Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 7, с. 385 – 389 © 2012 г. 10 апреля

Парное рассеяние электронов краевых каналов противоположной киральности в присутствии потенциала беспорядка

М. Г. Прокудина[1], *В. С. Храпай*[1]

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 15 декабря 2011 г.

После переработки 11 января 2012 г.

Произведен пертурбативный расчет неравновесной передачи энергии между электронами противонаправленных квазиодномерных систем на примере краевых каналов в двумерной системе в целочисленном квантовом эффекте Холла. Учтены процессы с участием двух электронов, разрешенные только в системе с беспорядком. Получены выражения для случаев кулоновского рассеяния и передачи неравновесных фононов. Передаваемая в единицу времени энергия квазипороговым образом зависит от степени неравновесности горячего канала. Численные оценки для электронов в GaAs показывают, что процессы кулоновского рассеяния доминируют в передаче энергии, а ожидаемая величина эффекта доступна для экспериментального наблюдения.

Законы сохранения импульса и энергии в одномерном случае накладывают значительные ограничения на межэлектронное рассеяние. Например, эффект кулоновского увлечения между одноканальными квантовыми проволоками носит резонансный характер и максимален, когда взаимодействующие системы идентичны [1]. В режиме целочисленного квантового эффекта Холла, когда диагональная проводимость в объеме двумерной системы экспоненциально мала, реализуется пример киральных квазиодномерных систем, в которых рассеяние назад подавлено (краевые каналы) [2]. В краевом канале все электроны имеют одно направление импульса (знак киральности) и, по крайней мере при линейном законе дисперсии, ток увлечения без переноса частиц из одного канала в другой зарегистрировать невозможно [3]. Тем не менее существует экспериментальный способ измерения передаваемой при неупругом рассеянии электронов разных каналов энергии [4, 5].

Парное рассеяние между электронами сонаправленных краевых каналов запрещено законом сохранения импульса за исключением случаев, когда законы дисперсии одинаковы или в системе имеется беспорядок, дающий некоторую неопределенность в импульсе [6]. Передача энергии между двумя электронами противоположно направленных краевых каналов в чистой системе строго запрещена. Это относится как к случаю кулоновского рассеяния, так и к передаче неравновесного фонона, когда один электрон поглощает фонон, испущенный другим электроном. В этом случае должны доминировать трехчастичные процессы, которые разрешены при условии нелинейного закона дисперсии [7, 8]. Однако парное взаимодействие между противоположно направленными краевыми каналами может осуществляться в неидеальной системе, когда роль беспорядка существенна.

В нашей работе исследовалась передача энергии между противоположно направленными краевыми каналами, один из которых имеет неравновесное распределение, а второй изначально находится в равновесии, в условиях плавного беспорядка с использованием идеи работы [6]. При этом рассматривается как прямое неэкранированное кулоновское взаимодействие, так и взаимодействие посредством передачи неравновесных акустических фононов. В теории возмущений получены выражения для матричных элементов рассеяния. Приведены численные оценки для краевых каналов в двумерной системе на основе GaAs.

Рассмотрим два краевых канала длиной L [2] с линейным законом дисперсии $E(k) = \hbar v_{\mathrm{F}} k$ (v_{F} – дрейфовая скорость на краю) на расстоянии d друг от друга. Каналы разделены тонким, но не проницаемым для электронов барьером и имеют противоположные киральности. Будем считать, что в объеме двумерной системы реализуется целочисленный квантовый эффект Холла для простоты с одним заполненным уровнем Ландау ($\nu = 1$). Энергетическая щель между уровнями Ландау представляет самый большой масштаб в задаче. Кроме того, мы пренебрегаем модуляцией плотности состояний на краю и связанными с этим краевыми особенностями [9]. Это подразумевает, что линейный закон дисперсии спра-

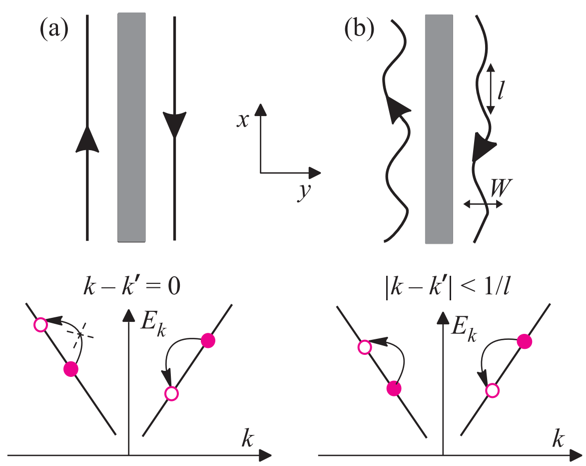
[1] e-mail: prok@issp.ac.ru; dick@issp.ac.ru

[2] Все полученные формулы справедливы и для бесконечно длинных краевых каналов, взаимодействующих на конечном отрезке длины L.

