Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 1, стр. 24 - 27 10 января 1991 г.

АБСОЛЮТНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ НЕУПРУГОГО КАНАЛА И ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ ЧЕРЕЗ ДВУХЪЯМНУЮ ГЕТЕРОСТРУКТУРУ

М.Ю.Сумецкий, М.Л.Фельштын[1)]

[1)]*Институт аналитического приборостроения АН СССР*
198103, Ленинград
Ленинградский электротехнический институт связи
191065, Ленинград
Донецкий физико-технический институт АН УССР

Поступила в редакцию 22 ноября 1990 г.

Показано, что неупругий канал резонансного туннелирования через структуру из двух ям с уровнями ϵ_1 и ϵ_2 при слабом взаимодействии с излучением частоты ω может быть полностью прозрачным, если $|\epsilon_2 - \epsilon_1|$ близко к $\hbar\omega$. Зависимость тока от приложенного напряжения или частоты ω имеет при этом острый пик. Асимметрия структуры приводит к сильному фотовольтаическому эффекту.

Хорошо известно, что вероятность упругого резонансного туннелирования при определенных условиях может быть равна единице. При учете взаимодействия с колебаниями естественно возникает вопрос: может ли вероятность резонансного туннелирования только через неупругий канал обратиться в единицу? Пользуясь расчетами [1,2], можно показать, что для одной ямы с одним или двумя уровнями ответ отрицателен. Однако, для структуры из двух ям с уровнями ϵ_1 и ϵ_2, как будет показано, данный эффект имеет место. Оказывается, что при слабом взаимодействии с колебаниями частоты ω, при условии $|\epsilon_2 - \epsilon_1| \approx \hbar\omega$, возникает ситуация, когда вероятность упругого резонансного туннелирования пренебрежимо мала и основной ток идет только по неупругому каналу.

Мы рассмотрим двухъямную гетероструктуру (рис. 1), расстояние $|\epsilon_2 - \epsilon_1|$ для которой можно менять приложенным напряжением в широком диапазоне, подстраивая к частоте ω. Сначала мы кратко остановимся на известном случае упругого резонансного туннелирования через двухъямную структуру [3], а затем получим аналогичные результаты для неупругого случая.

Пусть E_1 и E_2 - уровни в первой и второй ямах, рассмотренных независимо. Будем считать, что разность $|E_2 - E_1|$, а также интеграл перекрытия δ соответствующих состояний и их ширины мала по сравнению с энергетическими параметрами ям. Пусть энергия падающих электронов E близка к E_j. Тогда для вероятности упругого резонансного прохождения через структуру можно написать формулу типа Брейта - Вигнера:

$$D_0(E) = \frac{\Gamma_1\Gamma_2\delta^2}{|(E - E_1 + \frac{i}{2}\Gamma_1)(E - E_2 + \frac{i}{2}\Gamma_2) - \delta^2|^2}. \tag{1}$$

Здесь Γ_j - ширина распада состояния в яме j при $\delta = 0$. Полюсы $\lambda_j^0 = \epsilon_j^0 - \frac{i}{2}\gamma_j^0$ выражения (1) определяют уровни рассматриваемой структуры ϵ_j^0, а также их ширины γ_j^0, которые нетрудно определить, решая квадратное уравнение. При $\delta^2 > \Gamma_1\Gamma_2/4$ выражение (1), как функция параметров $E - E_1$ и $E - E_2$, имеет два максимума равных единице, а в противоположном случае - лишь один максимум меньший единицы.

Учтем теперь влияние монохроматического излучения с поляризацией электрического поля вдоль направления туннелирования, описываемое гамильтонианом:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) + W(x)\cos(\omega t), \tag{2}$$

где $V(x)$ - потенциал гетероструктуры (учет трехмерности задачи см. ниже). Разность $\epsilon_2^0 - \epsilon_1^0$ предполагается близкой к $\hbar\omega$. Тогда основной вклад в резонансное туннелирование дадут электроны с энергиями лежащими вблизи ϵ_1^0 и ϵ_2^0. Пусть ширины γ_j^0, расщепление δ, а также величины взаимодействия в ямах

$$q_j = < \psi_j^0 | W(x) | \psi_j^0 > - \frac{1}{2}[W(x_1^{(j)}) + W(x_2^{(j)})] \tag{3}$$

