ЖЭТФ, 2005, том 127, вып. 5, стр. 1046–1054

ТЕОРИЯ ОДНОМЕРНОГО КВАНТОВОГО НАСОСА НА ОСНОВЕ ДВУХБАРЬЕРНОЙ СТРУКТУРЫ

Л. С. Брагинский, М. М. Махмудиан, М. В. Энтин *

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 10 января 2005 г.

Рассматривается одномерный квантовый насос на основе структуры из двух δ-функциональных гармонически колеблющихся потенциалов. Такая структура обладает свойством перекачивать электроны с одного берега на другой. При этом под действием переменного возмущения возникает стационарный ток. Эффект требует пространственной асимметрии системы. Последняя достигается за счет различия исходной высоты барьеров, а также амплитуды или фазы переменных сигналов. В зависимости от параметров имеется большое разнообразие режимов работы насоса. Показано, что ток испытывает осцилляции с периодом, соответствующим кратности длины волны падающих либо возбужденных электронов расстоянию между δ-функциями. Исследованы резонансы на квазистационарных состояниях между барьерами, на нулевой энергии и со стационарными состояниями (в случае ям).

PACS: 72.40.+w, 73.50.Pz

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовый насос представляет собой прибор, генерирующий постоянный ток при нулевом смещении. Причиной возникновения тока является переменное внешнее поле, позволяющее локально менять параметры системы.

Квантовый насос, в сущности, аналогичен различным вариантам фотогальванического эффекта, достаточно подробно изучавшимся в основном в отечественной литературе, начиная с 80-х годов [1–4]. Различие состоит в том, что под фотогальваническим эффектом чаще понимают появление постоянного тока в однородной макроскопической среде (исключение составляет мезоскопический фотогальванический эффект), в то время как под насосом понимают объект микроскопических размеров. С точки зрения феноменологии, ничего необычного в появлении постоянного тока в насосе нет — в принципе любой асимметричный микроконтакт может выпрямлять переменное напряжение. Однако рассмотрение адиабатического транспорта в квантовом объекте приводит к новому явлению — квантованию транспорта заряда [5].

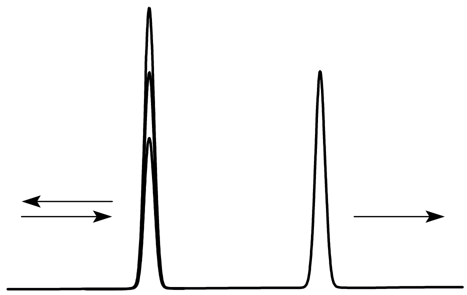

Рис. 1. Квантовый насос на основе симметричной структуры из двух δ-барьеров, первый из которых осциллирует. Параметры $u_1 = u_2$, $v_2 = 0$

В последнее время произошел бурный всплеск числа теоретических [6–16] и экспериментальных [17–20] работ, посвященных физике квантовых насосов. Важную роль квантовые насосы играют в биологии: механизм Таулесса применялся к объяснению активного переноса ионов через клеточную мембрану [21].

В настоящей работе в качестве модели насоса мы будем рассматривать одномерную систему с потенциалом (рис. 1)

$$U(x) = [u_1+v_1(t)]\delta(x+d)+[u_2+v_2(t)]\delta(x-d), \quad (1)$$

*E-mail: entin@isp.nsc.ru

где $2d$ — расстояние между дельтаобразными барьерами (ямами), величины u и v измеряются в единицах $\hbar^2/md$ (m — масса электрона), импульс p — в единицах $\hbar/d$, энергия E — в единицах $\hbar^2/2md^2$, частота — в единицах $\hbar/2md^2$. При положительных значениях u_1 и u_2 в отсутствие переменного сигнала система содержит два барьера, при отрицательных — две ямы. Предполагается, что в областях $x < -d$ и $x > d$ электронный газ равновесен, а функции распределения одинаковы. Будем предполагать, что переменный сигнал является гармоническим:

$$v_1(t) = v_1 \sin \omega t, \quad v_2(t) = v_2 \sin(\omega t + \varphi).$$

Задача заключается в нахождении постоянного тока, вызванного переменным полем. Такая модель использовалась, в частности, в работе [22], но не была подробно исследована. Между тем рассматриваемый потенциал, несмотря на свою простоту, из-за наличия четырех входящих независимых параметров приводит к большому разнообразию возможных поведений решения.

Целью настоящей работы является подробное исследование различных режимов работы электронного насоса.

Постоянный ток может возникать только при асимметрии системы. Для этого должно быть выполнено хотя бы одно из условий $u_1 \neq u_2$, $v_1 \neq v_2$ и $\varphi \neq 0$. Макроскопическими аналогами этих случаев выступают, соответственно, линейный фотогальванический эффект в полярной среде (причина — наличие в среде полярного вектора, аналог — выделенное направление от первого барьера ко второму), поверхностный фотогальванический эффект (причина — неоднородность электромагнитного поля, аналог — отличие v_1 от v_2) и циркулярный фотогальванический эффект (причина — сдвиг фазы между разными декартовыми компонентами поляризации, здесь — сдвиг фазы между $v_1(t)$ и $v_2(t)$).

