Физика низких температур, 1997, т. 23, № 3, с. 313–318

Фотопроводимость квантового баллистического контакта

В. С. Боровиков, Л. Ю. Горелик

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: borovikov@ilt.kharkov.ua

В. З. Клейнер

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

Р. И. Шехтер

Department of Applied Physics, Chalmers University of Technology and Göteborg University, S-412 96 Göteborg, Sweden

Статья поступила в редакцию 19 июля 1996 г., после переработки 27 сентября 1996 г.

Рассмотрен электронный транспорт через микросужение в двумерном квантовом канале в поперечном переменном электромагнитном поле. Получено общее выражение для фотопроводимости как функции матричных элементов многоканальной S-матрицы рассеяния. Это выражение обобщает формулу Ландауэра для проводимости $2D$ баллистического микроконтакта (БМК) на случай неупругих процессов взаимодействия баллистических электронов с переменным электромагнитным полем. Рассмотрена связь симметрии S-матрицы электронов с транспортными свойствами БМК в нестационарном поле. Найдена фотопроводимость БМК с адиабатической геометрией в квазиклассическом приближении.

Розглянуто електронний транспорт крізь мікрозвуження у двовимірному квантовому каналі у присутності поперечного змінного електромагнітного поля. Знайдено загальний вираз для фотопровідності як функції матричних елементів багатоканальної S-матриці розсіювання. Такий вираз узагальнює формулу Ландауера для провідності $2D$ балістичного мікроконтакту (БМК) на випадок непружньої взаємодії балістичних електронів із змінним електромагнітним полем. Розглянуто зв'язок сіметрії S-матриці електронів з транспортними властивостями БМК у нестаціонарному полі. Знайдено фотопровідність БМК з адіабатичною геометрією у квазікласичному наближенні.

PACS: 72.10.Bg

1. Фундаментальные представления о характере электронного транспорта через узкие баллистические микроконтакты (БМК) опираются на хорошо известную концепцию Ландауэра [1]. Физические предположения, лежащие в ее основе, сводятся к следующему:

— падение напряжения происходит только в области микроконтакта;

— движение электронов в этой области является баллистическим;

— функция распределения электронов, падающих на микроконтакт, определяется лишь двумя полностью независимыми термически равновесными резервуарами («берегами»).

Эти предположения, по-видимому, справедливы для описания узких каналов с длиной меньшей фононной длины пробега электронов, которые соединяют резервуары, но достаточно широких, чтобы количество мод поперечного квантования было гораздо больше числа поперечных мод, распространяющихся через канал. В рамках перечисленных выше условий, как показал Ландауэр [1], при упругом рассеянии на БМК задача определения стационарной проводимости, по существу, сводится к чисто динамической проблеме вычисления S-матрицы потенциального рассеяния баллистических электронов. Теория Ландауэра хорошо описывает результаты многочисленных экспериментов по изучению проводимости микроканалов в $2D$ электронном газе полупроводниковых гетероструктур и является общепринятой. С другой стороны, для случая, когда в области БМК имеются неупругие рассеиватели, единая последовательная теория до настоящего времени не разработана.

Цель предлагаемой работы — оставаясь в рамках основных предположений теории Ландауэра,

© В. С. Боровиков, Л. Ю. Горелик, В. З. Клейнер, Р. И. Шехтер, 1997

получить общее выражение для описания проводимости БМК при наличии неупругих процессов рассеяния, индуцируемых переменным полем. Подобное рассмотрение представляется необходимым и в свете выполненных недавно экспериментов по измерению фотопроводимости микроконтактов в $2D$ полупроводниковых структурах [2].

2. При получения общего выражения для проводимости двумерного БМК будем исходить из уравнения Шредингера с зависящим от времени гамильтонианом

$$H(t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_{x,y} + U(x, y) + V(x, y)\cos\omega t \ ,$$

в котором $U(x, y)$ — эффективный определяющий геометрию микроконтакта потенциал, изменяющийся вдоль оси x только в пределах области контакта $-L < x < L$ так, что $U(x, y) = U(y)$ при $|x| > L$, и при этом неограниченно возрастающий вдоль оси y, обеспечивая финитность движения частицы в этом направлении; $V(x, y)$ — эффективный потенциал внешнего переменного поля. Благодаря указанным условиям спектр электронов за пределами микроконтакта в отсутствие переменного поля имеет хорошо определенную зонную структуру многомодовой одномерной системы:

$$\varepsilon_n(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + E_n \ ,$$

где «поперечные» энергии E_n являются собственными значениями оператора:

$$H_y = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2}{\partial y^2} + U(y) \ ;$$

k — волновой вектор частицы в направлении оси x; m^* — эффективная масса электрона.