(ψ_j^0 - нормированные собственные функции в ямах при $\Gamma_j = \delta = W(x) = 0$) малы по сравнению с квантом энергии колебаний $\hbar\omega$. Взаимодействие с колебаниями будем учитывать только в ямах, что справедливо в соответствии с (4) вблизи резонанса при $|q_2 - q_1|\delta/\hbar\omega \gtrsim \Gamma_j$. Воспользуемся теорией возмущений по взамодействию не для всего решения невозмущенной задачи (условие

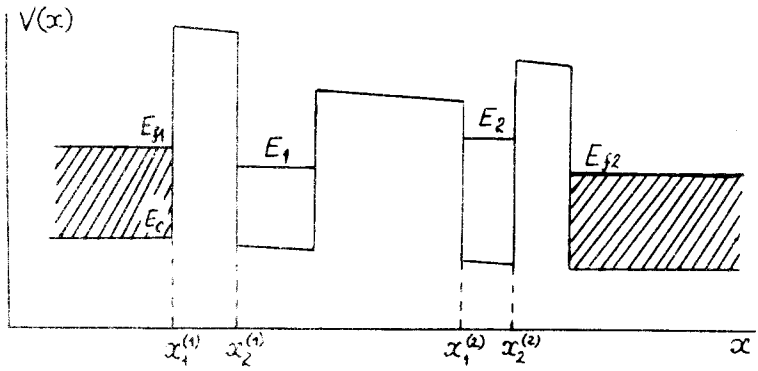

Рис. 1. Энергетическая диаграмма рассматриваемой двухъямной гетероструктуры

справедливости такого приближения было бы $|q_j| \ll \Gamma_k$), а лишь для элементарных решений вида $\exp(\frac{i}{\hbar}\int p dx)$ внутри ям. Причем для квазиэнергии, лежащей вблизи нижнего уровня учтем только переход с приобретением кванта $\hbar\omega$, а для квазиэнергии, лежащей вблизи верхнего уровня - с потерей. Полученные таким образом элементарные решения сошьем на границах $x_k^{(j)}$ и с падающей волной. В результате определим амплитуды упругих и неупругих переходов с учетом многоквантовых процессов внутри ям.

В рассматриваемом случае $\delta \ll \hbar\omega$, невозмущенные состояния локализованы в одной из ям. Пусть на $-\infty$ начальная энергия электрона E близка к E_1, так что $|E - E_1| \ll \hbar\omega$. Тогда оказывается, что если $\hbar\omega \gg |q_2 - q_1| \gg \Gamma_j$, то при резонансе основной ток идет только по неупругому каналу. При этом осуществляются неупругие многоквантовые переходы из состояния в первой яме в состояние во второй яме и обратно. Введем знак $\theta = \mathrm{sgn}(E_2 - E_1)$. Для вероятности перехода в состояние с энергией $E + \hbar\theta\omega \approx E_2$ на $+\infty$ в указанном случае получим:

$$D_{\rightarrow}(E) = \frac{\Gamma_1\Gamma_2\beta^2}{|(E - \epsilon_1 + \frac{i}{2}\gamma_1)(E + \hbar\theta\omega - \epsilon_2 + \frac{i}{2}\gamma_2) - \beta^2|^2}, \ (|E - E_1| \ll \hbar\omega), \tag{4}$$

$$\beta = (q_2 - q_1)\delta/\hbar\omega, \epsilon_{1,2} \approx \epsilon_{1,2}^0 \pm \theta q_{1,2}^2/\hbar\omega, \epsilon_{1,2}^0 \approx E_{1,2} \mp \theta\delta^2/\hbar\omega, \gamma_j \approx \Gamma_j.$$

Выражение (4) совпадает по виду с (1), так что прохождение по неупругому каналу будет полностью аналогично упругому резонансному туннелированию. При $\beta^2 > \Gamma_1\Gamma_2/4$ выражение (4) имеет два максимума равных единице. В то же время резонансная прозрачность при E близкой к E_2 будет всегда мала. Это связано с тем, что для осуществления резонансного туннелирования в этом случае необходим предварительный одноквантовый переход, имеющий малую амплитуду. Неупругая резонансная прозрачность при туннелировании в противоположном направлении с начальной энергией вблизи E_2 будет, очевидно, $D_{\leftarrow}(E) = D_{\rightarrow}(E - \hbar\theta\omega)$.