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Решение уравнения Шредингера с потенциалом (1) будем искать в виде

$$\psi = \sum_n \exp\left[-i(E + n\omega)t\right] \begin{cases} \delta_{n,0} \exp\left(\dfrac{ip_n x}{d}\right) + r_n \exp\left(-\dfrac{ip_n x}{d}\right), & x < -d, \\ a_n \exp\left(\dfrac{ip_n x}{d}\right) + b_n \exp\left(-\dfrac{ip_n x}{d}\right), & -d < x < d, \\ t_n \exp\left(\dfrac{ip_n x}{d}\right), & x > d. \end{cases} \tag{2}$$

Здесь $p_n = \sqrt{p^2 + n\omega}$, $p = \sqrt{E}$. Волновая функция (2) соответствует одной волне, падающей на барьер слева. (В конечных формулах будем помечать индексами «$\rightarrow$» и «$\leftarrow$» решения для задач с волной, падающей соответственно слева и справа.) Величины t_n и r_n дают амплитуды прохождения (отражения) с поглощением (при $n > 0$) или излучением (при $n < 0$) n квантов переменного поля, t_0 определяет амплитуду упругого процесса. Если величина p_n становится мнимой, то волны, уходящие от барьеров, нужно считать затухающими. Это означает, что $\operatorname{Im} p_n > 0$.

Из уравнения Шредингера с потенциалом (1) следуют граничные условия для волновой функции при $x = \pm d$:

$$\psi|_{\pm d} = 0, \quad \psi'|_{\mp d} = 2m[u_{1,2} + v_{1,2}(t)]\psi. \tag{3}$$

Подстановка волновой функции в граничные условия приводит к системе уравнений (падение слева)

$$\begin{aligned} &\delta_{n,0} \exp(-ip_n) + r_n \exp(ip_n) - a_n \exp(-ip_n) - \\ &\qquad - b_n \exp(ip_n) = 0, \\ &\delta_{n,0} \exp(-ip_n) - r_n \exp(ip_n) - a_n \exp(-ip_n) + \\ &\quad + b_n \exp(ip_n) = \frac{2iu_1}{p_n} \times \\ &\qquad \times [\delta_{n,0} \exp(-ip_n) + r_n \exp(ip_n)] + \\ &\quad + \frac{v_1}{p_n} \left[\delta_{n+1,0} \exp(-ip_{n+1}) + r_{n+1} \exp(ip_{n+1}) - \right. \\ &\quad \left. - \delta_{n-1,0} \exp(-ip_{n-1}) - r_{n-1} \exp(ip_{n-1})\right], \\ &a_n \exp(ip_n) + b_n \exp(-ip_n) - t_n \exp(ip_n) = 0, \\ &a_n \exp(ip_n) - b_n \exp(-ip_n) - t_n \exp(ip_n) = \\ &= \frac{2iu_2}{p_n} t_n \exp(ip_n) + \frac{v_2}{p_n} \left[t_{n+1} \exp(ip_{n+1} + i\varphi) - \right. \\ &\qquad \left. - t_{n-1} \exp(ip_{n-1} - i\varphi)\right]. \end{aligned} \tag{4}$$

Разрешая систему (4) относительно $t_n = \exp(-i(p+p_n))T_n$, получаем

$$\begin{aligned} v_1 v_2 g_{n-1} e^{-i\varphi} T^{\rightarrow}_{n-2} - i\left(v_1 S_{n-1} + v_2 V_n e^{-i\varphi}\right) T^{\rightarrow}_{n-1} - \\ - \left[2W_n + v_1 v_2\left(g_{n-1}e^{i\varphi} + g_{n+1}e^{-i\varphi}\right)\right] T^{\rightarrow}_n + \\ + i\left(v_1 S_{n+1} + v_2 V_n e^{i\varphi}\right) T^{\rightarrow}_{n+1} + v_1 v_2 g_{n+1} e^{i\varphi} T^{\rightarrow}_{n+2} = \\ = 2ip\delta_{n,0}. \quad (5) \end{aligned}$$

Здесь $g_n = \sin 2p_n / p_n$,

$$\begin{aligned} S_n &= 2u_2 g_n + \exp(-2ip_n), \\ V_n &= 2u_1 g_n + \exp(-2ip_n), \end{aligned} \quad (6)$$

$$W_n = 2u_1 u_2 g_n + (u_1 + u_2 - ip_n)\exp(-2ip_n). \quad (7)$$

Уравнение для коэффициента прохождения $T^{\leftarrow}_n$ при падении волны справа имеет вид

$$\begin{aligned} v_1 v_2 g_{n-1} e^{-i\varphi} T^{\leftarrow}_{n-2} - i\left(v_1 S_n + v_2 V_{n-1} e^{-i\varphi}\right) T^{\leftarrow}_{n-1} - \\ - \left[2W_n + v_1 v_2\left(g_{n-1}e^{-i\varphi} + g_{n+1}e^{i\varphi}\right)\right] T^{\leftarrow}_n + \\ + i\left(v_1 S_n + v_2 V_{n+1} e^{i\varphi}\right) T^{\leftarrow}_{n+1} + v_1 v_2 g_{n+1} e^{i\varphi} T^{\leftarrow}_{n+2} = \\ = 2ip\delta_{n,0}. \quad (8) \end{aligned}$$

При условии, что электроны справа и слева от контакта равновесны и имеют одинаковые химические потенциалы, постоянный ток можно выразить через коэффициенты прохождения:

$$J = \frac{e}{\pi\hbar}\int dE \sum_n \left(|T^{\rightarrow}_n|^2 - |T^{\leftarrow}_n|^2\right) f(E)\theta(E + n\omega), \quad (9)$$

где $f(E)$ — фермиевская функция распределения, $\theta(x)$ — функция Хевисайда.

При низкой температуре величину тока удобно продифференцировать по химическому потенциалу μ:

$$\begin{aligned} \mathcal{G} = e\frac{\partial J}{\partial \mu} = \\ = G_0 \sum_n \theta(\mu + n\omega)\left(|T^{\rightarrow}_n|^2 - |T^{\leftarrow}_n|^2\right)_{p=p_F}. \quad (10) \end{aligned}$$

Здесь $G_0 = 2e^2/h$ — квант кондактанса, h — постоянная Планка, p_F — импульс Ферми. Получившаяся величина $\mathcal{G}$ имеет размерность кондактанса. Ее можно трактовать как двухтерминальный фотокондактанс (кондактанс при одновременном изменении напряжения на обоих контактах).