Исследование динамики системы в периодическом поле удобно проводить в квазиэнергетическом представлении волновой функции:

$$\Psi_\varepsilon(x, n, t) = \sum_l \Psi_\varepsilon(x, n, l)\exp\left[-i(l\omega t + \varepsilon t/\hbar)\right] \ , \tag{1}$$

где функции $\Psi_\varepsilon(x, n, l)$ являются решениями стационарного уравнения Шредингера $\hat{H}\Psi_\varepsilon = \varepsilon\Psi_\varepsilon$ с эффективным гамильтонианом

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{W} \ ; \tag{2}$$

$$\hat{H}_0 = \left[\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + E_n\right)\delta_{nn'} - \hbar\omega l\right]\delta_{ll'} \ ;$$

$$\hat{W} = \hat{U} + \hat{V} \ ;$$

$$\hat{U} = \left[\int_{-\infty}^{\infty} dy\,\varphi_n(y)U(x, y)\varphi_{n'}(y) - E_n\delta_{nn'}\right]\delta_{ll'} \ ;$$

$$\hat{V} = \frac{1}{2}\left[\int_{-\infty}^{\infty} dy\,\varphi_n(y)V(x, y)\varphi_{n'}(y)\right](\delta_{l-1,l'} + \delta_{l+1,l'}) \ ;$$

здесь $\varphi_n(y)$ — действительные собственные функции оператора H_y.

Волновой функции $\Psi_\varepsilon(x, n, l)$ присуща неоднозначность, связанная с квазиэнергетическим представлением и выражающаяся в том, что если $\Psi_\varepsilon(x, n, l)$ — собственный вектор оператора H с собственным значением ε, то функция

$$\Psi_{\varepsilon+\hbar\omega l'}(x, n, l) \equiv \Psi_\varepsilon(x, n, l-l') \tag{3}$$

— также собственный вектор и, согласно [1], порождает одно и то же решение нестационарной задачи.

Вследствие локальности возмущения $\hat{W}$ по координате x полный набор собственных функций $\hat{H}$ может быть построен на основе состояний рассеяния $|\Psi^{(+)}_{NLk}\rangle$ ($N = 1, 2, ...$; $L = 0, \pm1, \pm2, ...$; $-\infty < k < \infty$), являющихся решениями уравнения Липпмана—Швингера:

$$|\Psi^{(+)}_{NLk}\rangle = |\Phi^{(+)}_{NLk}(n, l, x)\rangle + \hat{G}_0^+(\varepsilon_{NL}(k))\hat{W}|\Psi^{(+)}_{NLk}\rangle \ , \tag{4}$$

где

$$\Phi_{NLk}(n, l, x) = (2\pi)^{-1/2}\,e^{ikx}\delta_{nN}\delta_{lL} \ ,$$

$$\varepsilon_{NL}(k) = \varepsilon_N(k) - \hbar\omega L$$

— собственные состояния и собственные значения оператора $\hat{H}_0$; $\hat{G}_0^+(\varepsilon) = (\varepsilon - \hat{H}_0 + i0)^{-1}$. Используя явное выражение для невозмущенной функции Грина

$$\hat{G}_0^+(\varepsilon) = i\frac{\delta_{nn'}\delta_{ll'}}{v_{nl}}\exp\left[i\hbar k_{nl}(\varepsilon)|x|\right] \ ;$$

$$v_{nl} = \frac{\hbar}{m^*}k_{nl}(\varepsilon) \ ;$$

$$k_{nl}(\varepsilon) = k_{nl}(\varepsilon + \hbar\omega l) = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m^*(\varepsilon - E_{nl} + \hbar\omega l)} \ ,$$