ведлив для всех энергий, при которых функция распределения заметно отличается от равновесной.

Как известно, изолированный краевой канал в целочисленном эффекте Холла описывается в модели жидкости Ферми [10]. Система двух взаимодействующих противонаправленных краевых каналов представляет собой реализацию латтинджеровской жидкости (ЛЖ) и в общем случае решается в технике бозонизации. Энергетическая релаксация в ЛЖ связана с конечным временем жизни бозонов и не имеет места в чистой системе [11]. Тем не менее конечный размер области взаимодействия приводит к рассеянию бозонов (и релаксации энергии) на границах ЛЖ [11]. Мы пренебрегаем этим эффектом по сравнению с рассеянием на беспорядке в самой ЛЖ, что оправдано при условиях малости параметра взаимодействия, не слишком слабого беспорядка и/или не слишком малой длины области взаимодействия. Ниже размер области взаимодействия считается малым по сравнению с длиной энергетической релаксации (пробега бозонов) и предлагается пертурбативное решение.

Закон сохранения импульса в совокупности с законом сохранения энергии запрещает парное кулоновское рассеяние в чистой системе (см. рис. a).



Схематическое изображение противоположно направленных краевых каналов, разделенных непроницаемым барьером, и спектра электронов. (a) – чистая система, закон сохранения импульса выполняется. Парное рассеяние запрещено. (b) – система с беспорядком. Нарушение закона сохранения импульса. Парное рассеяние разрешено

При наличии плавного беспорядка эквипотенциальная поверхность, которой следует краевой канал, искривляется. Как следствие появляется неопределенность в импульсе и становится возможным неупругое рассеяние между электронами соседних каналов. В нашей модели отклонение краевого канала от прямой задается случайной величиной $\delta d(x)$ с корреляционной функцией $\overline{\delta d(x)\delta d(x')} = w^2 \exp\left(-\frac{(x-x')^2}{2l^2}\right)$, где l – корреляционная длина плавного беспорядка (большая по сравнению с магнитной длиной), w – характерное отклонение (см. рис. 1b). Выбранная здесь гауссовская форма коррелятора не столь важна, как наличие достаточно большой корреляционной длины l. В такой системе волновая функция квазиодномерных электронов будет зависеть от обеих координат, x и y. Имея в виду, что характерные изменения импульса много меньше обратной магнитной длины, $[eB/(\hbar c)]^{1/2}$, эту зависимость можно записать в упрощенном виде:

$$\psi_k(x_j, y_j) = \frac{e^{-ikx_j}}{\sqrt{L}} f[y_j - y_0^j(x_j)].$$

Здесь индекс $j = 1, 2$ указывает на принадлежность к j-му каналу, функция f – узкая и нормированная так, что $\int_{-\infty}^{+\infty} f^2 dy_j = 1$, $y_0^j(x_j) = \pm d/2 + \delta d_j(x_j)$, $\delta d_j(x_j)$ – случайное отклонение от среднего значения $\overline{y_0^j} = \pm d/2$, где верхний (нижний) знак соответствует первому (второму) каналу, d – среднее расстояние между каналами. Такой выбор волновых функций позволяет в явном виде выписать матричный элемент парного рассеяния для неэкранированного кулоновского и электрон-фононного взаимодействий.