3. СИММЕТРИЙНЫЕ ТОЖДЕСТВА

Исходный потенциал (1) имеет симметрию относительно изменения знака координаты с одновременной заменой $u_1, v_1 \leftrightarrow u_2, v_2$ и $\varphi \leftrightarrow -\varphi$ и со сдвигом по времени на $-\varphi/\omega$. Поскольку амплитуда переменного поля во времени не меняется, коэффициенты прохождения и стационарный отклик должны обладать аналогичной симметрией, т. е. коэффициенты прохождения справа, $|T^{\leftarrow}_n|^2$, и слева, $|T^{\rightarrow}_n|^2$, должны превращаться друг в друга при одновременной замене $u_1, v_1 \leftrightarrow u_2, v_2$ и $\varphi \leftrightarrow -\varphi$. Действительно, из уравнений (5), (8) следует, что $T^{\rightarrow}_n \to T^{\leftarrow}_n \exp(in\varphi)$.

Обратимость времени диктует симметрию волновой функции $\psi_p(x,t)$, соответствующей падающей (уходящей) волне с импульсом p:

$$\psi_p(x,t)|_{v_1(t), v_2(t)} = \psi^*_{-p}(x,-t)|_{v_1(-t), v_2(-t)}.$$

Это приводит к следующему соотношению между матрицами прохождения справа и слева для прямого и обращенного по времени переменных сигналов:

$$p \to -p, \quad T \to T^*,$$

$$v_1(t) \to v_1(-t), \quad v_2(t) \to v_2(-t).$$

В отсутствие переменного сигнала при прохождении величина p сохраняется и вероятности прохождения слева и справа совпадают. Возбуждение одной δ-функцией ($v_2 = 0$) с гармоническим сигналом является четным по времени и, следовательно, сохраняет это свойство симметрии для канала перехода без изменения энергии, $n = 0$. То же справедливо и при синхронных сигналах. Однако при наличии сдвига фаз канал перехода без изменения энергии оказывается уже несимметричным. В рамках теории возмущений по внешнему сигналу это означает, что поправка к вероятности прохождения с сохранением энергии (асимметричная) начинается со слагаемого, пропорционального $v_1 v_2$.

4. ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ. РЕЖИМ МАЛОГО ПЕРЕМЕННОГО СИГНАЛА

Рассмотрим предел $v_1, v_2 \ll u_1, u_2$. Статическая задача дает амплитуду прохождения

$$\begin{aligned} T_0 = -\frac{ip}{W_0} = \\ = -\frac{ip^2}{2u_1 u_2 \sin 2p + (u_1 + u_2 - ip)pe^{-2ip}}, \\ T_n|_{n\neq 0} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Амплитуда рассеяния обращается в нуль при $p \to 0$, а также испытывает осцилляции с периодом $\delta p = \pi/2$. При больших значениях $u_{1,2}$ величина T_0 имеет полюсы вблизи точек $p = \pi n/2$.

В нулевом порядке теории возмущений коэффициенты прохождения в прямом и обратном направлениях совпадают, поэтому ток обращается в нуль. Ток возникает только во втором порядке теории возмущений. Поправки второго порядка к току дают только величины T_0, T_1 и T_{-1}. Разлагая по переменному сигналу, получаем

$$\begin{aligned}\mathcal{G} = G_0 \frac{p^2}{4|W_0|^2}\Bigg[& v_1^2 \left(\frac{|S_0|^2 - |S_{-1}|^2}{|W_{-1}|^2}\theta(\mu-\omega) + \right. \\ & \left. + \frac{|S_0|^2 - |S_1|^2}{|W_1|^2} \right) - \\ & - v_2^2 \left(\frac{|V_0|^2 - |V_{-1}|^2}{|W_{-1}|^2}\theta(\mu-\omega) + \frac{|V_0|^2 - |V_1|^2}{|W_1|^2} \right) + \\ & + 2v_1 v_2 \operatorname{Re}\left(\frac{S_0 V_{-1}^* - S_{-1}V_0^*}{|W_{-1}|^2} e^{-i\varphi}\theta(\mu-\omega) + \right. \\ & \left. + \frac{S_0 V_1^* - S_1 V_0^*}{|W_1|^2} e^{i\varphi} \right) + \\ & + 4 v_1 v_2 \sin\varphi \operatorname{Im}\left(\frac{S_0 V_0 - S_{-1}V_{-1}}{W_0 W_{-1}} - \frac{S_0 V_0 - S_1 V_1}{W_0 W_1} + \right. \\ & \left.\left. + 2\frac{g_{-1} - g_1}{W_0} \right) \Bigg]\right|_{p=p_F}. \qquad (12)\end{aligned}$$

В частном случае, когда $u_1 = u_2$, функции S_n и V_n совпадают и выражение (12) принимает вид

$$\begin{aligned}\mathcal{G} = G_0 \frac{p^2}{4|W_0|^2}\Bigg\{ & \left(v_1^2 - v_2^2\right) \times \\ & \times \left(\frac{|S_0|^2 - |S_{-1}|^2}{|W_{-1}|^2}\theta(\mu-\omega) + \frac{|S_0|^2 - |S_1|^2}{|W_1|^2} \right) - \\ & - 4v_1 v_2 \sin\varphi \operatorname{Im}\left[\frac{S_0 S_{-1}^*}{|W_{-1}|^2}\theta(\mu-\omega) - \frac{S_0 S_1^*}{|W_1|^2} + \right. \\ & \left.\left. + \frac{S_0^2 - 1}{W_0}\left(\frac{1}{W_{-1}} - \frac{1}{W_1} \right) \right] \Bigg\}\right|_{p=p_F}. \qquad (13)\end{aligned}$$

Ток определяется поправками $T_{\pm 1}$, связанными с реальными процессами испускания (поглощения) одного фотона. Кроме того, имеется поправка и к T_0, обусловленная влиянием виртуального однофотонного процесса на безызлучательный канал. Помимо квадратов переменных сигналов v_1 и v_2, в режиме $u_1 = u_2$ в ответ входит билинейная комбинация, поэтому недостаточно рассмотреть отклик только на одном из них. Последний вклад чувствителен к относительной фазе сигналов.