можно показать, что асимптотики нормированных на δ-функцию решений уравнения (4), описывающих рассеяние падающих на БМК плоских волн, в (n, l, x)-представлении имеют следующий вид:

$$\Psi^{(+)}_{NLk}(n, l, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{cases} e^{ikx}\,\delta_{nN}\,\delta_{lL} + R^{lL}_{nN}(|k|, \sigma)\exp\left[-i\sigma k_{nl}(\varepsilon_{NL}(k))x\right]; & \sigma x < -L; \\ T^{lL}_{nN}(|k|, \sigma)\exp\left[i\sigma k_{nl}(\varepsilon_{NL}(k))x\right]; & \sigma x > L, \end{cases} \tag{5}$$

где $\sigma = \mathrm{sgn}\,(k)$. Отметим здесь, что коэффициенты R^{lL}_{nN} и T^{lL}_{nN} в выражениях (5) непосредственно связаны с элементами многоканальной S-матрицы рассеяния

$$\hat{S} \equiv \begin{pmatrix} \hat{r}(|k|, +1) & \hat{t}(|k|, +1) \\ \hat{t}(|k|, -1) & \hat{r}(|k|, -1) \end{pmatrix}; \quad \hat{S}\,\hat{S}^{+} = 1 \tag{6}$$

следующими выражениями:

$$t^{lL}_{nN}(|k|, \sigma) = \left[\frac{k_{nl}(\varepsilon_{NL}(k))}{|k|}\right]^{1/2} T^{lL}_{nN}(|k|, \sigma); \tag{7}$$

$$r^{lL}_{nN}(|k|, \sigma) = \left[\frac{k_{nl}(\varepsilon_{NL}(k))}{|k|}\right]^{1/2} R^{lL}_{nN}(|k|, \sigma). \tag{8}$$

В соответствии с (1), (7) и (8), порождаемые состояниями $|\Psi^{(+)}_{N0k}\rangle$ решения нестационарного уравнения Шредингера имеют вид

$$\Psi_{Nk}(n, x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{cases} \exp[ikx - i\varepsilon_N(k)]\,\delta_{nN} + \sum_l R^{l}_{nN}(|k|, \sigma)\exp\left[-i\sigma k_{nl}(\tilde{\omega})x - i\tilde{\omega}t/\hbar\right]; & \sigma x < -L; \\ \sum_l T^{l}_{nN}(|k|, \sigma)\exp\left[i\sigma k_{nl}(\tilde{\omega})x - i\tilde{\omega}t/\hbar\right]; & \sigma x > L \end{cases} \tag{9}$$

и описывают неупругое рассеяние электрона с поперечным квантовым числом N и волновым вектором k на микросужении ($\tilde{\omega} = \varepsilon_N(k) + \hbar\omega l$). При этом коэффициенты $T^{l}_{nN} \equiv T^{l0}_{nN}$ и $R^{l}_{nN} \equiv R^{l0}_{nN}$ определяют амплитуды вероятности рассеяния электрона в состояние с поперечным квантовым числом n с поглощением l квантов энергии $\hbar\omega$. Очевидно, именно эти решения представляют интерес при вычислении нестационарного баллистического транспорта через БМК.

3. При получении общего выражения для тока через контакт будем использовать общепринятый подход Ландауэра, согласно которому электронная функция распределения вдали от микросужения равновесна и определяется выражением

$$f^{(\pm)}_{N}(k) = f_0(\varepsilon_N(k) \mp \tfrac{1}{2}eV),$$

где $f_0(\varepsilon)$ — фермиевская функция; V — напряжение на микроконтакте; знак $+(-)$ относится к области слева (справа) от БМК. В этом случае одночастичная матрица плотности $\hat{\gamma}(t)$, обеспечивающая выполнение граничных условий, согласно которым поток, падающий слева на БМК, определяется равновесной функцией $f_0(\varepsilon_N(k) - 1/2\,eV)$, а справа — функцией $f_0(\varepsilon_N(k) + 1/2\,eV)$, и явно учитывающая предположение об отсутствии электронных корреляций резервуаров, может быть построена на основе волновых функций (9) следующим образом:

$$\hat{\gamma}(t) = \sum_{N,|k|,\sigma} f^{\sigma}_{N}(k)\Psi_{N,|k|,\sigma}(n, x, t)\Psi^{*}_{N,|k|,\sigma}(n, x, t). \tag{10}$$

