

ФИЗИКА

PHYSICS

УДК 539.2

ББК 22.37

Г 61

Головнев Ю.Ф.

Доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей и теоретической физики факультета математики, физики и информатики Тульского государственного педагогического университета им. Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 35-59-06 (доб. 2091), e-mail: physics@tspu.tula.ru

Сомова Н.Ю.

Аспирант кафедры общей и теоретической физики факультета математики, физики и информатики Тульского государственного педагогического университета им. Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 35-59-06 (доб. 2091), e-mail: physics@tspu.tula.ru

Нургулеев Д.А.

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей и теоретической физики факультета математики, физики и информатики Тульского государственного педагогического университета им. Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 35-59-06 (доб. 2091), e-mail: damir625@gmail.com

Межъямное туннелирование экситонов в полупроводниковых гетероструктурах с ферромагнитными слоями

(Рецензирована)

Аннотация. Получено выражение для вероятности туннелирования электрона с образованием межъямного магнитного экситона в двойной квантовой яме на основе EuO-SrO . Проанализирована проводимость гетероструктуры.

Ключевые слова: экситон, ферромагнитный полупроводник, оксид европия.

Golovnev Yu.F.

Doctor of Physics and Mathematics, Professor of General and Theoretical Physics Department, Faculty of Mathematics, Physics and Computer Science, Lev Tolstoy Tula State Pedagogical University, Tula, ph. (4872) 35-59-06 (2091), e-mail: physics@tspu.tula.ru

Somova N.Yu.

Post-graduate student of General and Theoretical Physics Department, Faculty of Mathematics, Physics and Computer Science, Lev Tolstoy Tula State Pedagogical University, Tula, ph. (4872) 35-59-06 (2091), e-mail: physics@tspu.tula.ru

Nurguleev D.A.

Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor of General and Theoretical Physics Department, Faculty of Mathematics, Physics and Computer Science, Lev Tolstoy Tula State Pedagogical University, Tula, ph. (4872) 35-59-06 (2091), e-mail: damir625@gmail.com

Interwell tunneling of excitons in semiconductor heterostructures with ferromagnetic layers

Abstract. An expression was obtained for the tunneling probability of the electron to form a magnetic interwell exciton in a double quantum well based on EuO-SrO . The conductivity of the heterostructure was analyzed.

Keywords: exciton, the ferromagnetic semiconductor, europium oxide.

Благодаря разнообразию фундаментальных физических свойств и большого потенциала в нанoeлектронике двойные квантовые ямы (ДКЯ) являются важным объектом исследования в спинтронике [1]. В них достаточно полно можно изучать резонансное туннелирование поляризованных по спину электронов. Здесь появляется возможность контроля уровней энергии носителей, пространственной локализации последних и прямого измерения туннельного времени.

В низкоразмерных полупроводниковых гетеросистемах экситонные эффекты иг-

рают важную роль в туннельных процессах. Причем наиболее сильным механизмом является туннелирование электронов через рассеяние на продольных фононах, а эффективность туннелирования будет значительной и ниже энергетического порога фононов. Туннелирование через рассеяние имеет время много большее времени жизни экситонов. Все это показывает определяющую роль экситонных эффектов в туннельных процессах ДКЯ, образованных ферромагнитным и парамагнитными полупроводниковыми гетеросистемами типа EuO-SrO-EuO, где SrO выполняет роль барьера.

В работе проведен анализ межъямного туннелирования экситонного электрона через парамагнитный барьер SrO и образование межъямного магнитного (триплетного) экситона (МТЭ), определено время циркулярно-поляризованной рекомбинации МТЭ с учетом эффективного обменного поля \vec{B}_E и сделано заключение о характере спиновой релаксации и ее влиянии на межъямное разделение электронов по спину.

