость дифференциальной туннельной проводимости от межслоевого напряжения, $G_T(V)$, имеет высокий и узкий симметричный пик с максимумом при $V = 0$. Увеличение температуры сопровождается быстрым уменьшением высоты пика, и при $T > 200$ мК пик становится практически неразличимым.

Пик $G_T(V)$ наблюдается только при достаточно малых расстояниях между слоями, когда кулоновское взаимодействие носителей из разных слоев становится существенным. Возникновение пика $G_T(V)$ объясняют переходом двухслойной системы в состояние с межслоевой фазовой когерентностью. Волновая функция когерентного состояния является антисимметричной относительно перестановок координат электронов (см., например, [3] и цитируемую там литературу). Такая волновая функция минимизирует энергию взаимодействия электронов из разных слоев, поскольку уменьшается вероятность конфигураций, когда два электрона находятся близко друг к другу. Иными словами, напротив каждого электрона в другом слое расположена корреляционная дырка. Как следствие, туннелирование электрона из одного слоя в другой не блокируется кулоновским отталкиванием от электронов

другого слоя, что и приводит в конечном итоге к пику $G_T(V)$.

Состояние с межслоевой фазовой когерентностью можно также рассматривать как состояние, возникающее в результате спаривания электронов из одного слоя с дырками из другого слоя [4,5]. Для такой фазово-когерентной $n-p$ системы можно ввести комплексный параметр порядка. Недавно было показано [6], что наблюдавшиеся в [1,2] туннельные свойства двухслойных систем можно объяснить специфической динамикой фазы параметра порядка. В частности, пик $G_T(V)$ связан с переходом системы из состояния с фиксированной фазой при малых напряжениях ($V < V_c$) в состояние, где фаза монотонно меняется со временем (при $V > V_c$) (см. разд. 2). Полуширина пика V_c пропорциональна модулю матричного элемента межслоевого туннелирования $|T_{12}|$, а его высота от $|T_{12}|$ не зависит. Таким образом, при слабом туннелировании пик $G_T(V)$ оказывается высоким и узким.

По нашему мнению, именно малая ширина пика $G_T(V)$ приводит к его сильному подавлению термическими флуктуациями межслоевого напряжения уже при довольно низких температурах $T \sim eV_c \propto |T_{12}|$, где e — абсолютная величина заряда электрона, а температура измеряется в энергетических единицах. Ниже дано количественное описание этого эффекта.

2. Уравнение динамики фазово-когерентной $n-p$ системы и туннельная проводимость при $T = 0$

Поведение фазово-когерентной $n-p$ системы будем описывать динамическим уравнением для параметра порядка, полученным в работе [7] для бесщелевого случая. Мы полагаем, что это уравнение, аналогичное нестационарному уравнению Гинзбурга–Ландау, может быть использовано для анализа динамики изучавшихся в эксперименте [1,2] фазово-когерентных двухслойных систем (см. обсуждение этого вопроса в [6]).

В двухслойной $n-p$ системе комплексный параметр порядка $\Delta = |\Delta| \exp(i\theta)$ пропорционален среднему $\langle \psi_1(r,t) \psi_2^\dagger(r,t) \rangle$, где ψ_k^\dagger (ψ_k) — оператор рождения (уничтожения) электрона в слое k . В интересующем нас однородном случае динамическое уравнение имеет следующий вид ($\hbar = 1$):

$$-\frac{d\Delta}{dt} + ieV\Delta + (A - B|\Delta|^2)\Delta + \frac{T_{12}}{\zeta\tau} = 0. \quad (1)$$

Входящие в (1) коэффициенты A и B есть коэффициенты стационарного уравнения Гинзбурга–Ландау. Для бесщелевого случая $A(T) = (2\pi^2/3)\tau_i \times$

$\times (T_c^2 - T^2)$, $B = 4m\tau_i/3M$ [7]. Здесь τ_i — время упругого рассеяния носителей, T — температура, T_c — критическая температура, $M = m_1 + m_2$ — масса электрон-дырочной пары, $m = m_1 m_2 / M$ — приведенная масса пары, ζ — безразмерная константа кулоновского взаимодействия [5]. Комплексный матричный элемент туннелирования $T_{12} = |T_{12}| \times \exp(i\chi)$.