Средний за период ток I_{x_0}, протекающий через сечение в точке x_0, определяется выражением

$$I_{x_0} = e\frac{\omega}{2\pi} \times \int_0^{2\pi/\omega} dt \sum_n \left[\frac{\hbar}{2m^{*}i}\left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x'}\right)\hat{\gamma}_{nn'}(x, x', t)\right]_{x=x'=x_0} \tag{11}$$

и, разумеется, не зависит от выбора сечения (этот факт прямо вытекает из уравнения непрерывности $\frac{\partial}{\partial x} I_x = \frac{\partial}{\partial t}\sum_n \gamma_{nn}(x, x, t)$). Поэтому точку наблюдения x_0 можно сместить, например, вправо, далеко от микросужения, где справедливы асимптоти-

ческие выражения (9). Подстановка этих выражений в (11) после простых вычислений дает*

$$I = \frac{e}{\pi}\sum_{N,k}\sum_{n,l}\left[f_0(\varepsilon_N(k) - \frac{1}{2}eV)|T^{l0}_{nN}(|k|, 1)|^2 + \right.$$

$$\left. + f_0(\varepsilon_N(k) + \frac{1}{2}eV)(|R^{l0}_{nN}(|k|, -1)|^2 - \delta_{nN}\delta_{l0})\right] \times$$

$$\times v_{nl}(\varepsilon_N(k)) \ . \qquad (12)$$

Учитывая соотношения (7), (8) и равенство

$$\sum_{n,l}[|t^{l0}_{nN}(|k|, -1)|^2 + |r^{l0}_{nN}(|k|, -1)|^2] = 1$$

(следствие унитарности S-матрицы), а также полагая $\varepsilon_N >> eV$, а температуру равной нулю, при замене суммирования по импульсу k интегрированием по энергии налетающего электрона приходим к выражению

$$I = \sum_{N,n,l}\left[2\frac{e}{h}\int_0^\infty d\varepsilon\, f_0(\varepsilon)(|t^{l}_{nN}(\varepsilon, 1)|^2 - |t^{l}_{nN}(\varepsilon, -1)|^2) + \right.$$

$$\left. + \frac{e^2V}{h}(|t^{l}_{nN}(\mu, 1)|^2 + |t^{l}_{nN}(\mu, -1)|^2)\right] , \qquad (13)$$

где μ — энергия Ферми; $t^{l}_{nN}(\varepsilon, \sigma) \equiv t^{l0}_{nN}[k_N(\varepsilon, \sigma)]$ — амплитуда вероятности рассеяния электрона с энергией ε и поперечным квантовым числом N в состояние с поперечным квантовым числом n и энергией $\varepsilon + \hbar\omega l$ при прохождении БМК. Индексы (N, n) нумеруют каналы рассеяния, и весь описываемый процесс можно рассматривать как неупругое рассеяние частиц из канала N в канал n.

4. Учет симметрийных факторов существенно упрощает формулу (13). Один из них — обратимость процесса рассеяния во времени — непосредственно связан с действительностью оператора $\hat{W} = \hat{U} + \hat{V}$. Согласно определению (3), этот оператор действителен, поскольку действительны функции $\varphi_n(y)$. При этих условиях S-матрица, как известно, симметрична: $\hat{S} = \hat{S}^T$ (см., например, [3]), т.е., согласно определению (6), симметричными являются и матрицы амплитуд рассеяния «назад» $\hat{r}(k, \pm 1)$. Соответственно матрицы амплитуд рассеяния «вперед» $\hat{t}(k, \pm 1)$ связаны соотношением $\hat{t}(k, +1) = \hat{t}^T(k, -1)$. Учитывая последнее обстоятельство, легко убедиться, что в отсутствие переменного поля, когда $t^{l}_{nN}(\varepsilon, \pm 1) = 0$ при $l \neq 0$, первое слагаемое в скобках в выражении (13) обращается в нуль, а второе совпадает с формулой Ландауэра для статической проводимости многоканальной системы $G = \frac{2e^2}{h}\sum_{nn'}|t^{l}_{nn'}(\mu)|^2$. В общем случае неупругих процессов, в соответствии с принципом детального равновесия, амплитуды рассеяния «вперед» слева направо и справа налево связаны равенством (см. (3))

$$|t^{l0}_{nN}(\varepsilon, -1) = |t^{-l,0}_{nN}(\varepsilon + \hbar\omega l, +1)| \ .$$