Обозначим начальное состояние двух рассеивающихся электронов как $|i\rangle = |k, k''\rangle$, а конечное, как $|f\rangle = |k', k'''\rangle$. Для кулоновского взаимодействия в среде с диэлектрической проницаемостью χ найдем матричный элемент в первом порядке теории возмущений:

$$V_{if} = \int \psi_{k'}^*(r_1)\psi_{k'''}^*(r_2)\frac{e^2}{\chi|r_1 - r_2|}\psi_k(r_1)\psi_{k''}(r_2)dr_1 dr_2,$$

где r_j – координаты электрона j-го канала, $j = 1, 2$. После подстановки волновых функций с учетом выбора f подынтегральное выражение будет зависеть только от x_1 и x_2, поскольку $\left(y_1 - y_2\right)^2 = \left[d + \delta d_1(x_1) + \right.$ $\left. + \delta d_2(x_2)\right]^2 \approx d^2 + 2d(\delta d_1 + \delta d_2)$. Заменим координаты x_1, x_2 на относительную координату r_x и координату центра масс R_x. Вследствие закона сохранения энергии интегрирование по относительной координате r_x происходит на нулевом импульсе. Нас интересует рассеяние с передачей ненулевой энергии $\varepsilon \neq 0$, которое сопровождается несохранением суммарного импульса $\Delta k = k + k'' - k' - k''' = 2\varepsilon/(\hbar v_{\rm F})$. Матричный элемент имеет следующий вид:

$$V_{if} = \frac{e^2 d}{\chi L^2}\int \frac{\delta d_1 + \delta d_2}{(r_x^2 + d^2)^{3/2}} e^{i\Delta k R_x} dR_x dr_x.$$

В подынтегральном выражении δd_j зависят от обеих переменных, R_x и r_x. Несложно получить выражение для усредненного квадрата модуля матричного элемента. Учитывая, что $\overline{\delta d_i(x)\delta d_j(x')} = w^2 \exp\left(-\frac{(x-x')^2}{2l^2}\right)$ для $i = j$ и обращается в нуль для $i \neq j$, поскольку случайные величины δd_1 и δd_2 не коррелируют, имеем

$$\overline{|V_{if}|^2} = \frac{8e^4 w^2 l\sqrt{2\pi}}{\chi^2 d^2 L^3} e^{-\frac{1}{2}\varepsilon^2/\varepsilon_0^2} \left[\frac{|\varepsilon|}{\varepsilon_d} K_1\left(\frac{|\varepsilon|}{\varepsilon_d}\right)\right]^2. \quad (1)$$

Здесь K_1 – модифицированная функция Бесселя второго рода, $\varepsilon_0 = \hbar v_F/2l$ и $\varepsilon_d = \hbar v_F/2d$. При $|\varepsilon| \ll \varepsilon_d$ выражение в квадратных скобках близко к 1, а при $|\varepsilon| > \varepsilon_d$ можно пользоваться асимптотическим выражением $\approx \sqrt{\pi|\varepsilon|/2\varepsilon_d} e^{-|\varepsilon|/\varepsilon_d}$.

В случае, когда термодинамическое равновесие в одном канале нарушено, возможны передача энергии в соседний канал и его нагрев. Обозначим E, E' начальную и конечную энергии электрона в первом (неравновесном) канале, а E'', E''' – энергию электрона до и после взаимодействия во втором канале. Теряемая первым электроном энергия $\varepsilon = E - E'$ (формально она может быть и отрицательной, что соответствует увеличению энергии первого электрона). Кроме того, обозначим как f_1, f_1', f_2'', f_2''' функции распределения в каналах при соответствующих энергиях. Вероятность взаимодействия в единицу времени задается золотым правилом Ферми: $W_{i\to f} = \frac{2\pi}{\hbar}\overline{|V_{if}|^2}\delta(\varepsilon + E'' - E''')$, где δ – дельта-функция Дирака. Тогда мощность передачи энергии посредством парного рассеяния равна

$$P = \frac{2\pi}{\hbar}\frac{L^4}{(2\pi)^4}\iiiint \varepsilon \overline{|V_{if}|^2} f_1(1 - f_1') \times$$
$$\times f_2''(1 - f_2''')\delta(\varepsilon + E'' - E''')dkdk'dk''dk'''.$$