В предположении, что туннелирование достаточно слабое, можно пренебречь его влиянием на величину параметра порядка и считать, что $|\Delta|$ определяется стационарным уравнением Гинзбурга–Ландау с $T_{12} = 0$. В этом случае динамика системы описывается мнимой частью уравнения (1), представляющей собой уравнение для фазы параметра порядка. Его удобно записать в виде

$$\dot{\phi} - eV + eV_c \sin \phi = 0, \quad (2)$$

где $\phi = \theta - \chi$, а $V_c = |T_{12}| / (e\zeta\tau|\Delta|)$.

В линейном по T_{12} приближении для межслоевого туннельного тока в [7] получено выражение

$$I = I_c \sin \phi. \quad (3)$$

Здесь $I_c = 4eN(0)|T_{12}||\Delta|S/\zeta$, где $N(0) = m/\pi$ — плотность состояний на поверхности Ферми, а S — площадь $n-p$ перехода.

При $|V| < V_c$ уравнение (2) имеет стационарное решение $\phi = \arcsin V/V_c$, подстановка которого в (3) дает туннельный ток, пропорциональный межслоевому напряжению: $I = G_0 V$. Отметим, что характерная туннельная проводимость

$$G_0 = I_c/V_c = 4e^2 N(0)\tau|\Delta|^2 S \quad (4)$$

не зависит от величины матричного элемента межслоевого туннелирования $|T_{12}|$.

При $|V| > V_c$ фаза ϕ монотонно меняется со временем, а туннельный ток осциллирует с частотой $\omega = e\sqrt{V^2 - V_c^2}$ [6]. Среднее значение туннельного тока дается выражением

$$I = G_0 (|V| - \sqrt{V^2 - V_c^2}) \text{sign } V. \quad (5)$$

Отсюда получаем, что при $|V| > V_c$ дифференциальная туннельная проводимость

$$G_T(V) = -G_0 [|V|(V^2 - V_c^2)^{-1/2} - 1]. \quad (6)$$

Формулы (4) и (6) определяют зависимость $G_T(V)$ при температуре $T = 0$. В этом пределе $G_T(V)$ имеет постоянное положительное значение G_0 в области напряжений $|V| < V_c$, точки разрыва при $|V| = V_c$ и, будучи отрицательной, стремится к нулю, когда $|V|$ неограниченно возрастает.

3. Влияние тепловых флуктуаций

Проводимость $G_T(V)$ зависит от температуры уже потому, что через G_0 в нее входит зависящий от температуры модуль параметра порядка. Мы, однако, полагаем, что наблюдавшееся в [1,2] сильное температурное подавление пика $G_T(V)$ обусловлено, главным образом, малой шириной этого пика (≈ 6 мкВ), вследствие чего тепловые флуктуации напряжения существенно сглаживают пик даже при весьма низких температурах эксперимента ($T \sim 0,1$ К).

Под действием шума напряжение между слоями n - p системы имеет флуктуирующую компоненту $V_f(t)$. При условии $eV \ll T$ шум напряжения является тепловым и определяется следующими корреляционными свойствами:

$$\langle V_f(t) \rangle = 0, \quad \langle V_f(t)V_f(t') \rangle = 2TG_0^{-1}\delta(t-t'). \quad (7)$$

Уравнение Ланжевена для фазы $\phi(t)$ представляет собой уравнение движения для броуновской частицы в вязкой среде:

$$\dot{\phi} - v + \sin \phi = \xi(t), \quad (8)$$

причем уравнение (8) описывает ситуацию, когда на частицу с «координатой» ϕ действует периодическая (по «координате») сила $-\sin \phi$, постоянная сила v и случайная сила $\xi(t)$. Заметим, что в (8) время измеряется в единицах $(eV_c)^{-1}$, а напряжение и случайная сила нормированы на V_c : $v = V/V_c$, $\xi(t) = V_f(t)/V_c$. При этом коррелятор $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = 2(T/E_J)\delta(t-t')$, где величина $E_J = I_c/e$ определяет энергию, запасаемую в n - p контакте: заданному значению фазы ϕ соответствует энергия контакта $E(\phi) = E_J(1 - \cos \phi)$.