Если $u_1 = u_2 = 0$, то из уравнения (13) получаем

$$\begin{aligned}\mathcal{G} = & -G_0 v_1 v_2 \sin\varphi \times \\ & \times \left[\frac{\sin 2(p - p_{-1})}{p_{-1}^2}\theta(\mu-\omega) + \frac{\sin 2(p_1 - p)}{p_1^2} + \right. \\ & \left.\left. + \frac{2\sin 2p}{p}\left(\frac{\cos 2p_{-1}}{p_{-1}}\theta(\mu-\omega) - \frac{\cos 2p_1}{p_1} \right) \right]\right|_{p=p_F}. \qquad (14)\end{aligned}$$

Выражение (14) обращается в бесконечность при $p_{-1} = 0$ (на пороге испускания одного фотона). Эта особенность объясняется резонансом с состоянием электрона с нулевой энергией: такое «неподвижное» состояние можно трактовать как связанное.

Помимо указанных осцилляций с периодом $\delta p = \pi/2$, амплитуда прохождения испытывает осцилляции с периодами $\delta p_{\pm 1} = \pi/2$. Экстремумы в зависимости тока от p, как видно из выражения (12), расположены вблизи точек минимума функций W_0 и $W_{\pm 1}$ и связаны соответственно с упругим процессом и процессом с поглощением или испусканием кванта поля. В случае, когда $v_2 = 0$ ($v_1 = 0$), в выражении для тока остается член, пропорциональный v_1^2 (v_2^2).

При $u_1, u_2 \gg p$ осцилляции превращаются в острые пики, соответствующие резонансам прохождения. При $p \sim 1$ амплитуда прохождения имеет характерный масштаб $p \sim u_1, u_2$. Соответствующая структура при малых u_1 и u_2 может рассматриваться как резонанс на нулевой энергии. При отрицательных u_1 и u_2 имеются резонансы на связанных состояниях (одном или двух в зависимости от расстояния между ямами).

5. АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ $\mathcal{G}$ ВБЛИЗИ ОСОБЕННОСТЕЙ

Особенности величины $\mathcal{G}$ можно классифицировать по их происхождению от электронного спектра: 1) резонансы, связанные с дискретными состояниями системы в отсутствие переменного поля; 2) резонансы, связанные с квазистационарными состояниями; 3) пороговые особенности, связанные с нулевой энергией. Наличие высокочастотного поля приводит к тому, что эти особенности получают фотонные повторения с энергиями, отстоящими от исходных на величины, кратные частоте переменного поля. В слабом переменном поле фотонные повторения оказываются тем слабее, чем выше их кратность. Стационарные состояния лежат в области отрицательных энергий и поэтому проявляются в зависимости $\mathcal{G}(p_F)$ только за счет своих фотонных повторений. Квазистационарные состояния проявляются при $|u_i| \gg 1$ или $v_i \gg 1$, когда δ-функции способны «запирать» электроны. При этом электроны запираются как барьерами, так и ямами, а также и переменным потенциалом.

В рамках теории возмущений особенности возникают из-за нулей функций W_0, W_1 и W_{-1}. Точное обращение в нуль возможно только для функции W_{-1} при энергии, отстоящей от связанного состояния на ω. Приближенное обращение в нуль возможно на квазистационарных состояниях и их первых фотонных повторениях. На пороге $p \to 0$ числитель выражения (12) обращается в нуль, давая слабую особенность в $\mathcal{G}$.

Особым случаем является предел $u_1 = u_2 = 0$, когда при $p \to 0$ нуль функции W_0 компенсируется числителем выражения (12), в результате чего $\mathcal{G} \to \mathrm{const}$. Однако обращение величины $\mathcal{G}$ в нуль восстанавливается учетом конечности переменного возмущения, выходящим за рамки теории возмущений. Вблизи импульса $\sqrt{\omega}$ величина W_{-1} обращается в нуль, что, в отличие от нуля функции W_0, приводит к полюсу $\mathcal{G}$. Обращение $\mathcal{G}$ в бесконечность также лимитируется конечностью амплитуды переменного возмущения.

Для конечных u_1 и u_2 особенность величины $\mathcal{G}$ в точке $p_{-1} = 0$, связанная с порогом испускания кванта, является скачком. Если $u_1 = u_2 = 0$, а $v_1, v_2 \to 0$, скачок превращается в полюсную особенность. Значение на пороге ограничено величиной $1/v_1 v_2$.