При расчетах потенциальный профиль зоны проводимости и валентной зоны наноструктуры EuO-SrO-EuO аппроксимируется потенциалом прямоугольной формы (рис. 1). Это упрощение дает хорошее описание картины экситонных состояний и позволяет рассчитать энергию связи [2]. Оно дает возможность проследить за изменением энергии экситонного перехода через барьер с учетом молекулярного обменного поля \vec{B}_E в ямах EuO, т.е. с учетом гигантского спинового расщепления (эффект Зеемана). Тяжелые дырки, образующиеся на $4f$ -уровнях в области запрещенных зон EuO, сильно локализованы из-за узости $4f$ -полосы порядка 0,5 эВ, а магнитоэкситонные электроны, наоборот, заметно делокализованы.

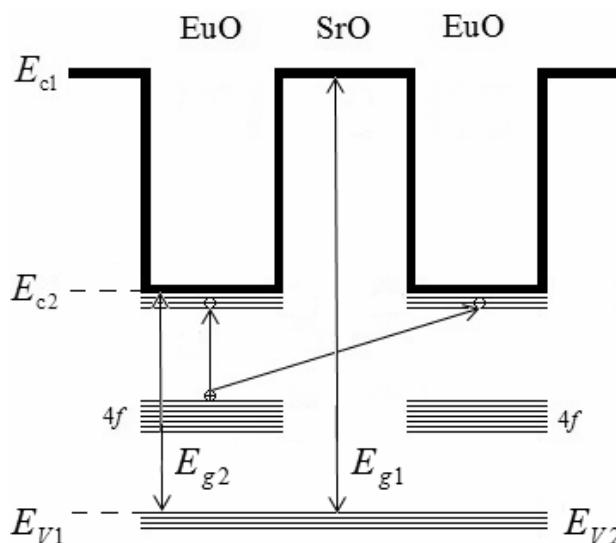


Рис. 1. Схема наносистемы EuO-SrO-Eu, где ширина запрещенной зоны SrO $E_{g1} \approx 5,5$ эВ, а EuO $E_{g2} \approx 3,5$ эВ

Рассмотрим резонансное туннелирование экситонного электрона через барьерный слой SrO, в котором есть локализованные состояния, распределенные вблизи уровня Ферми. Известно, что вероятность туннелирования экситонного электрона, энергия которого равна ε , через локализованное состояние с энергией ε_0 можно определить соотношением Брейта-Вигнера [3]:

$$T_{рез}(\varepsilon - \varepsilon_0) = \frac{\Gamma^2}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + \Gamma^2}, \quad (1)$$

где Γ – ширина уровня в барьере, которая зависит от радиуса локализованного состояния a_0 и ширины барьера d :

$$\Gamma \approx \exp\left[-\frac{d}{a_0}\right]. \quad (2)$$

Анализ показал, что электрон-фононное взаимодействие (ЭФВ) приводит к размытию резонансной линии $T(\varepsilon)$ и образованию неупругих каналов резонансного туннелирования. При этом сохраняется его суммарная интенсивность, хотя форма линии $T(\varepsilon)$ при ЭФВ становится нелоренцевской, а на центре барьера происходит гибридизация электронного и фононного состояний. Тогда электрон-фононные состояния будут располагаться в энергетической полосе шириной $\varepsilon_\Lambda \gg \hbar\omega_D$, где ω_D – дебаевская частота, или $\varepsilon_\Lambda \gg \Gamma$, т.е. ширина резонансной линии теперь будет определяться не Γ , а ε_Λ .

Дальнейший анализ резонансного туннелирования проведем с помощью метода туннельного гамильтониана [3]:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{\bar{k}} \varepsilon_{\bar{k}} a_{\bar{k}}^+ a_{\bar{k}} + \sum_{\bar{p}} \varepsilon_{\bar{p}} d_{\bar{p}}^+ d_{\bar{p}} + \left(\varepsilon_0 + N^{-\frac{1}{2}} \sum_{\bar{q}} \alpha_{\bar{q}} (b_{\bar{q}}^+ - b_{\bar{q}}) \right) c^+ c + \\ & + \sum_{\bar{q}} \omega_{\bar{q}} b_{\bar{q}}^+ d_{\bar{q}} + \sum_{\bar{k}} g_{ca}(\bar{k}) (a_{\bar{k}}^+ c + c^+ a_{\bar{k}}) + \sum_{\bar{p}} g_{cd}(\bar{p}) (d_{\bar{p}}^+ c + c^+ d_{\bar{p}}), \end{aligned} \quad (3)$$