С учетом линейного закона дисперсии перейдем к интегрированию по энергиям рассеивающихся электронов. Кроме того, преобразуем δ-функцию, обозначив $E''' - E'' = \varepsilon'$: $\delta(\varepsilon + E'' - E''') = \delta(\varepsilon - \varepsilon')$. Наконец, для упрощения записи введем форм-факторы для испускания ($\varepsilon > 0$) и поглощения ($\varepsilon < 0$) энергии: $F_j(\varepsilon) = \int f_j(E+\varepsilon)\left[1 - f_j(E)\right]dE$, где f_j – функция распределения электронов в j-м канале. После взятия интеграла от δ-функции получим окончательное выражение:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar}\frac{L^4}{(2\pi)^4}(\hbar v_F)^{-4} \times \quad (2)$$
$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon F_1(\varepsilon) F_2(-\varepsilon)\overline{|V_{if}|^2} d\varepsilon.$$

Рассмотрим теперь парное рассеяние посредством обмена неравновесными акустическими фононами. Амплитуду вероятности рассеяния в этом случае следует искать во втором порядке теории возмущений по электрон-фононному взаимодействию:

$$V_{if} = \sum_{q_x, q_y, q_z} \frac{\langle f|V_{e-ph}|I\rangle\langle I|V_{e-ph}|i\rangle}{E_i - E_I + i0}, \quad (3)$$

где промежуточное состояние $|I\rangle = |k', k'', \mathbf{q}\rangle$ соответствует релаксации первого электрона $k \to k'$ с испусканием реального или виртуального фонона, а суммирование ведется по трехмерным импульсам фононов и их поляризациям. Будем считать, что фононная система хорошо соединена с тепловым резервуаром, находящимся при низкой температуре, так что стационарные числа заполнения фононов при интересующих нас энергиях много меньше 1. Имея в виду кристалл GaAs, мы учитываем электрон-фононное взаимодействие посредством пьезоэлектрической связи, которое доминирует в длинноволновом пределе. В таком случае при излучении фонона электроном первого канала и поглощении его во втором канале получим

$$\langle f|V_{e-ph}|I\rangle\langle I|V_{e-ph}|i\rangle = \frac{\alpha\Omega}{L^2 V q} e^{iq_y d} \times$$
$$\times \int_0^L e^{i\Delta k_1 x} e^{iq_y \delta d_1(x)} dx \int_0^L e^{i\Delta k_2 x} e^{-iq_y \delta d_2(x)} dx, \quad (4)$$

где $\Omega \equiv \hbar e^2 e_{14}^2/(2\chi^2\rho s)$, ρ, V – плотность и объем кристалла, e_{14} – пьезоэлектрический коэффициент в кристалле со структурой цинковой обманки [12]. Скорость звука s и коэффициент α зависят от направления импульса фонона и его поляризации [13]. Ниже мы возьмем для оценки случай краевых каналов, идущих вдоль направления легкого скола [110] в двумерном газе в GaAs. Тогда основной вклад дают поперечные акустические фононы с $\alpha = 0.5$ и $s = 3 \cdot 10^5$ см/с. Величины несохраняющегося продольного импульса при испускании ($j = 1$) и поглощении ($j = 2$) фонона удобно записать с учетом закона сохранения энергии: $\Delta k_j = \varepsilon/\hbar v_{\mathrm{F}} + (-1)^j q_x$. В нашей модели эффективная ширина краевого канала равна w, что приводит к ограничению на y-компоненту импульса фонона $|q_y| \lesssim 1/w$. Поэтому в выражении (4) можно приближенно написать $e^{-(-1)^j i q_y \delta d_j(x)} \approx 1 - (-1)^j i q_y \delta d_j(x)$, $j = 1, 2$. Тогда выражение (3) для матричного элемента принимает вид

$$V_{if} = \frac{\alpha\Omega}{8\pi^3 L^2}\int \frac{e^{iq_y d} dq_x dq_y dq_z}{q(\varepsilon - \varepsilon_q + i0)}[q_y^2 I_1 I_2 + \quad (5)$$
$$+ i \cdot 2\pi q_y \delta(q_x + \varepsilon/\hbar v_{\mathrm{F}}) I_1 - i \cdot 2\pi q_y \delta(q_x - \varepsilon/\hbar v_{\mathrm{F}}) I_2],$$

