Письма в ЖТФ, том 22, вып. 21 12 ноября 1996 г.

01;06

ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ С ДВУМЯ УРОВНЯМИ

© *Д.Е.Миловзоров*

Лазерное излучение является мощным инструментом для исследования фотостимулированного туннелирования и электронной транспортировки в полупроводниковых сверхрешетках [1].

Для системы квантовых ям с двумя уровнями взаимодействующих с резонансным лазерным излучением гамильтониан системы может быть представлен в форме вторичного квантования следующим образом:

$$H = \sum_{k=1}^{N}\Big[E_{1k}c^{+}_{1k}c_{1k} + E_{2k}c^{+}_{2k}c_{2k} +$$

$$+ \sum_{ij=1}^{2}\big(V_{ikjk+1}c^{+}_{ik}c_{jk+1} + h.c.\big) + \big(V_{12k}c^{+}_{1k}c_{2k} + h.c.\big)\Big],$$

где E_{1k} и E_{2k} — энергии уровней системы, V_{ikjk+1} — матричный элемент туннелирования, V_{12k} — матричный элемент взаимодействия системы с полем резонансного лазерного излучения. Населенности уровней определяются соотношениями: $n_{1k} = c^{+}_{1k}c_{1k}$, $n_{2k} = c^{+}_{2k}c_{2k}$. Учитывая, что $\frac{dn}{dt} = \frac{dc^{+}}{dt}c + c^{+}\frac{dc}{dt}$, получаем кинетические уравнения для населенностей уровней в виде $\dot{n}_{jk} = -i\sum\limits_{l,m}\sum\limits_{jj\hat{}}(V_{jlj\hat{}m}c^{+}_{jl}c_{j\hat{}m} - h.c.)$, где $l, m = k-1, k, k+1$; $j, j\hat{} = 1, 2$. Матричными элементами, описывающими более высокий порядок приближения $V_{jlj\hat{}m} \approx V_{jlv}V_{vj\hat{}m}(l \neq m, j \neq j\hat{})$, можно пренебречь. Уравнения для населенностей двухуровневой системы с одношаговыми марковскими переходами имеют следующий вид:

$$\dot{n}_{1k} = -W_{12k}(n_{1k} - n_{2k}) - n_{1k}(W_{1k1k+1} + W_{1k1k-1}) +$$

$$+ W_{1k-11k}n_{1k-1} + W_{1k+11k}n_{1k+1},$$

$$\dot{n}_{2k} = W_{12k}(n_{1k} - n_{2k}) - n_{2k}(W_{2k2k-1} + W_{2k2k+1}) +$$

$$+ W_{2k-12k}n_{2k-12k}n_{2k-1} + W_{2k+12k}n_{2k+1},$$

где W_{12k} — вероятность перехода с основного на возбужденный уровень при взаимодействии с электромагнитным полем лазерного излучения, W_{ikjk-1}, W_{ikjk+1} — вероятности туннельных переходов из k-й системы в двухуровневые системы с индексами $k-1$ и $k+1$. Величина W_{12k} зависит от времени как $W_{12k} \approx \frac{1}{2}\frac{\Omega_R^2}{\Omega^2}(1-\cos(\Omega t))$, где $\Omega^2 = \Omega_R^2 + \delta_0^2$, $\delta_0 = \omega_l - \omega_{12}$, $\Omega_R = \frac{edE_l}{h}$ — частота Раби. Вероятность туннельного перехода электрона определяется формулой Брейта–Вигнера [2]: $W_{ij} \sim \frac{\Delta_{ij}^2}{4(\omega_l-\omega)^2+\Delta_{ij}^2}$, где Δ_{ij} — ширина уровня, $h\omega$ — энергия.

Используя производящую функцию вероятности $F(z,t) = \sum\limits_k z^k n_k(t)$, где z — вспомогательная переменная, можно преобразовать систему к виду

$$\dot{F}_1(z,t) = W_{12k}F_2(z,t) + F_1(z,t)\times$$

$$\times\left[W_{1k-11k}z + W_{1k+11k}/z - (W_{12k} + W_{1k1k-1} + W_{1k1k+1})\right],$$

$$\dot{F}_2(z,t) = W_{12k}F_1(z,t) + F_2(z,t)\times$$

$$\times\left[W_{2k-12k}z + W_{2k+12k}/z - (W_{12k} + W_{2k2k-1} + W_{2k2k+1})\right].$$

Решение этой системы уравнений получим в следующем виде: $F_2(z,t) = C_1\exp(\lambda_1 t) + C_2\exp(\lambda_2 t)$, где $\lambda_{1,2} = \frac{-W}{2}(1 \pm \pm\sqrt{1-4\theta/W^2})$, $W = W^{\sim} + W^{*}$, $\theta = W^{\sim}W^{*} - W_{12k}^2$, $W^{\sim} = W_{1k-11k}z + W_{1k+11k}/z - (W_{12k} + W_{1k1k-1} + W_{1k1k+1})$, $W^{*} = W_{2k-12k}z + W_{2k+12k}/z - (W_{12k} + W_{2k2k-1} + W_{2k2k+1})$. Приближенное решение получим при выполнении условия $4\theta \ll W^2$:

$$n_{2k}(t) \cong n_{2k}(0)\times$$

$$\times\Big(1-\exp(-(2W_{12k}+W_{1k1k-1}+W_{1k1k+1}+W_{2k2k-1}+W_{2k2k+1})t)\times$$

$$\times\sum_l \frac{t^{2l+k}(W_{2k-12k}+W_{1k-11k})^{l+k}(W_{2k+12k}+W_{lk+11k})^l}{(l+k)!l!}.$$