где $a_{\bar{k}}^+$, $d_{\bar{p}}^+$ – операторы рождения электрона в левом и правом берегах барьера; $b_{\bar{q}}^+$ – оператор рождения фонона, c^+ – оператор рождения электрона в локализованном состоянии; $\varepsilon_{\bar{k}}$ и $\varepsilon_{\bar{p}}$ – энергии электрона в левом и правом берегах, ε_0 – энергия электрона в локализованном состоянии, $\omega_{\bar{q}}$ – энергия фонона ($\hbar=1$); $\alpha_{\bar{q}}$ – матричный элемент связан с константой деформации в области локализованных электронов; g_{ca} и g_{cd} – константы гибридизации, которые малы относительно энергии электронных состояний:

$$g_{ca}, g_{cd} \ll \varepsilon_0. \quad (4)$$

При $\left|\frac{\alpha_D}{\omega_D}\right| \gg 1$ матричный элемент гибридизации $V_n = g(n!)^{\frac{1}{2}} \alpha_n$ убывает по закону

(при $n \gg n_0$) $V_n \approx \left(\frac{n_0}{n}\right)^{\frac{n}{2}}$, а резонансное значение энергии электронного состояния ε_0

дает поляронный сдвиг. Но благодаря структуре V_n гибридизация экситонных и примесных состояний осуществляется в полосе энергий, центр которой совпадает с резонансным значением ε_0 , а ее ширина – порядка α_D . При этом переходы экситонных электронов определяют размытие линии резонансного туннелирования, а значит его неупругий характер. Из закона сохранения полной энергии системы следует возможность несохранения энергии экситонного электрона при туннелировании ($\varepsilon_{\bar{k}} \neq \varepsilon_{\bar{p}}$). При

этом потеря энергии электроном будет определяться величиной $n_0 = \left|\frac{\alpha_D}{\omega_D}\right|^2$. В этом случае матричный элемент гибридизации V_n станет максимальным, а потеря энергии ока-

жется порядка энергии поляронного сдвига $\varepsilon_{II} = N^{-1} \sum_{\bar{q}} \frac{|\alpha_{\bar{q}}|^2}{\omega_{\bar{q}}}$.

Теперь можно записать общий вид волновой функции для наноструктуры EuO-SrO-EuO с гамильтонианом (3):

$$\psi(t) = \left[\sum_{\vec{p}} (\hat{u}_{\vec{p}a}(t)a_{\vec{p}}^+ + \hat{u}_{\vec{p}d}(t)d_{\vec{p}}^+) + \hat{v}(t)c^+ \right] |0\rangle, \quad (5)$$

где $\hat{u}_{\vec{p}a}$, $\hat{u}_{\vec{p}d}$ и \hat{v} – операторы по фоновым переменным или амплитуды вероятностей перехода из состояния $a_{\vec{p}}^+|0\rangle$ в состояния $d_{\vec{p}}^+|0\rangle$ и $c^+|0\rangle$. Зависимость $\hat{u}_{\vec{p}a}$, $\hat{u}_{\vec{p}d}$ и \hat{v} от операторов $b_{\vec{q}}^+$ и $b_{\vec{q}}$ определяется уравнениями эволюции, которые находят из уравнения Шредингера в представлении взаимодействия. Они могут быть упрощены, если энергии, передаваемые при рассеянии, малы:

$$|\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{p}}| \ll \varepsilon_{\vec{k}}. \quad (6)$$