где $\delta(q_x \pm \varepsilon/\hbar v_{\mathrm{F}})$ – дельта-функции, $\varepsilon_q = \hbar s q$ – энергия фонона, $I_j = \int e^{i\Delta k_j x}\delta d_j(x)dx$. Два последних слагаемых в квадратных скобках соответствуют процессам с однократным нарушением закона сохранения импульса при испускании или при поглощении фонона. В первом слагаемом учтены процессы, в которых импульс не сохраняется как при испускании, так и при поглощении фонона. При вычислении (5) нужно взять интегралы вида $\mathrm{Int}_n(\varepsilon) = \int (q_y)^n e^{iq_y d} dq_y dq_z/q/(\varepsilon - \varepsilon_q + i0)$ для $n = 1, 2$. Удобно сначала сделать замену переменных $dq_y dq_z = q_\perp dq_\perp d\varphi$, где $q_\perp = \sqrt{q_y^2 + q_z^2}$ – нормальная к оси $0x$ компонента импульса фонона, а φ – угол между $\mathbf{q}_\perp$ и осью $0z$. Далее, при $s \ll v_\mathrm{F}$ можно приближенно написать $q_\perp \approx q$, поскольку в таких условиях акустические фононы излучаются преимущественно нормально к краевому каналу. Заменяя $q \to \varepsilon_q/(\hbar s)$, окончательно получим

$$\mathrm{Int}_n(\varepsilon) \approx (\hbar s)^{-n-1} \int \sin^n \varphi d\varphi \int \frac{\varepsilon_q^n e^{i\varepsilon_q \tau \sin\varphi} d\varepsilon_q}{\varepsilon - \varepsilon_q + i0}, \quad (6)$$

где $\tau = d/s$ – характерное время пролета фонона между каналами. При вычислении (6) сначала берется интеграл по энергии фонона в пределах $0 < \varepsilon_q < \hbar s (w|\sin\varphi|)^{-1}$, а только потом по углу φ. Сначала приведем ответ в пределе $\varepsilon \gg \hbar/\tau$, что для характерных значений $\varepsilon \sim \varepsilon_0$ эквивалентно достаточно большому расстоянию между краевыми каналами, $d \gg ls/v_\mathrm{F}$. Как будет показано ниже, последнее условие заведомо выполнено, когда электрон-фононный механизм способен составить конкуренцию кулоновскому. В этом пределе основной вклад в интеграл дают фононы в узкой полосе энергий $|\varepsilon_q - \varepsilon| \lesssim \hbar/\tau$. В результате получаем

$$\mathrm{Int}_n(\varepsilon) \approx \frac{2\pi^2 \varepsilon^n}{(i\hbar s)^{n+1}} \frac{d^n}{da^n} \left[J_0(a) + iH_0(a) \right] \Bigg|_{a = \varepsilon\tau/\hbar}, \quad (7)$$

где J_0, H_0 – функции Бесселя первого рода и Струве нулевого порядка соответственно, а производная от величины в скобках берется при указанном значении аргумента. В пределе $a \to \infty$ можно пользоваться асимптотическим выражением $J_0(a) + iH_0(a) \approx \sqrt{2/\pi a} e^{i(a - \pi/4)}$.

В противоположном пределе малых расстояний, $\varepsilon \ll \hbar/\tau$, вклад в интеграл дают все фононы. В результате получаем приближенный ответ:

$$\mathrm{Int}_1 \approx \frac{2i\pi[\cos(d/w) - 1]}{\hbar s d},$$
$$\mathrm{Int}_2 \approx \frac{-2\pi \sin(d/w)}{\hbar s w d}.$$

Остается взять интеграл по q_x. Для двух последних слагаемых в (5) интеграл берется легко благодаря δ-функции. Для первого слагаемого, однако, необходимо сначала возвести в квадрат модуль матричного элемента, а затем взять получившийся двойной интеграл по q_x, q_x'. В конце, подобно случаю кулоновского рассеяния, следует произвести усреднение по случайным распределениям δd_j. В результате получим

$$\overline{|V_{if}|^2} = V_1 + V_2,$$
$$V_1 = 2^{7/2} \left(\frac{\alpha\Omega}{8\pi^3 L^2} \right)^2 |\mathrm{Int}_1|^2 \pi^{5/2} w^2 L l e^{-\varepsilon^2/2\varepsilon_0^2},$$
$$V_2 = 4 \left(\frac{\alpha\Omega}{8\pi^3 L^2} \right)^2 |\mathrm{Int}_2|^2 \pi^{5/2} w^4 L l e^{-\varepsilon^2/4\varepsilon_0^2}. \quad (8)$$

В этих выражениях индекс “1” соответствует однократному нарушению закона сохранения импульса при взаимодействии электронов с фононом, а “2” – двукратному. Заметим, что выражения (8) справедливы и для передачи фонона из второго канала в первый ($\varepsilon < 0$), если заменить в формуле (7) $\varepsilon \to |\varepsilon|$. С помощью (2) несложно получить окончательное выражение для мощности, передаваемой между краевыми каналами посредством электрон-фононного взаимодействия.