Из уравнения Ланжевена (8) следует диффузионное уравнение Смолуховского для плотности вероятности $\rho(\phi, t)$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\left(\frac{du}{d\phi} + \tau \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \rho(\phi, t) \right], \quad (9)$$

где функция $u(\phi) = -v\phi + 1 - \cos \phi$ определяет «потенциальный рельеф» диффузионной задачи, а безразмерная температура $\tau = T/E_J$ имеет смысл коэффициента диффузии. Нетрудно заметить, что уравнение (9) представляет собой уравнение непрерывности, правая часть которого есть (с точностью до знака) дивергенция потока вероятности. Для рассматриваемого нами стационарного случайного процесса поток вероятности

$$w = -\frac{du}{d\phi} \rho - \tau \frac{d\rho}{d\phi} \quad (10)$$

не зависит от ϕ . В этом случае уравнение (10) с периодическими граничными условиями $\rho(0) = \rho(2\pi)$ и условием нормировки $\int_0^{2\pi} \rho(\phi) d\phi = 1$ полностью определяют распределение вероятностей $\rho(\phi)$ и поток вероятности w .

Периодическое по ϕ решение уравнения (10) удобно записать следующим образом [8,9]:

$$\rho(\phi) = \frac{w}{\tau} \frac{\exp(-u(\phi)/\tau)}{1 - \exp(-2\pi v/\tau)} \int_{\phi}^{2\pi+\phi} d\phi' \exp(u(\phi')/\tau). \quad (11)$$

Подстановка (11) в условие нормировки дает для потока вероятности выражение

$$w = \frac{\tau}{4\pi} (1 - \exp(-2\pi v/\tau)) S_0^{-1}(v, \tau). \quad (12)$$

Здесь использовано обозначение

$$S_n(v, \tau) = \int_0^{\pi} d\psi \psi^n \exp(-2v\psi/\tau) I_0\left(\frac{2}{\tau} \sin \psi\right),$$

где $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Усреднение уравнения Ланжевена (8) дает $\langle \dot{\phi} \rangle = -\langle du/d\phi \rangle$. Отсюда, воспользовавшись определением потока вероятности и периодичностью $\rho(\phi)$, получаем

$$\langle \dot{\phi} \rangle = 2\pi w. \quad (13)$$

Подстановка (13) в усредненное по флуктуациям уравнение Ланжевена приводит к простому выражению

$$i = v - 2\pi w(v) \quad (14)$$

для нормированного среднего туннельного тока $i = \langle I \rangle / I_c = \langle \sin \phi \rangle$. Соотношение (14) представляет собой вольт-амперную характеристику (ВАХ) n - p контакта, сглаженную тепловыми флуктуациями. Семейство ВАХ при различных значениях параметра τ изображено на рис. 1.

Нормированная дифференциальная туннельная проводимость $g_T(v, \tau) \equiv G_T(v, \tau)/G_0$ дается формулой

$$g_T(v, \tau) = 1 - \pi \exp(-2\pi v/\tau) S_0^{-1}(v, \tau) - (1 - \exp(-2\pi v/\tau)) S_1(v, \tau) S_0^{-2}(v, \tau). \quad (15)$$

Сглаженные флуктуациями кривые дифференциальной туннельной проводимости в функции напряжения представлены на рис. 2. Видно, что флуктуации существенно уменьшают высоту пика туннельной проводимости. Зависимость нормированной высоты пика от температуры $g_0(\tau) \equiv g_T(0, \tau)$, которая дается формулой

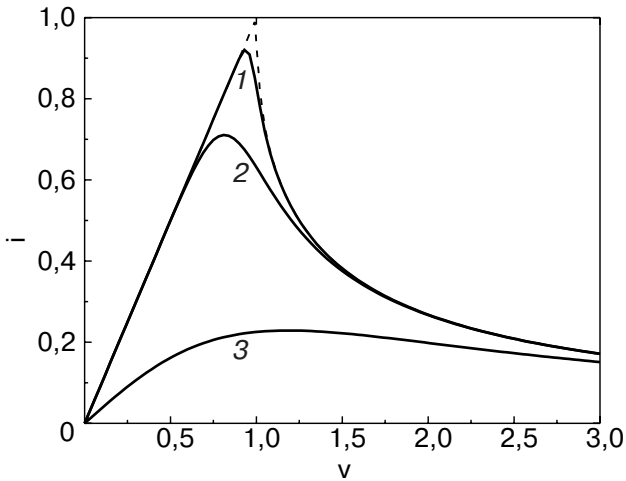


Рис. 1. Семейство нормированных ВАХ ($v = V/V_C$, $i = \langle I \rangle / I_C$) двухслойных $n-p$ систем при различных значениях безразмерной температуры τ : 0,01 (1), 0,1 (2), 1 (3) ($\tau = T/E_J$). Штриховой линией изображена ВАХ при нулевой температуре.

$$g_0(\tau) = 1 - \pi S_0^{-1}(0, \tau), \quad (16)$$

показана на рис. 3 штриховой линией.