С его помощью первое слагаемое в (13) можно привести к виду

$$I_{\text{ph}} = \frac{2e}{h}\int_0^\infty d\varepsilon \sum_l [f_0(\varepsilon) - f_0(\varepsilon + \hbar\omega l)] \sum_{n,n'}|t^{l}_{nn'}(\varepsilon)|^2 . \qquad (14)$$

Из этого выражения следует, что переменное поле, локализованное в области БМК, может приводить к возникновению стационарного тока в отсутствие приложенной к берегам разности потенциалов. Подобный фотовольтаический эффект для квантового контакта, имеющего специальную геометрию, был рассмотрен в работах [4,5]**.

5. Остановимся в дальнейшем на случае симметричного рассеивающего потенциала: $W(-x) = W(x)$. При этом амплитуды рассеяния «вперед» удовлетворяют соотношению

* Здесь учтен также множитель 2, возникающий при суммировании по спиновым степеням свободы электрона.

** Следует отметить, что в ряде работ (см. [6,7]) в формулы для тока, подобные (12), помимо $f_0(\varepsilon_n - 1/2\, eV)$, по аналогии с методом туннельного гамильтониана, включают дополнительный фактор $[1 - f_0(\varepsilon_n + \hbar\omega l + 1/2\, eV)]$, считая, что он отражает принцип запрета Паули. Подобное искусственное заимствование схемы, справедливой в пределе малой прозрачности, представляется крайне сомнительным для описания баллистических микроконтактов и неоднократно подвергалось критике (см., например, обзор Ландауэра [8]). В рассматриваемой нами задаче, благодаря указанной выше симметрии S-матрицы, линейные по функции распределения члены полностью выпадают из окончательного выражения для тока, как и в случае статического рассеяния на БМК. Мы специально обращаем внимание на этот факт, так как в некоторых работах, в которых S-матрица вычисляется приближенно, включение «паулиевских» факторов привело к возникновению новых эффектов, в частности фотовольтаического эффекта, основанного исключительно на принципе Паули [6].

$$|t^{l}_{Nn}(\varepsilon, +1)| = |t^{l}_{Nn}(\varepsilon, -1)| ,$$

вследствие чего фототок (14), согласно (13), равен нулю, а проводимость определяется при $T = 0$ выражением

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{l} \sum_{n,n'} |t^{l}_{nn'}(\mu)|^2 . \qquad (15)$$

Формула (15) обобщает результат Ландауэра на случай электронного транспорта через симметричный БМК с учетом неупругих процессов в переменном внешнем поле. Заметим, что в $t^{l}_{nn'}$ содержатся вклады как упругих, так и неупругих процессов рáвно при $l = 0$ и $l \neq 0$. Вклад последних можно явно выделить, вводя T-оператор рассеяния электронов $\hat{\tau}$ переменным полем, который формально определяется уравнением

$$\hat{\tau} = \hat{V} + \hat{V} G_s \hat{\tau} ,$$

где функция Грина $G_s = (\varepsilon - \hat{H}_s + i0)^{-1}$ описывает рассеяние на потенциале $U(x, y)$; $\hat{H}_s = (\hat{H}_0 + \hat{U} - \hbar\omega l)\delta_{ll'}$. Используя связь между матричными элементами оператора рассеяния и элементами S-матрицы, а также общие соотношения между оператором рассеяния и функцией Грина (см., например, [9]), амплитуды t^{l}_{Nn} в (15) можно выразить через матричные элементы оператора $\hat{\tau}$:

$$t^{l}_{nN}(\varepsilon, \sigma) = t^{\mathrm{st}}_{nN}(\varepsilon, \sigma)\delta_{l0} -$$

$$- \frac{2\pi i}{\hbar} \langle \Phi^{(-)}_{n,\sigma k_n(\varepsilon+\hbar\omega l)} | \hat{\tau} | \Phi^{(+)}_{N,\sigma k_N(\varepsilon)} \rangle , \qquad (16)$$