Рассмотрим механизм возникновения и ограничения однофотонного повторения резонанса. Пусть E_0 — некоторый уровень стационарной системы (возможно, комплексный — квазистационарный). Такой подход применим к случаю резонанса на нулевой энергии ($E_0 = 0$) или на стационарном состоянии ($E_0 < 0$). Тогда в n-ом уравнении (12) коэффициент при T_n обращается в нуль в точке $p_n^2 = E_0$. Конечное, но малое переменное поле сдвигает этот нуль в комплексной плоскости на величину, пропорциональную второй степени возмущения. При малом возмущении в нерезонансных условиях самой большой оказывается величина T_0, а все остальные T_n убывают по степеням возмущения. Пусть $p_{-1}^2 \to E_0$. Поскольку коэффициент при T_{-1} в уравнении (5) с $n = -1$ мал, сама величина T_{-1} должна быть велика и в уравнении с $n = 0$ нужно учитывать слагаемое с T_{-1}. В то же время в общем случае все остальные величины T_n можно считать малыми. Используя это обстоятельство, из всей системы можно оставить два уравнения:

$$\begin{gathered} T_0 + \beta T_{-1} = \alpha, \\ \left(p_{-1} - \sqrt{E_0} + \eta\right) T_{-1} + \gamma T_0 = 0, \end{gathered} \tag{15}$$

где коэффициент α не зависит от переменного возмущения, коэффициент η квадратичен по нему, а коэффициенты γ и β линейны. Из уравнений (15) следует решение

$$\begin{gathered} T_0 = \alpha \frac{p_{-1} - \sqrt{E_0} + \eta}{p_{-1} - \sqrt{E_0} + \eta - \gamma\beta}, \\ T_{-1} = -\frac{\alpha\gamma}{p_{-1} - \sqrt{E_0} + \eta - \gamma\beta}. \end{gathered} \tag{16}$$

Выражения (16) содержат резкую зависимость в окрестности особенности. Переменное поле приводит к дополнительному уширению резонанса, квадратичному по возмущению. Если исходного уширения не было, то переменное поле приводит к его возникновению. По такому же механизму возникает и уширяется однофотонный резонанс с $n = 1$.

Если $|n| > 1$, то многофотонный резонанс возникает при учете зацепленных уравнений с номерами, лежащими между нулем и n. Результирующий резонансный вклад имеет малость возмущения в степени n.

Входящие в выражения (16) константы зависят от амплитуд и фаз переменных полей, что влияет на положение и ширину резонанса. В частном случае резонанса на нулевой энергии при $u_1 = u_2 = 0$ в окрестности точки $p_{-1} = 0$ выше порога из (16) получаем

$$\mathcal{G} = G_0 \theta(\mu - \omega) \left\{ \frac{\eta(\varphi)}{[p_{-1} + \xi(\varphi)]^2 + \zeta^2(\varphi)} - \right. \\ \left. - \frac{\eta(-\varphi)}{[p_{-1} + \xi(-\varphi)]^2 + \zeta^2(-\varphi)} \right\}_{p=p_F}, \tag{17}$$

где

$$\begin{gathered} \eta(\varphi) = \frac{1}{4}\left[v_1^2 + v_2^2 + 2v_1v_2\cos\left(2\sqrt{\omega} + \varphi\right)\right], \\ \zeta(\varphi) = \frac{v_1 v_2}{2\sqrt{\omega}}\cos\varphi\left(\sin 2\sqrt{\omega} + \operatorname{sh} 2\sqrt{\omega}\right), \\ \xi(\varphi) = \frac{1}{4\sqrt{\omega}}\left[v_1^2 + v_2^2 + 2v_1v_2 \times \right. \\ \left. \times \left(\cos\varphi\cos 2\sqrt{\omega} - \sin\varphi \operatorname{sh} 2\sqrt{\omega}\right)\right]. \end{gathered} \tag{18}$$

При $p_{-1} \to \infty$ выражение (17) обратно пропорционально p_{-1}^2. Ниже порога особенность отсутствует. Отметим, что это поведение влечет за собой логарифмическую особенность в токе, $J \propto G_0 \ln(\mu - \omega)/\Delta$, которая устраняется учетом конечности переменного поля. Возникающее

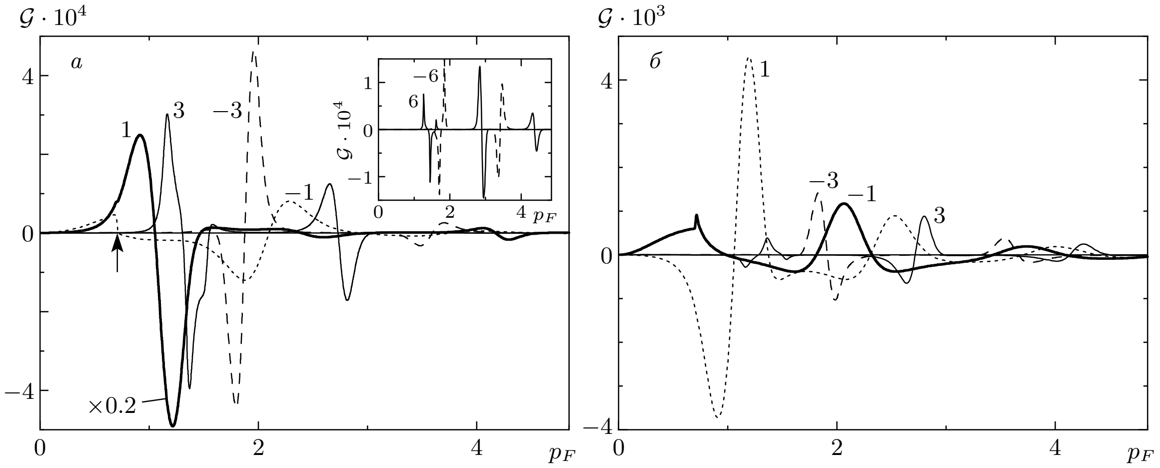

Рис. 2. Зависимость $\mathcal{G}$ от импульса Ферми в симметричной структуре $u_1 = u_2$ в пределе слабого переменного сигнала: a — $v_2 = 0$, $v_1 = 0.1$, частота $\omega = 0.5$; $б$ — $v_1 = v_2 = 0.1$, фаза $\varphi = \pi/2$. Цифры около кривых — значения величин $u_1 = u_2$. Стрелкой отмечен резонанс $p_{-1} = 0$, $p_F = \sqrt{0.5}$

обрезание логарифма Δ существенно зависит от амплитуды и фазы переменных полей. Согласно выражениям (17) и (18), уширение резонанса пропорционально второй степени переменного поля. Однако при $\varphi = \pi/2, 3\pi/2$ ширина резонанса $\zeta(\varphi)$ обращается в нуль. На самом деле это свидетельствует о том, что ширина имеет более высокий порядок по v_1, v_2, выходящий за рамки использованного приближения.

6. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. СЛАБОЕ ПЕРЕМЕННОЕ ПОЛЕ

На рис. 2 представлены зависимости величины $\mathcal{G}$ от импульса Ферми при $u_1 = u_2$ при наличии одного, $v_2 = 0$ (рис. 2*а*) или двух, $v_1 = v_2$, $\varphi = \pi/2$ (рис. 2*б*), переменных сигналов. Такая система в отсутствие переменного сигнала является симметричной. Различные кривые соответствуют различным значениям коэффициентов при δ-функциях. В пределе $u_1, u_2 \to \infty$ кривые превращаются в систему антисимметричных фано-резонансов на импульсах, соответствующих квазистационарным уровням (см. вставку к рис. 2*а*). Асимметрия возникает из-за того, что квазистационарные состояния выступают в роли промежуточных для составной амплитуды перехода.

Зависимость величины $\mathcal{G}$ от импульса Ферми при возбуждении тока двумя сфазированными сигналами (рис. 2*б*) оказывается другой, чем при одном (рис. 2*а*), что свидетельствует об интерференционном фазово-чувствительном характере эффекта. В частности, при больших значениях u_1 и u_2 резонансы на квазистационарных уровнях становятся симметричными.

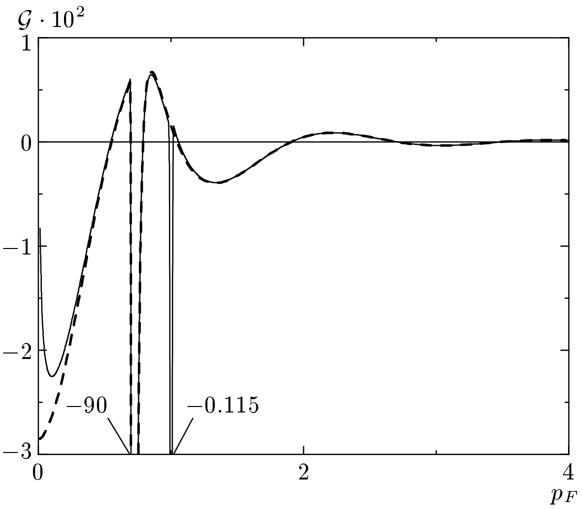

Рис. 3. То же, что и на рис. 2*б*, при $u_1 = u_2 = 0$. Сплошная линия — численный результат, штрихи — результат, полученный по теории возмущений. Значения $\mathcal{G}$ в минимумах, не поместившиеся на рисунке, указаны на графиках

Отдельно следует остановиться на случае отсутствия статических барьеров $u_1 = u_2 = 0$. Ток в этом случае возникает только при одновременном присутствии сигналов v_1 и v_2 (рис. 3). При малых значениях v_1 и v_2 поведение в основном совпадает с ре-

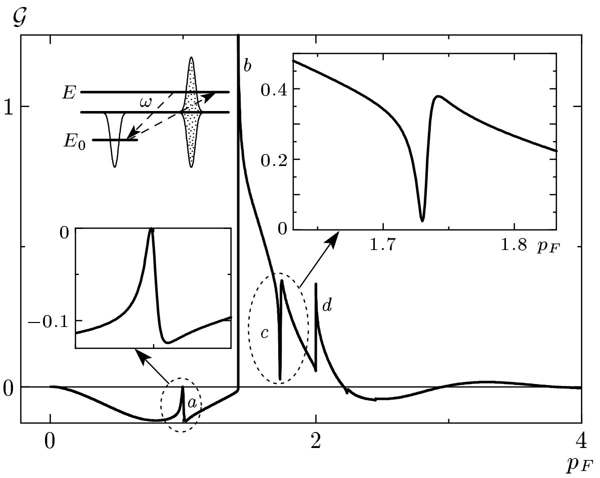

Рис. 4. Величина $\mathcal{G}$ в приведенной на вставке структуре с одиночной квантовой ямой и колеблющимся барьером (ямой). Рисунок иллюстрирует возникновение однофотонных (a) и двухфотонных (c) резонансов на локализованном уровне E_0. Использованы значения параметров $u_1 = -1$, $v_1 = 0$, $u_2 = 0$, $v_2 = 1$, $\omega = 2$. Вставки в рамках детализируют окрестности резонансов a и c. Буквами b и d обозначены одно- и двухфотонные резонансы с нулевой энергией ($E = \omega$, $E = 2\omega$)

зультатом теории возмущений. Резонанс на нулевой энергии становится очень узким и глубоким. Нелинейные поправки сказываются в области малых импульсов, где они приводят к обращению величины $\mathcal{G}$ в нуль, а также к ограничению резонансного минимума и возникновению двухфотонного резонанса в точке $p_{-2} = 0$. Амплитуда однофотонного резонанса, как можно увидеть из рис. 3, оказывается велика (пропорциональна $1/v_1v_2$), а двухфотонного — конечна в согласии с дальнейшим анализом.