Тогда затухание Γ электронных состояний в центре барьера SrO будет таким:

$$\Gamma = \Gamma_l + \Gamma_r, \quad \text{где } \Gamma_{l,r} \approx \exp\left[-\frac{d \pm 2x}{a_0}\right]. \quad (7)$$

Здесь x – расстояние от середины барьера; Γ_l и Γ_r – парциальные полуширины резонансного уровня, соответствующие переходу электрона в левый и правый берега. Пренебрегая частотной зависимостью затухания $\Gamma(\omega) = const$, можно получить упрощенные уравнения для $\hat{u}_{\vec{p}a}(t)$, $\hat{u}_{\vec{p}d}(t)$, $\hat{v}(t)$. После ряда преобразований найдем амплитуду вероятности резонансного туннелирования $\hat{u}_{\vec{k} \rightarrow \vec{p}}(t)$ и получим для вероятности перехода $\vec{k} \rightarrow \vec{p}$ в единицу времени выражение:

$$W_{\vec{k} \rightarrow \vec{p}} = |g_{ca}(\vec{k})|^2 |g_{cd}(\vec{p})|^2, \quad F(\varepsilon_{\vec{k}} \rightarrow \varepsilon_{\vec{p}}) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \exp[i(\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{k}})t_1] \times \\ \times \int_0^{\infty} dt_2 \exp[-i(\tilde{\varepsilon}_0 - \varepsilon_{\vec{k}} - i\Gamma)t_2] \int_0^{\infty} dt_3 \exp[i(\tilde{\varepsilon}_0 - \varepsilon_{\vec{k}} + i\Gamma)t_3] \times V(t_1, t_2, t_3), \quad (8)$$

где $\tilde{\varepsilon}_0$ – энергия резонансного уровня при поляронном сдвиге $\tilde{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0 - \varepsilon_{II}$. При нулевой температуре

$$V(t_1, t_2, t_3) = \exp\left[-\sum_{\vec{q}} \frac{|\alpha_{\vec{q}}|^2}{\omega_{\vec{q}}^2} [a(t_2, t_3) - b(t_2, t_3)e^{i\omega_{\vec{q}}t_1}]\right]. \quad (9)$$

Для $\varepsilon_{\vec{p}} > \varepsilon_{\vec{k}}$ из (8) видно $W_{\vec{k} \rightarrow \vec{p}} = 0$, что согласуется с представлением об отсутствии поглощения фононов при $T = 0$. Уравнение (8) дает возможность определить парциальные вероятности туннелирования и полную вероятность его:

$$T(\varepsilon \rightarrow \varepsilon_1) = \sum_{\vec{k}, \vec{p}} W_{\vec{k} \rightarrow \vec{p}} \delta(\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon) \delta(\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_1) = \frac{1}{\pi^2} \Gamma_l \Gamma_r F(\varepsilon \rightarrow \varepsilon_1). \quad (10)$$

Если учитывать только однофононные процессы, то

$$T_{\text{рез}}(\varepsilon) = \frac{4\Gamma_l \Gamma_r}{(\Gamma_l + \Gamma_r)^2 + \varepsilon^2}. \quad (11)$$

Включение ЭФВ уширяет резонанс, что связано с появлением неупругих каналов рассеяния, но это не изменяет интегрального значения прозрачности барьера SrO. Выделим из полной вероятности член $T_{el}(\varepsilon)$, который связан только с упругими процессами:

$$T(\varepsilon \rightarrow \varepsilon_1) = T_{el}(\varepsilon) \delta(\varepsilon \rightarrow \varepsilon_1) + T_{in}(\varepsilon \rightarrow \varepsilon_1). \quad (12)$$

Тогда для $T_{el}(\varepsilon)$ получим выражение:

$$T_{el}(\varepsilon) = 4\Gamma_l\Gamma_r \int_0^\infty dt_1 \int_0^\infty dt_2 \exp[i(\tilde{\varepsilon}_0 - \varepsilon)(t_2 - t_1) - \Gamma(t_1 + t_2)] V(t_1, t_2). \quad (13)$$

При сильном ЭФВ вклад упругих процессов в полную вероятность туннелирования мал по параметру $\frac{\Gamma}{\varepsilon_\Lambda} \ll 1$ и определяющую роль играют неупругие каналы (рис. 2).