где t^{st}_{nN} и $|\Phi^{(+)}_{n,\sigma k_n(\varepsilon)}\rangle$ — амплитуды и состояния рассеяния гамильтониана $\hat{H}_s$, определяемые соответствующим уравнением Липпмана–Швингера. С помощью (16) выражение (15) можно представить в виде $G = G_s + G_p$, где G_s — статическая часть проводимости, а G_p — фотопроводимость:

$$G_p = \frac{4\pi e^2}{\hbar^3} \sum_{l} \sum_{n,n'} |\langle \Phi^{(-)}_{n,\sigma k_n(\mu+\hbar\omega l)} | \tau^{(l)} | \Phi^{(+)}_{n',\sigma k_{n'}(\mu)} \rangle|^2 -$$

$$- \frac{4e^2}{\hbar^3} \mathrm{Im} \left[\sum_{n,n'} [t^{\mathrm{st}}_{nn'}(\mu)]^* \langle \Phi^{(-)}_{n,\sigma k_n(\mu)} | \tau^{(0)} | \Phi^{(+)}_{n',\sigma k_{n'}(\mu)} \rangle \right], \qquad (17)$$

здесь $\tau^{(l)} = \tau^{l0}_{nn'}$. Полученная формула (17) выражает фотопроводимость БМК через матричные элементы оператора $\tau^{(l)}$, вычисленные по состояниям рассеяния в статическом потенциале.

6. Воспользуемся общим выражением (17) для расчета фотопроводимости в наиболее важном, с точки зрения экспериментальных приложений, случае БМК, имеющего адиабатическую геометрию, т.е. при плавном в масштабе де-бройлевской длины волны электрона изменении потенциала $U(x, y)$ вдоль направления x. Как известно [10], в этом случае движение происходит с сохранением поперечного квантового числа и, таким образом, матрица амплитуд $t^{\mathrm{st}}_{nn'}$ диагональна и может быть представлена в следующем виде:

$$t^{\mathrm{st}}_{nn'} = \theta(\varepsilon - E_n)\, e^{i\sigma\chi_n(\varepsilon)}\, \delta_{nn'} . \qquad (18)$$

Здесь $\chi_n(\varepsilon)$ — фазовый множитель. Состояния $|\Phi^{(\pm)}_{N,\sigma k_N(\varepsilon)}\rangle$ в адиабатической ситуации описываются квазиклассическими волновыми функциями, которые связаны соотношением

$$\Phi^{(-)}_{n}(\varepsilon, \sigma) = \Phi^{(+)}_{n}(\varepsilon, \sigma)\, e^{-i\sigma\chi_n(\varepsilon)}\, \theta(\varepsilon - E_n) +$$

$$+ \Phi^{(+)}_{n}(\varepsilon, -\sigma)\, e^{-i\chi_n(\varepsilon, -\sigma)}\, \theta(E_n - \varepsilon) . \qquad (19)$$

В этих выражениях θ-функции при фиксированном n разделяют квазиклассические электронные состояния на распространяющиеся безотражательно через БМК ($\varepsilon > E_n = \max E_n(x)$) и полностью отражающиеся от него ($\varepsilon < E_n$). В отсутствие переменного поля это приводит к фундаментальному квантованию проводимости адиабатического БМК [10]. С помощью (16), (18) и (19) выражение (17) можно представить в виде

$$G_p = \frac{4\pi e^2}{\hbar^3} \sum_{l} \sum_{nN} \Big(A^{(+),l}_{Nn} [\theta(E_N - \mu)\theta(\mu - E_n + \hbar\omega l) + \theta(E_N - \mu)\,\theta(E_n - \hbar\omega - \mu)] -$$

$$- A^{(-),l}_{Nn} [\theta(\mu - E_N)\theta(E_n - \hbar\omega l - \mu) + \theta(\mu - E_N)\theta(\mu - E_n + \hbar\omega l)] \Big) , \qquad (20)$$