На рис. 4 представлены результаты расчета величины $\mathcal{G}$ для одиночной квантовой ямы ($u_1 = -1$), вблизи которой помещен возбуждающий электрод ($v_1 = 0$, $v_2 = 1$). Такая система в отсутствие переменного сигнала симметрична, симметрию нарушает расположение второго электрода. В отличие от структуры с барьерами, в этой задаче возникают одно- и двухфотонные резонансы, $E = \omega + E_0$ и $E = 2\omega + E_0$, связанные с локализованным состоянием $E_0 = -1$. В согласии с уравнением (16), в резонансах величина $\mathcal{G}$ приближается к нулю (в однофотонном случае она равна нулю). Значение в двухфотонном минимуме оказывается пропорциональным v_2^2. Малое значение в минимуме в изображенном случае обусловлено слабым перекрытием потенциала и волновой функции связанного состояния.

Разберем подробнее механизм возникновения резонанса на нулевой энергии (рис. 4). Электрон, летящий справа, проходит через статическую δ-функцию и затем взаимодействует с переменным потенциалом. Если его энергия равна ω, то, испустив фотон, он окажется на дне зоны. Этот процесс имеет большую вероятность, поскольку плотность состояний на дне зоны обращается в бесконечность. После этого он уже, как правило, не сможет вернуться назад. Но и электрон, налетающий справа, по той же причине вернется направо. Таким образом, ток будет течь справа налево, чему соответствует рис. 4.

Рисунок 5a демонстрирует изменение тока при $u_1 = u_2$, $v_2 = 0$ с частотой переменного сигнала $0.1 \le \omega \le 10$. Выбран случай системы с довольно большими барьерами. Резкие резонансы соответствуют точкам $p_F = \pi n/2$ (положение не меняется с частотой) и их фотонным повторениям при $p_F = \sqrt{\pi^2 n^2/4 \pm \omega}$ (смещаются с частотой вправо и влево).

На рис. 5$б$ показано изменение величины $\mathcal{G}$ в несимметричной системе ($u_1 = 3$, $v_1 = 0.1$, $u_2 = 1$, $v_2 = 0$). Видно, что в зависимости от частоты резонансы приобретают то симметричную, то асимметричную форму.

7. НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ КВАНТОВОГО НАСОСА

На рис. 6 представлены результаты расчета величины $\mathcal{G}$ в отсутствие статического потенциала при большой (одинаковой) амплитуде переменных сигналов. С увеличением амплитуды сигнала зависимость величины $\mathcal{G}$ от импульса Ферми усложняется. Появляются резонансы высокого порядка, соответствующие $E = j\omega$ или $E = \pi^2 n^2/4 \pm j\omega$ ($j = 1, 2, \ldots$).

В пределе очень больших сигналов зависимость становится универсальной. В этом можно убедиться исходя из системы уравнений (5): при больших значениях величины v_1 и v_2 входят в амплитуды прохождения мультипликативно, $T_n \propto (v_1v_2)^{-1}$ в области $p^2 \ll v_1v_2$, а вне этой области действует теория возмущений и $T_n \propto (v_1v_2)^{-n}$.

8. ОБСУЖДЕНИЕ

Обсудим отличие квантового насоса от фотогальванического эффекта. Последний обычно рассматривается в пределе слабого электромагнитного поля

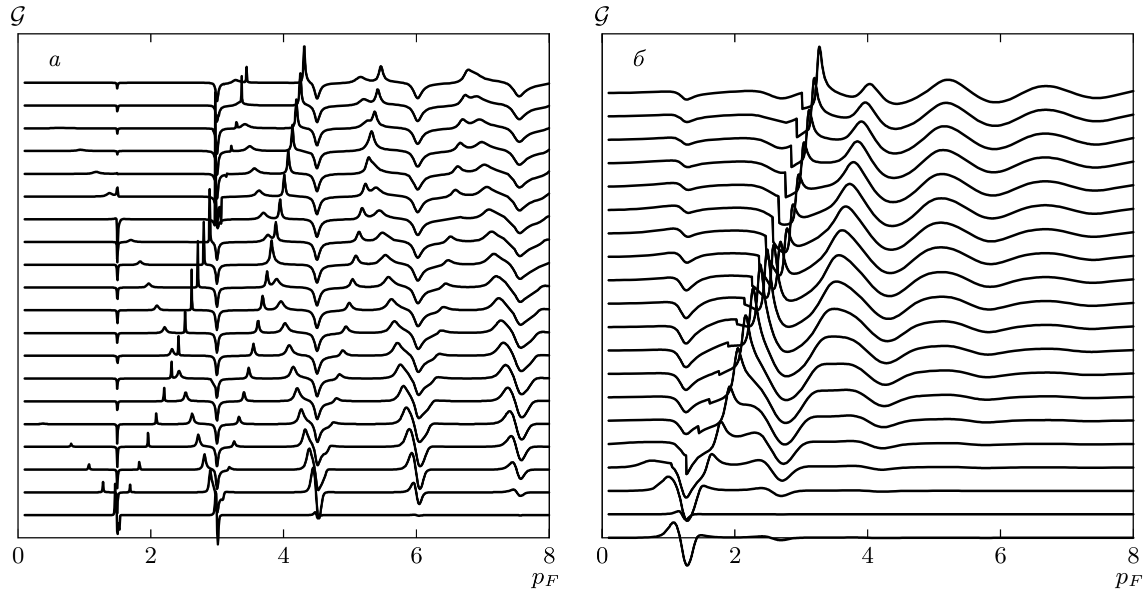

Рис. 5. Изменение величины $\mathcal{G}$ с частотой переменного сигнала $0.1 \le \omega \le 10$ при $u_1 = u_2 = 10$, $v_1 = 0.1$, $v_2 = 0$ (*а*) и $u_1 = 3$, $u_2 = 1$, $v_1 = 0.1$, $v_2 = 0$ (*б*). Кривые смещены относительно друг друга вдоль вертикальной оси на постоянное расстояние. Частота увеличивается снизу вверх