Выражение для ширины уровня определяется как $\Delta_{ij} = \frac{\pi}{h}|V_{ij}|^2\rho(E_i)$. Матричный элемент туннелирования V_{ij} зависит от времени, как $V_{ij} = V_{ij}^0\exp(-S)$, где, согласно раз-

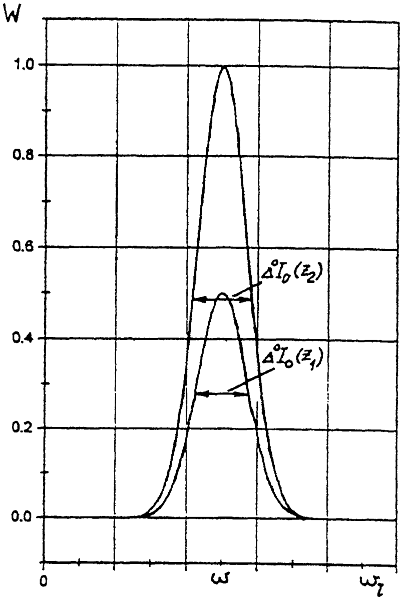

Рис. 1. Спектральная зависимость вероятности туннелирования при $I_0(z_2) > I_0(z_1)$, где $z_i = \frac{eE_l}{h}\sqrt{\frac{m}{2}}\int\limits_0^d \frac{x\,dx}{\sqrt{U_0 - E_i}}$.

ложениям по теории возмущений, верно

$$S \approx -\frac{2}{h}\int\limits_0^d \sqrt{2m(U_0 - E_i)}dx + \frac{1}{h}\int\limits_0^d \frac{m\delta U}{\sqrt{2m(U_0 - E_i)}}dx$$

при

$$U = U_0 + \delta U, \quad \delta U \ll U, \quad \delta U = eE_l x\cos(\omega_l t),$$

E_l и ω_l — напряженность поля и частота лазерного излучения. Тогда ширина уровня зависит от времени как [3]

$$\Delta_{ij} = \Delta_{ij}^0 \exp(z_i\cos(\omega_l t)),$$

где

$$z_i = \frac{eE_l}{h}\sqrt{\frac{m}{2}}\int\limits_0^d \frac{x\,dx}{\sqrt{U_0 - E_i}}.$$

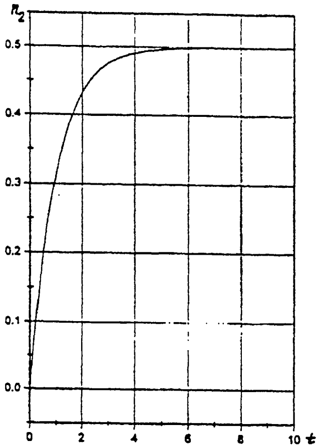

Рис. 2. Эволюция населенности верхнего уровня в случае некогерентного взаимодействия при $\Delta \approx \Delta^0_{ij2k} I_0(z_{2k})$.

Так как

$$\exp(z\cos(wt)) = I_0(z) + 2\sum_{m=1}^{\infty} I_m(z)\cos(m\omega t)$$

согласно [4] ($I_m(z)$ — модифицированная функция Бесселя m-го порядка), то, учитывая, что при $z \leqslant 1$, $I_0(z) \gg I_m(z)$, верно $\Delta \approx \Delta^0 I_0(z)$. В этом случае выражение для вероятности туннелирования имеет вид $W_{ij} \sim \frac{\Delta^{02}_{ij} I_0^2(z)}{4(\omega_l-\omega)^2+\Delta^{02}_{ij} I_0^2(z)}$. Следовательно, ширина пика спектра вероятности туннелирования электрона определяется величиной функции $I_0(z)$ (рис. 1). Подставляя полученную формулу для W_{ij} в выражение для населенности $n_{2k}(t)$, а также учитывая, что $I_0(z_2) \gg I_0(z_1)$ при $z_2 > z_1$ и медленное возрастание $\cos(\Omega t)$, относительно экспоненциального роста получим $n_{2k}(t) \approx$ $\approx n_{2k}(0)\left(1 - \exp\left(\frac{-\Delta^{0}_{ij2k}{}^2 I_0^2(z_{2k})}{4(\omega_l-\omega)^2+\Delta^{02}_{ij2k} I_0^2(z_{2k})} t\right)\right)$. Полученное выражение имеет вид, аналогичный результатам рассмотрения двухуровневой системы с фазовой релаксацией при некогерентном взаимодействии поля [5]. В этом случае населенность апериодически стремится к равному заселению уровней (рис. 2). Заслуживает также внимания эффект полевого уширения спектра вероятности туннелирования с возбужденного уровня. Причем возникающее уширение пика резонанса, обусловленное взаимодействием с электромагнитным полем лазерного излучения, увеличивает интегральную величину прозрачности барьера, отличается от уширения резонанса за счет электрон–фононного взаимодействия [6]. Величина туннельного тока в этом случае определяется составляющей через возбужденные уровни системы. Пик спектра тока туннелирования соответствует пику спектра при упругом резонансном туннелировании (при $\hbar\omega_l = E_{2k} - E_{1k}$), но имеет ширину, определяемую полем лазерного излучения.

Список литературы

[1] *Keay B.J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 4098.
[2] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 768 с.
[3] *Закурдаев И.В., Миловзоров Д.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 265.
[4] *Handbook of mathematical functions* / Ed. by Abramovitz M., Stegun I.A., Dover. N.Y., 1972. P. 376.
[5] *Аллен Л., Эберли Дж.* Оптический резонанс и двухуровневые системы. М.: Мир, 1978. 219 с.
[6] *Глазман Л.И., Шехтер Р.И.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 292.

Институт радиотехники
и электроники РАН
Москва

Поступило в Редакцию
30 мая 1996 г.