где

$$A^{(\pm),l}_{Nn} = |\langle \Phi^{(-)}_{n,\pm k_n(\mu+\hbar\omega l)} | \tau^{(l)} | \Phi^{(+)}_{N,k_N(\mu)} \rangle|^2 .$$

При этом мы воспользовались соотношением, которому удовлетворяет оператор $\hat{\tau}$:

$$\langle \Phi^{(+)}_{N,k_N(\varepsilon)} | \tau^{(0)*} - \tau^{(0)} | \Phi^{(+)}_{N,k_N(\varepsilon)} \rangle =$$

$$= 2\pi \sum_{n,l,\sigma=\pm 1} | \langle \Phi^{(-)}_{n,\sigma,k_n(\varepsilon+\hbar\omega l)} | \tau^{(l)} | \Phi^{(+)}_{N,k_N(\varepsilon)} \rangle |^2 ,$$

вытекающим из обобщенной оптической теоремы [3]. Оценивая квазиклассические матричные элементы $A^{(\pm),l}_{Nn}$ в (20), можно убедиться, что в борновском приближении для малых амплитуд переменного поля вклад в фотопроводимость дают только первые слагаемые в квадратных скобках выражения (20):

$$G_p = \frac{4\pi e^2}{\hbar^3} \sum_{n,l,N} [A^{(+),l}_{Nn} \theta(E_N - \mu)\theta(\mu - E_n + \hbar\omega l) -$$

$$- A^{(-),l}_{Nn} \theta(\mu - E_N)\theta(E_n - \hbar\omega l - \mu)] . \quad (21)$$

Первое из них описывает движение электрона через БМК, индуцированное его рассеянием из отражающей моды в распространяющуюся при поглощении l квантов поля. Второе, наоборот, соответствует рассеянию из распространяющейся моды в отражающуюся с излучением квантов поля и уменьшает величину проводимости. Выражение (21) полностью совпадает с результатом работы [11], полученным в рамках последовательной теории возмущений по переменному полю.

Таким образом, полученное общее выражение (17) для фотопроводимости через матричные элементы многоканальной S-матрицы рассеяния обобщает формулу Ландауэра для проводимости $2D$ БМК на случай неупругих процессов взаимодействия баллистических электронов с переменным электромагнитным полем. Формула (21) представляет фотопроводимость БМК с адиабатической геометрией в квазиклассическом приближении.

Проведенные исследования частично поддержаны грантом INTAS-94-3862.

1. R. Landauer, *IBM J. Res. Develop.* **1**, 233 (1957); *Philos. Mag.* **21**, 863 (1970).
2. Quing Hu, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 837 (1993).
3. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. В. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, Наука, Москва (1971).
4. F. Hekking and Yu. V. Nazarov, *Phys. Rev.* **B44**, 9110 (1991).
5. L. Fedichkin, V. Ryzhii, and V. V'yurkov, *J. Phys.* **5**, 6091 (1993).
6. F. Hekking and Yu. V. Nazarov, *Phys. Rev.* **B44**, 1156 (1991).
7. S. Datta, *Phys. Rev.* **B45**, 1347 (1992).
8. R. Landauer, *Physica Scripta* **T42**, 110 (1992).
9. Дж. Займан, *Современная квантовая теория*, Мир, Москва (1971).
10. Л. И. Глазман, Г. Б. Лесовик, Д. Е. Хмельницкий, Р. И. Шехтер, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 218 (1988).
11. L. Yu. Gorelik, A. Grinzwaig, M. Jonson, V. Z. Kleiner, and R. I. Shekhter, *Physica* **B210**, 452 (1995).

Photoconductivity of quantum ballistic contact

V. S. Borovikov, L. Yu. Gorelik,
V. Z. Kleiner, and R. I. Shekhter

The electronic transport through a micronarrowing in a $2D$ quantum channel in an alternating transverse electromagnetic field is considered. The general expression for photoconductivity as a function of multichannel S-matrix elements has been obtained. This expression generalizes the Landauer conductivity formula for a $2D$ ballistic microcontact (BMC) in the case of inelastic interaction between the ballistic electrons and the alternating electromagnetic field. Relation between S-matrix symmetry and BMC transport properties is considered in a non-stationary field. The photoconductivity of BMC with adiabatic geometry is found in quasiclassical approximation.