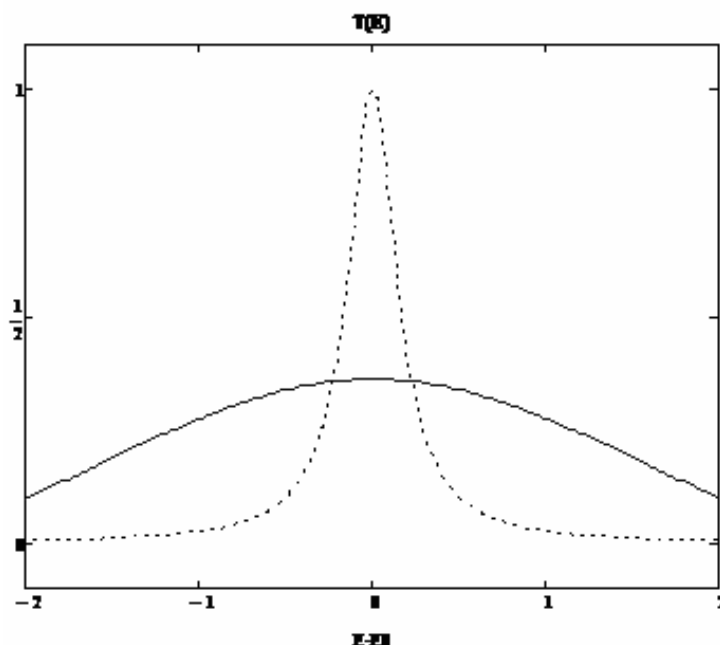


Рис. 2. Вероятность резонансного туннелирования: кривая «- -» соответствует формуле Брейта-Вигнера, кривая «-» – при сильном ЭФВ ($\Gamma_l = \Gamma_r$)

Для $\left| \frac{\alpha_q}{\omega_q} \right| \ll 1$ имеем резонансный пик по Брейту-Вигнеру ($\varepsilon = \varepsilon_0$) с крыльями резонансного туннелирования. Когда $|\alpha_q|$ увеличивается, то интенсивность крыльев тоже растет, а резонансный пик смещается с увеличением поляронного сдвига ε_{II} , и основной вклад в $T_{el}(\varepsilon)$ определяется крыльями.

В резонансном туннелировании экситонных электронов участвуют те из них, энергии которых находятся вблизи уровня Ферми в пределах температурного размытия (см. рис. 3). Из энергетической схемы на рисунке 3 видно, что ДКЯ наноструктуры EuO-SrO-EuO удовлетворяют условиям резонансного туннелирования экситонного электрона из одной квантовой ямы в соседнюю через барьер SrO с образованием непрямого экситона I , т.к. тяжелая дырка остается в первой яме.

Остановимся, прежде всего на проявлениях резонансного туннелирования в проводимости G контакта в отсутствие электрон-магнонного взаимодействия. В резонансных процессах эффективно участвуют состояния, локализованные вблизи середины барьера ($|x| \leq a_0$) и лежащие (при $T \rightarrow 0K$) в пределах энергетической полосы $\sim \Gamma$ вблизи уровня Ферми. Двумерная концентрация таких состояний $n_0 \sim N(\varepsilon_F) a_0 \Gamma$, где $N(\varepsilon_F)$ – плотность состояний в EuO, определяемая берегами туннельного контакта. Понятие проводимости имеет смысл для контактов площади $S \gg n_0^{-1}$. В противном случае характеристики контакта зависят от конкретной реализации расположения состояний в нем (флук-