Интересно сравнить эффективности двух механизмов взаимодействия. Оказывается, что в GaAs при малых энергиях $|\varepsilon| < \varepsilon_d, \varepsilon_0$ и/или малых расстояниях между каналами, $d \lesssim l$, матричный элемент для обмена фононами пренебрежимо мал по сравнению с кулоновским. Однако при $d \gg l$ и достаточно больших энергиях $|\varepsilon| > \varepsilon_d$ фононный вклад становится заметен. Действительно, обрезание по энергии в кулоновском матричном элементе (1) наступает при $|\varepsilon| \sim \varepsilon_d \ll \varepsilon_0$, т.е. заметно раньше, чем в электрон-фононном матричном элементе (8). В результате в случае сильно неравновесного первого канала и слабо неравновесного второго (см. ниже) мощность, передаваемая посредством кулоновского рассеяния, быстро падает с расстоянием между каналами, $P_C \propto 1/d^5$. В то же время фононный вклад имеет асимптотику $P_{ph} \propto 1/d$. Для отношения мощностей имеем:

$$\frac{P_{ph}}{P_C} = \frac{e_{14}^4 v_F}{6\pi^2 \rho^2 s^5} \left(1 + 8\sqrt{2} \frac{v_\mathrm{F}^2}{s^2} \frac{w^2}{l^2} \right) \frac{d^4}{l^4}.$$

В чистой системе благодаря сильному краевому электрическому полю следует ожидать, что $w/l \ll 1$. Если взять для оценки $w/l = 0.1$, то фононный вклад становится сравнимым с кулоновским при расстоянии между каналами $d/l \approx 10$.

Ниже мы более подробно рассмотрим случай парного кулоновского рассеяния в пределе малого расстояния между каналами, $d \ll l$, когда подынтегральный множитель в квадратных скобках в (2) можно приравнять 1. Решение (2) позволяет получить численный результат для передаваемой мощности для произвольных функций распределения электронов в первом и втором каналах. В предельном случае сильно неравновесного первого канала и слабо неравновесного второго канала результат можно выписать явно. Интеграл по энергии в (2) имеет обрезку при $|\varepsilon| \sim \varepsilon_0$. Если неравновесность в первом канале имеет заметно больший масштаб по энергии, то зависимостью от энергии можно пренебречь: $F_1(\varepsilon) \approx F_1(0)$. Например, для квазиравновесного распределения с эффективной температурой T_1 $F_1(0) = k_B T_1$ (где k_B – постоянная Больцмана). Для двухступенчатой функции распределения, создаваемой квантовым контактом с приложенным напряжением V и коэффициентом прохождения Tr $F_1(0) = \mathrm{Tr}(1-\mathrm{Tr})e|V|$. Условие сильной неравновесности соответствует неравенству $k_B T_1, e|V| \gg \varepsilon_0$. В то же время при низкой температуре во втором канале, $k_B T_2 \ll \varepsilon_0$, можно написать $F_2(-\varepsilon) \approx \varepsilon\theta(\varepsilon)$, где θ – функция Хевисайда (т.е. во втором канале имеет место только поглощение энергии). В этом пределе решение (2) принимает вид

$$P_C = \frac{e^4 w^2 L}{8\pi^2\hbar^2 v_F \chi^2 d^2 l^2} F_1(0).$$

Отсюда следует, например, что в сильно неравновесном случае мощность, передаваемая при помощи парных процессов рассеяния, линейно зависит от тянущего напряжения или эффективной температуры горячего канала[3)] (это утверждение справедливо для обоих механизмов взаимодействия и произвольного расстояния между каналами). В другом предельном случае слабой неравновесности в обоих каналах ($k_B T_2 \ll k_B T_1, e|V| \ll \varepsilon_0$) имеем $P_C \propto (T_1)^4, V^4$. Таким образом, для функциональной зависимости мощности от тянущего напряжения или эффективной температуры горячего канала характерно выраженное квазипороговое поведение с порогом $k_B T_1, eV \sim \sim \varepsilon_0$.