Рассмотрим в качестве примера ситуацию, изображенную на рис. 1. Пусть $E_1 < E_{f1}$ и $E_2 > E_{f2}$ (E_{fj} - энергии Ферми слева и справа). Приложенное напряжение $U = (E_{f1} - E_{f2})/e = \alpha(\epsilon_2 - \epsilon_1)/e + U_0$, где $\alpha \sim 1$. В соответствии со сказанным, при неупругом резонансе, когда $U - U_0 \approx \hbar\theta\omega\alpha/e$ может возникнуть сильный фотовольтаический ток: при $E \approx E_1$ прозрачность $D_{\rightarrow}(E)$ будет велика, а $D_{\leftarrow}(E)$ - ничтожно мала. При низкой температуре для трехмерной плотности тока I вблизи неупругого резонанса получим:

$$I(U) = \frac{me}{2\pi^2\hbar^3}\int\limits_{E_C}^{E_{f1}} dE \int\limits_{E_C}^{E} dE' D_{\rightarrow}(E') =$$

$$= \frac{2em\beta^2(E_{f1} - E_1)\Gamma_1\Gamma_2}{\pi^2\hbar^3(\Gamma_1 + \Gamma_2)[((U - U_0)\frac{e}{\alpha} - \hbar\theta\omega)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2 + 4\beta^2]} \qquad (5)$$

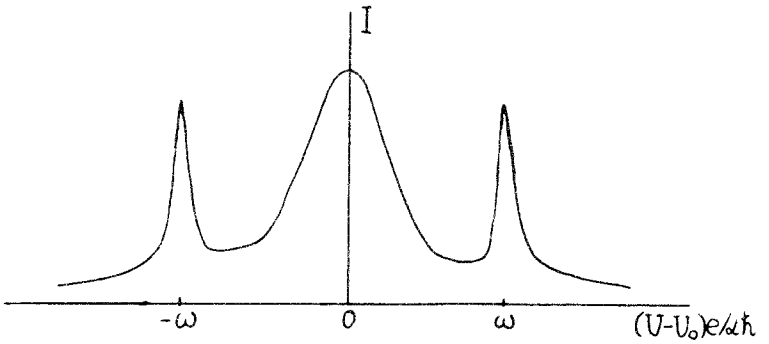

Рис. 2. Характерный вид зависимости $I(U)$ для двухъямной гетероструктуры в области резонансов при указанных в тексте условиях. Центральный пик соответствует упругому резонансному туннелированию при псевдопересечении ϵ_1 и ϵ_2, а боковые - неупругому резонансному туннелированию при псевдопересечении $\epsilon_1 + \hbar\theta\omega$ и ϵ_2

(e - заряд электрона). Из (5) видно, что при неупругом резонансе на вольт-амперной характеристике появляется острый лоренцевский пик. При $|\beta| > \Gamma_j$ высота этого пика будет того же порядка, что и высота пика, возникающего за счет упругого резонансного туннелирования при псевдопересечении уровней ϵ_1 и ϵ_2 (см. формулу (1)). Однако ширина неупругого пика будет порядка β/e и мала по сравнению с шириной упругого пика δ/e (см. рис. 2).

Кратко остановимся на общем случае $\hbar\omega \sim \delta$. Можно показать, что при $|\epsilon_2^0 - \epsilon_1^0| \approx \hbar\omega$ упругий и неупругий каналы дают вклады в ток вообще говоря одинакового порядка. С ростом δ максимальное значение $D_{\rightarrow}(E)$ убывает и при максимально возможном $\delta = \hbar\omega/2$ становится равным 1/4.

Отметим, в заключение , что рассматриваемая система представляет собой настраеваемый инфракрасный детектор с замечательными физическими характеристиками. Вполне возможно, что в ближайшем будущем такой детектор будет создан [4]. Эффекты, аналогичные рассмотренным, появляются и при учете взаимодействия электронов с молекулярными колебаниями.

Литература

1. *Сумецкий М.Ю., Фельштын М.Л.* ЖЭТФ, 1988, 94, 166.
2. *Sokolovski D.* Phys. Lett. A, 1988, 132, 381.
3. *Иогансон Л.В.* ЖЭТФ, 1964, 47, 270.
4. *Doughty K.L., Simes R.J. et al.* Semicond. Sci. Technol. 1990, 5, 494.