туации G велики) [4]. Принимая во внимание порядковую оценку $\Gamma \sim \left(\frac{\hbar^2}{ma_0^2}\right)e^{-d/a_0}$, получено условие на параметры S , d , при которых флуктуации G малы (см. рис. 4):

$$\ln\left(\frac{S}{S_0}\right) > \frac{d}{a_0}, \quad S_0 = \frac{ma_0}{\hbar^2 N(\varepsilon_F)}. \quad (14)$$

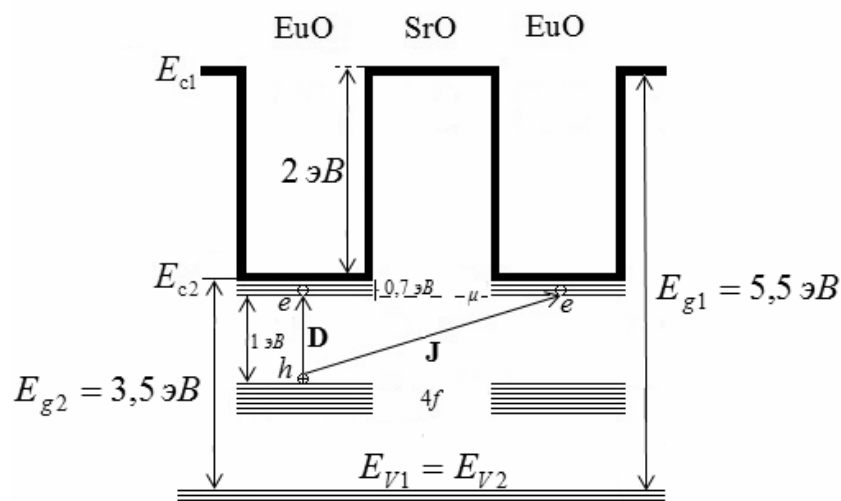


Рис. 3. Схема оптического и туннельного переходов экситонного электрона в ДКЯ наносистеме EuO-SrO-EuO: E_{c1} , E_{c2} – дно зоны проводимости в слоях SrO и EuO, соответственно; μ – уровень Ферми (пунктирная линия) в слое SrO; E_{g1} , E_{g2} – ширина запрещенных зон в SrO и EuO, соответственно; $4f$ – уровни в запрещенной зоне EuO; D и I – прямой и непрямой (после туннелирования электрона через барьер SrO) экситоны; $E_{V1} = E_{V2}$ – потолки валентных зон (они примерно равны по Харрисону)

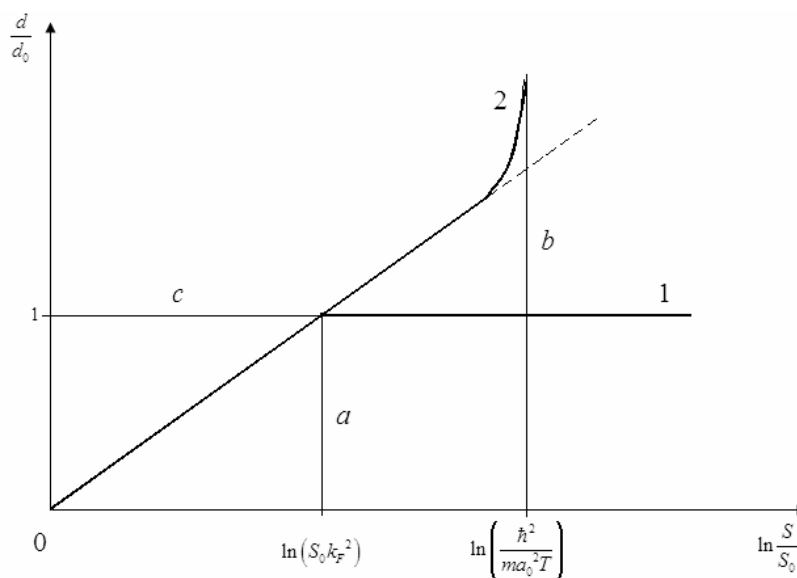


Рис. 4. Области характерных величин площади контакта S и толщины ферромагнитного слоя d . В области a – определяется прямым туннелированием; в области b – резонансным; в области c – велики флуктуации G . Штриховая линия разделяет области b и c при $T \rightarrow 0K$

При конечной температуре $T > \Gamma$ флуктуации малы для слоев с площадью $S > (N(\varepsilon_F)a_0T)^{-1}$.