Наконец, оценим масштаб эффекта в достаточно чистой системе, считая, что до начала взаимодействия электроны во втором канале находились при малой температуре T_2^{in}. Пусть расстояние между каналами $d = 300$ нм, $v_F = 10^7$ см/с, параметры беспорядка $l = 1$ мкм, $w = 50$ нм, а неравновесность в первом канале создается квантовым контактом с $\mathrm{Tr} = 1/2$. Эффективная температура второго канала на выходе из области взаимодействия равна [14]

$$T_2^{\mathrm{out}} = \sqrt{\frac{12\hbar P_C}{\pi k_B^2} + (T_2^{\mathrm{in}})^2}.$$

При длине взаимодействия $L = 3$ мкм, $eV = = 0.5$ мэВ $\gg \varepsilon_0 = 0.05$ мэВ и $T_2^{\mathrm{in}} = 50$ мК получим $T_2^{\mathrm{out}} \approx 130$ мК. Изменение температуры такого масштаба вполне может быть измерено на практике, и, возможно, уже наблюдалось в работе [15].

[3)] Для трехчастичных процессов рассеяния линейная зависимость переданной мощности от тянущего напряжения возможна только при $\mathrm{Tr} \ll 1$. В остальных случаях зависимость будет по крайней мере квадратичной.

Итак, нами проведен расчет парного рассеяния электронов одномерных ферми-жидкостей противоположной киральности. Передача энергии между системами осуществляется благодаря нарушению закона сохранения импульса в присутствии плавного потенциала беспорядка. На примере краевых каналов в двумерной системе GaAs получены выражения для передаваемой мощности при кулоновском и электрон-фононном механизмах рассеяния. При малых расстояниях между каналами доминирует кулоновское рассеяние, а максимальная величина передаваемого при взаимодействии кванта энергии определяется корреляционной длиной беспорядка подобно [6]. Как следствие передаваемая мощность имеет квазипороговую зависимость от степени неравновесности (температуры или тянущего напряжения) в горячем канале.

Мы благодарны И.С. Бурмистрову, И.В. Горному, Д.В. Шовкуну и А.А. Шашкину за полезные обсуждения. Отдельная благодарность Д.Г. Полякову за ценные замечания. Работа была поддержана проектами Российского фонда фундаментальных исследований, РАН, Минналуки РФ и грантом Президента МК-3102.2011.2.

1. P. Debray, V.N. Zverev, V. Gurevich et al., Semicond. Sci. Technol. **17**, R21 (2002).
2. M. Buttiker, Physical Review Letters **57**, 1761 (1986).
3. M. Pustilnik, M.G. Mishchenko, L.I. Glazman et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 126805 (2003).
4. H. le Sueur, C. Altimiras, U. Gennser et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 056803 (2010).
5. C. Altimiras, H. le Sueur, U. Gennser et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 226804 (2010).
6. A.M. Lunde, S.E. Nigg, and M. Buttiker, Phys. Rev. B **81**, 041311(R) (2010).
7. T. Karzig, L.I. Glazman, and F. von Oppen, Phys. Rev. Lett. **105**, 226407 (2010).
8. G. Barak, H. Steinberg, L.N. Pfeiffer et al, Nature **6**, 489 (2010).
9. D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, and L.I. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 4026 (1992).
10. M.P.A. Fisher and L. Glazman, in *Mesoscopic Electron Transport*, NATO ASI, Series E, Kluwer Ac. Publ., Dordrecht, 1997.
11. D.B. Gutman, Y. Gefen, and A.D. Mirlin, Phys. Rev. B **80**, 045106 (2009); D.A. Bagrets, I.V. Gornyi, and D.G. Polyakov, Phys. Rev. B **80**, 113403 (2009),
12. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики*, М.: Наука, 1979.
13. L. Fedichkin and A. Fedorov, Physical Review A **69**, 032311 (2004).
14. C. Altimiras, H. le Sueur, U. Gennser et al., Nature Phys. **6**, 34 (2010).
15. D. Sprinzak, E. Buks, M. Heiblum, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **84**, 5820 (2000).