4. Обсуждение результатов и сравнение с экспериментом

Обратившись к аналогии с броуновской частицей в потенциале $u(\phi)$, можно сразу заметить, что при температурах $\tau \ll 1$ и напряжениях v , не слишком близких к 1, вероятность перехода частицы из одно-

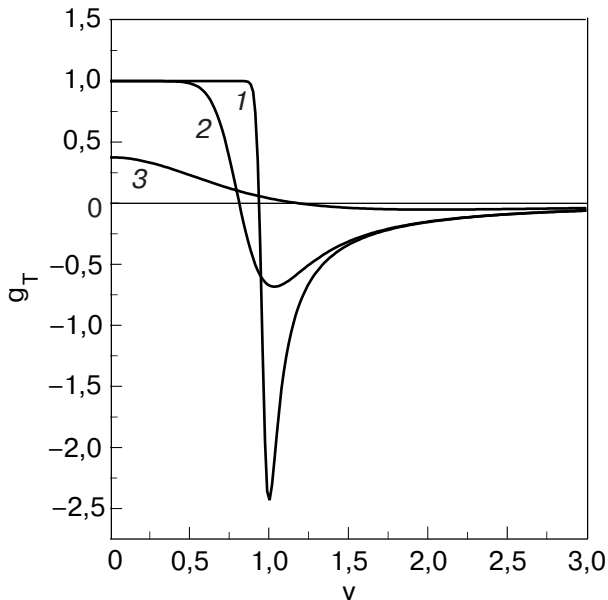


Рис. 2. Семейство кривых нормированной туннельной проводимости g_T (формула (15)) в функции напряжения при следующих значениях безразмерной температуры τ : 0,01 (1), 0,1 (2), 1 (3).

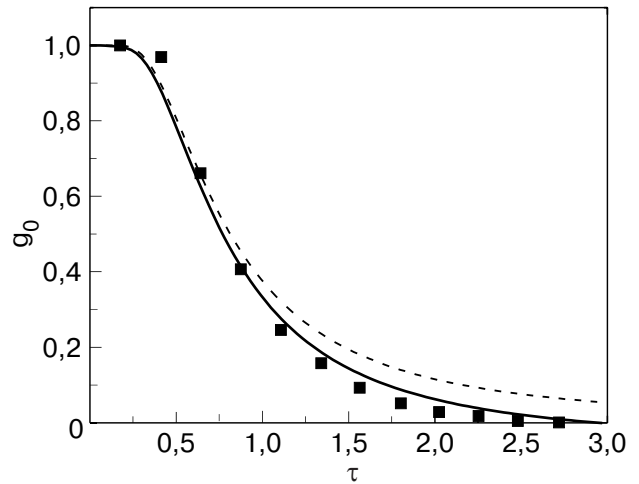


Рис. 3. Зависимость нормированной высоты пика дифференциальной туннельной проводимости g_0 от безразмерной температуры. Экспериментальные точки взяты из работы [2]. Штриховой линией изображена зависимость $g_0(\tau)$, которая задана формулой (16), а сплошной линией — формулой (17).

го потенциального минимума в другой экспоненциально мала. Вследствие этого величина среднего потока вероятности w дает малый вклад в правую часть равенства (14), а значит, при малых температурах тепловые флуктуации не влияют на ВАХ вплоть до значений напряжения $v \approx 1$ (см. рис. 1). Омический характер ВАХ при малых τ приводит к плато на зависимости $g_T(v)$ (см. рис. 2). Заметим, что при $v > 1$ потенциал $u(\phi)$ не имеет минимумов, и частица (при $v \gg 1$) почти свободно скользит вниз по рельефу. В этом случае $2\pi w \approx v$ и, согласно равенству (14), средний ток i оказывается малым.

В области малых напряжений, когда потенциальный рельеф представляет собой кривую с глубокими минимумами, активационный выход частицы из минимума имеет заметную вероятность только при достаточно высоких температурах. Как следствие, при $\tau \ll 1$ все ВАХ имеют одинаковый ход (см. рис. 1), что приводит к выраженному низкотемпературному плато пика дифференциальной туннельной проводимости (рис. 3). Такое плато отчетливо видно на экспериментальных кривых [1,2].