Рассмотрим случай контакта большой площади, когда флуктуации G малы. Для того чтобы в G доминировала резонансная составляющая тока $I_r \sim S n_0 e^{-\frac{d}{a_0}}$ над обычной туннельной $I_{nr} \sim S k_F^2 e^{-\frac{2d}{a_0}}$, толщина слоя EuO должна удовлетворять условию (см. рис. 4) $d > d_0$, $d_0 = a_0 \ln S_0 k_F^2$.

При обратном неравенстве преобладают процессы прямого туннелирования через барьер. Таким образом, для серии контактов с растущей величиной d и фиксированной площадью $S < S_0^2 k_F^2$ должен наблюдаться переход от зависимости $\ln G(d) \sim -\frac{2d}{a_0}$ при

$d < d_0$ к зависимости $\ln G(d) \sim -\frac{d}{a_0}$ (переход через линию 1 на рисунке 1).

Выясним, как видоизменяется поведение контакта за счет включения электрон-магнетонного взаимодействия. Вклад в ток через туннельный контакт EuS от каждого состояния $4f$ -зоны определяется формулой:

$$I_i(U) = \frac{e}{\pi\hbar} \int d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 T_i(\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2) \left\{ \begin{array}{l} f_0\left(\varepsilon_1 - \frac{eU}{2}\right) \left(1 - f_0\left(\varepsilon_2 + \frac{eU}{2}\right)\right) - \\ f_0\left(\varepsilon_1 + \frac{eU}{2}\right) \left(1 - f_0\left(\varepsilon_2 - \frac{eU}{2}\right)\right) \end{array} \right\} \quad (15)$$

(f_0 – фермиевская функция распределения электронов в берегах). Для большой площади контакта флуктуации малы и имеет смысл средняя величина $I(U)$, которая определяется усредненным положением и энергией ε_i $4f$ -состояния $T_i(\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2)$:

$$\langle T(\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2) \rangle = N(\varepsilon_F) S \Gamma^2 \int_{-d/2}^{d/2} dx \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_0^{\infty} dt_2 e^{i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)t_1 - i\text{ch}(x/a_0)t_2 V(t_1, t_2, t_3)}. \quad (16)$$

Из (16) видно, что при $T \ll \max(\varepsilon_\Lambda, \omega_q)$ порядок величины G определяется упругой частью $\langle T(\varepsilon_1) \rangle_{el}$ вероятности перехода:

$$G \approx (e^2 / \pi\hbar) \langle T(\varepsilon_F) \rangle_{el}.$$

В случае сильного электрон-магнетонного взаимодействия из (16) можно получить:

$$\langle T(\varepsilon_F) \rangle = N(\varepsilon_F) S a_0 \ln(\varepsilon_\Lambda / \Gamma) \Gamma^2 / \varepsilon_\Lambda, \quad (17)$$

и, следовательно, $\ln G(d) \sim -2d/a_0$, как и в случае нерезонансного туннелирования (различаются лишь предэкспоненты в G); перехода не происходит [4].