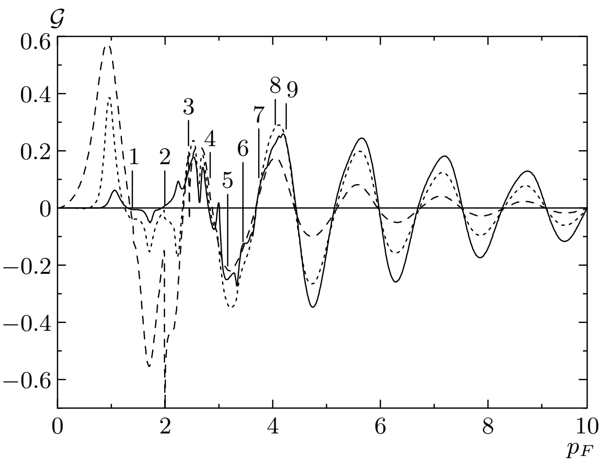

Рис. 6. Нелинейный режим работы насоса. Симметричный случай: $u_1 = u_2 = 1$, $v_1 = v_2 = 2$ (штриховая кривая), 4 (точечная), 6 (сплошная); $\varphi = \pi/2$, $\omega = 2$. Отмечены положения резонансов $p = \sqrt{n\omega}$, $n = 1, \ldots, 9$

(за исключением, в частности, работы [2], посвященной чисто классическому пределу). В случае квантовых частот механизм фотогальванического эффекта состоит в поглощении световых квантов с анизотропным возбуждением электронов. В процессе релаксации индуцированные оптические переходы играют второстепенную роль по сравнению с безызлучательными процессами, а также с некогерентными оптическими процессами. В работе насоса даже в пределе слабого сигнала электромагнитное поле считается классическим, поэтому поправки к вероятности перехода включают в себя не только поглощение, но и вынужденное испускание, а также полевую поправку к упругой части вероятности перехода. Помимо этого, если поле не является слабым, вероятность перехода содержит вклады, обусловленные излучением (поглощением) любого числа фотонов.

Другое отличие насоса от фотогальванического эффекта состоит в локальности приложенного переменного сигнала. Важным определяющим свойством фотогальванического эффекта является однородность переменного поля и однородность самой системы. Ток, возникающий под действием неоднородного электромагнитного поля, связан с передачей электронам импульса от волны, т. е. с эффектом фотонного увлечения. В исходно неоднородной системе ток порождается диффузией между областями с разными концентрациями электронов. В насосе воздействие переменного сигнала проявляется на расстояниях, соизмеримых с длиной волны электрона, малых по сравнению с длинами пробега и, тем более, с диффузионными. Это позволяет независимо манипулировать приложенными в разных местах переменными сигналами.

В задаче о выпрямлении в микроконтакте переменное напряжение прилагается между «морями». В то же время в рассматриваемой постановке переменные сигналы приложены непосредственно к барьерам. В такой задаче в пределе нулевой частоты постоянный ток $J|_{\omega\to 0}$ вообще не может возникать из-за упомянутой ранее обратимости статической вероятности прохождения. Это отличает насос от выпрямления на микроконтакте.

Работа была поддержана РФФИ (гранты №№ 02-02-16388, 04-02-16398) и Программой поддержки научных школ РФ (грант № НШ-593.2003.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Белиничер, Б. И. Стурман, УФН **130**, 415 (1980).

2. М. Д. Блох, Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, ФТП **12**, 249 (1978).

3. Э. М. Баскин, Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, ФТТ **20**, 2432 (1978).

4. Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус, Письма в ЖЭТФ **27**, 640 (1978).

5. D. J. Thouless, Phys. Rev. B **27**, 6083 (1983).

6. M. Moskalets and M. Büttiker, Phys. Rev. B **68**, R161311 (2003).

7. J. E. Avron, A. Elgart, G. M. Graf, and L. Sadun, Phys. Rev. B **62**, R10618 (2000).

8. J. E. Avron, A. Elgart, G. M. Graf, and L. Sadun, Phys. Rev. Lett. **87**, 236601 (2001).

9. O. Entin-Wohlman and Amnon Aharony, Phys. Rev. B **65**, 195411 (2002).

10. Doron Cohen, Phys. Rev. B **68**, 155303 (2003).

11. Huan-Qiang Zhou, Sam Young Cho, and Ross H. McKenzie, Phys. Rev. Lett. **91**, 186803 (2003).

12. M. Moskalets and M. Büttiker, Phys. Rev. B **66**, 205320 (2002).

13. F. Rengozi and T. Brandes, Phys. Rev. B **64**, 2045301 (2001).

14. Shi-Liang Zhu and Z. D. Wang, Phys. Rev. B **65**, 155313 (2002).

15. C. S. Tang and C. S. Chu, Sol. St. Comm. **120** 353 (2001).

16. Baigeng Wang, Jian Wang, and Hong Guo, Phys. Rev. B **68**, 155326 (2003).

17. M. Switkes, C. M. Marcus, K. Campman, and A. C. Gossard, Science **283**, 1905 (1999).

18. T. Altebaeumer, H. Ahmed, Jpn. J. Appl. Phys. pt. I, **41**, Iss 4B, 2694 (2002).

19. Y. Ono and Y. Takahashi, Appl. Phys. Lett. **82**, 1221 (2003).

20. S. V. Lotkhov, S. A. Bogoslovsky, A. B. Zorin, and J. Niemeyer, Appl. Phys. Lett. **78**, 946 (2001).

21. R. D. Astumian, Phys. Rev. Lett. **91**, 118102 (2003).

22. S. W. Kim, Phys. Rev. B **66**, 235304 (2002).