Переходя к количественному сравнению теории и эксперимента, отметим следующее. В эксперименте [1,2] была измерена температурная зависимость двух величин, а именно: высоты пика дифференциальной туннельной проводимости и его ширины. Для корректного сравнения с экспериментом полученных в разд. 3 теоретических результатов следует иметь в виду, что их область применимости ограничена условием термичности флуктуаций, т.е. $eV \ll T$. Такое неравенство выполняется для всех

температур эксперимента при измерениях высоты пика туннельной проводимости. Напротив, при измерениях температурной зависимости ширины пика условие термичности флуктуаций нарушается во всем интервале температур.

Сравнение температурной зависимости пика дифференциальной туннельной проводимости, даваемой формулой (16), с экспериментом [2] представлено на рис. 3. На рисунке видно, что удовлетворительное согласие теоретической (штриховой) кривой с экспериментом достигается с помощью одного подгоночного параметра E_J ($= 83$ мК). При этом считается, что G_0 не зависит от температуры. Такое приближение оправдано, когда величина eV_c , характеризующая ширину пика, мала по сравнению с критической температурой T_c . Вместе с тем, если принять во внимание зависимость $G_0(\Delta(T))$, можно улучшить согласие теории и эксперимента. Действительно, из вещественной части уравнения (1) в пренебрежении вкладом малого слагаемого, пропорционального T_{12} , следует, что $|\Delta(T)/\Delta(0)|^2 = 1 - T^2/T_c^2$. В этом случае для нормированной высоты пика получаем выражение

$$g_0(\tau) = [1 - \pi S_0^{-1}(0, \tau)][1 - \tau^2(E_J/T_c)^2]. \quad (17)$$

На рис. 3 кривая, которая задана формулой (17) с $T_c = 0,24$ К, изображена сплошной линией. Видно, что учет температурной зависимости G_0 приводит к улучшению согласия теории и эксперимента.

5. Заключение

Рассмотрено влияние температуры на пик дифференциальной туннельной проводимости двухслойной электронно-дырочной $n-p$ системы. Этот пик является следствием межслоевой фазовой когерентности, которая спонтанно возникает в $n-p$ системе при понижении температуры. Чрезвычайно малая ширина пика (обусловленная пропорциональностью V_c модулю матричного элемента межслоевого туннелирования) приводит к сильному размытию и подавлению пика тепловыми флуктуациями уже при весьма низких температурах $T \sim eV_c$.

Рассмотрение основано на полученном ранее [7] динамическом уравнении для параметра порядка $n-p$ систем. Применимость этого уравнения к описанию систем, состоящих из двух электронных слоев в сильном перпендикулярном магнитном поле [1,2], обусловлена единым для обеих систем механизмом возникновения фазовой когерентности, а именно:

бозе-конденсацией электрон-дырочных пар с пространственно разделенными компонентами. В результате структура динамического уравнения для систем обоих типов оказывается полностью аналогичной (см., например, [10]). При этом роль магнитного поля в основном состоит в усилении кулоновского притяжения электрона и дырки [11].

Автор выражает благодарность С.И. Шевченко за полезные обсуждения.

1. I.B. Spielman, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5808 (2000).
2. I.B. Spielman, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 036803 (2001).
3. K. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 056802 (2001).
4. Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон, *ЖЭТФ* **71**, 738 (1976).
5. С.И. Шевченко, *ФНТ* **2**, 505 (1976).
6. А.И. Безуглый, С.И. Шевченко, *ФНТ* **30**, 282 (2004); *cond-mat/0304103*.
7. А.И. Безуглый, С.И. Шевченко, *ФНТ* **4**, 454 (1978).
8. V. Ambegaokar and B.I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1364 (1969).
9. B. Chen and J. Dong, *Phys. Rev.* **B44**, 10206 (1991).
10. A.H. MacDonald, A.A. Burkov, Y.N. Joglekar, and E. Rossi, *cond-mat/0310740*.
11. Y. Kuramoto and C. Horie, *Solid State Commun.* **25**, 713 (1978).

Suppression of differential tunneling conductance peak in the phase-coherent bilayer system by thermal fluctuations

A.I. Bezuglyj

At low temperatures, the semiconductor heterostructures comprising two adjacent electron layers show a high narrow peak of interlayer differential tunneling conductance. The peak is due to the interlayer phase coherence that is set up in the system owing to the Bose condensation of interlayer excitons, i.e., pairs made up by an electron and a hole belonging to different layers. It is demonstrated here that a rise in the temperature flattens the tunneling conductance peak as a result of increased fluctuations of the interlayer voltage. The calculated temperature dependence of the peak height is in agreement with the experiment.