В случае слабого электрон-фононного взаимодействия [5] соотношение для $T(\varepsilon)$ можно получить в виде:

$$\langle T(\varepsilon) \rangle = N(\varepsilon_F) S a_0 4\pi^2 \left\{ \begin{array}{l} (1-c)\delta(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) + \\ \sum_q A_q \delta(\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - \omega_q) + \\ \sum_q B_q \delta(\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \omega_q) \end{array} \right\}, \quad (18)$$

$$A_q = \left| \frac{\alpha_q}{\omega_q} \right|^2 (n_q + 1), \quad B_q = \left| \frac{\alpha_q}{\omega_q} \right|^2 n_q, \quad C = \sum_a (A_q + B_q).$$

Как видно из (18), при $T \rightarrow 0K$ проводимость с точностью до малых поправок $\sim (\alpha_q/\omega_q)^2$ совпадает с величиной G в отсутствие электрон-фононного взаимодействия, $G \approx (e^2/\pi\hbar)N(\varepsilon_F)\Gamma a_0 S$. Однако именно эти поправки определяют температурную зависимость $G(T)$.

Знак добавки $\delta G(T) \approx G(T) - G(0)$ заранее не очевиден, т.к. рост с температурой числа неупругих каналов может компенсироваться уменьшением интенсивности упругого канала за счет температурной зависимости $G(T)$ в (18). Однако полной компенсации не происходит и $\delta G(T) > 0$. Величину $\delta G(T)$ можно представить в виде:

$$\frac{\delta G(T)}{G(0)} \sim \left(\frac{\alpha_q}{\hbar\omega_q} \right)^2 \left(\frac{T}{\hbar\omega_q} \right)^2. \quad (19)$$

Здесь характерное значение α_q определяется соотношением [3]:

$$\left(\frac{\alpha_q}{\hbar\omega_q} \right)^2 \sim \frac{\Lambda^2}{M\hbar s^3 q}. \quad (19)$$

Вывод о квадратичной зависимости $G(T)$ в области низких температур согласуется с теоретическими расчетами [4].

Примечания:

1. Головнев Ю.Ф., Нургугуев Д.А., Сомова Н.Ю. Типы экситонов в ферромагнитных наносистемах EuO-SrO: сб. трудов VII Всерос. школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых по направлению «Диагностика наноматериалов и наноструктур». Рязань, 2014. Т. 3. С. 232-236.
2. Головнев Ю.Ф., Сомова Н.Ю., Нургугуев Д.А. Влияние магнитных поляронов на экситонный спектр в наноразмерных гетеросистемах EuO-SrO // Вестник Адыгейского государственного университета. Сер. Естественно-математические и технические науки. 2014. Вып. 2 (137). С. 40-45. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
3. Golovnev J.F., Nurguleev D.A. Inelastic channels resonant tunneling in heterostructures EuS/PbS. Europium: Compounds, Production and Applications. N. Y., 2011. P. 277-280.
4. Глазман Л.И., Шехтер Р.И. Неупругое резонансное туннелирование через потенциальный барьер // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 292-306.
5. Брагинский Л.С., Баскин Э.М. Неупругое резонансное туннелирование // ФТТ. 1998. Т. 40. С. 1151-1155.

References:

1. Golovnev Yu.F., Nurguleev D.A., Somova N.Yu. Types of excitons in EuO-SrO ferromagnetic nanosystems: coll. of proceedings of the VII all-Russia school seminar of students, graduate students and young scientists working in the field of «Diagnostics of Nanomaterials and Nanostructures». Ryazan, 2014. Vol. 3. P. 232-236.
2. Golovnev Yu.F., Somova N.Yu., Nurguleev D.A. Magnetic polarons effect in the exciton spectrum of nanoscale heterosystems EuO-SrO // The Bulletin of the Adyge State University. Ser. Natural-Mathematical and Technical Sciences. 2014. Iss. 2 (137). P. 40-45. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
3. Golovnev J.F., Nurguleev D.A. Inelastic channels resonant tunneling in heterostructures EuS/PbS. Europium: Compounds, Production and Applications. N. Y., 2011. P. 277-280.
4. Glazman L.I., Shekhter R.I. Inelastic resonant tunneling through a potential barrier // ZhETF. 1988. Vol. 94. P. 292-306.
5. Braginskiy L.S., Baskin E.M. Inelastic resonant tunneling // FTT. 1998. Vol. 40. P. 1151-1155.