

УДК 539.2
ББК 22.37
Г 61

Ю.Ф. Головнев, Д.А. Нургулеев

Спинполяронные состояния в гетероструктурах EuS/PbS* (Рецензирована)

Аннотация

В работе рассматривается задача о резонансном туннелировании носителей тока через ферромагнитные барьеры. Методом туннельного гамильтониана учитывается электрон-магнонное взаимодействие на резонансном центре, приводящее к образованию спинполярона и размытию энергетической зависимости туннельной прозрачности.

Ключевые слова: неупругое резонансное туннелирование, спинполярон.

Yu.F. Golovnev, D.A. Nurguleev

Spin-polaron states in EuS/PbS heterostructures

Abstract

In the work, the problem about resonant tunneling of carriers of a current through ferromagnetic barriers is considered. The interaction of electron and magnon on the resonant centre, leading to formation of spin polaron and to degradation of power dependence of a tunnel transparency is considered by a method of tunnel Hamiltonian.

Key words: inelastic resonant tunneling, spin polaron.

Одним из перспективных источников получения спин-поляризованного потока электронов являются сверхрешетки на основе ферромагнитных полупроводников типа EuS-PbS. В них нанослой халькогенида европия выполняет функции инжектора и фильтра электронов, поляризованных по спину. Такие сверхрешетки могут быть использованы в различных устройствах спинтроники.

С этой целью был проведен анализ влияния обменного взаимодействия на туннельную прозрачность барьерных слоев EuS, где использовались методы трансферных матриц и туннельного гамильтониана [1, 2]. В частности, определена прозрачность в приближении «периодических рассеивателей», расположенных в области $4f^7$ -состояний европия, учтено влияние флуктуаций магнитного порядка, интерфейсных и инверсионных состояний гетеропереходов на туннелирование электронов из нанослоя PbS. Расчеты отражают уровень спиновой поляризации, особенности зонной структуры и показывают, что спиновая когерентность имеет резонанс в области расположения $4f^7$ -состояний, а подбором толщины слоев, образующих сверхрешетку, можно смещать уровень Ферми в заданный интервал энергий и создавать условия для получения высоких значений потока спин-поляризованных электронов [3].

Проблемой дальнейших исследований транспортных свойств гетероструктур ферромагнитный полупроводник - парамагнитный полупроводник является оценка влияния на туннельную прозрачность не только обменной связи, но и взаимодействия туннелирующих электронов с магнонами различной частоты.

В настоящее время исследователи сходятся во мнении, что поляризацию своего спинового окружения носителем тока (туннелирующим электроном), то есть образование магнитного полярона, в халькогенидах европия необходимо учитывать. Это позволяет с единой точки зрения описывать их резистивное поведение.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 08-01-00790-а.

В мультислоях, содержащих ферромагнитный барьер, вероятность рассеивания электронов со спином, параллельным направлению намагниченности ферромагнетика, меньше, чем для электронов со спином, направленным антипараллельно намагниченности. Сильная взаимосвязь между электронной и магнитной подсистемами в EuS создает условия для управления электрическими, магнитными и оптическими параметрами ферромагнитного полупроводника внешними магнитными и электрическими полями.

В EuS валентная зона, образованная $3p$ -состояниями серы, отделена от зоны проводимости из $5d(6s)$ -состояниями европия энергетическим зазором $\Delta_g \approx 3 \text{ эВ}$. Расщепление f -полосы за счет внутреннего обменного взаимодействия происходит таким образом, что все семь электронов, заполняющие нижние подболочки $4f_{\uparrow}$, упорядоченные ферромагнитно, образуют узкую энергетическую полосу $\sim 0,7 \text{ эВ}$ в запрещенной зоне, а пустые $4f_{\downarrow}$ -уровни оказываются в зоне проводимости [4, 5].

Периодический потенциал сверхрешетки EuS-PbS приводит к образованию мини-зон в квантовых ямах PbS и влияет на соответствующее уширение $4f$ -полосы в запрещенной зоне сульфида европия, образуя из нее, по сути, закрытую квантовую яму (между дном зоны проводимости и потолком валентной зоны) как было отмечено в работе [6]. Эта яма и определяет упругое и неупругое туннелирование зонных электронов из PbS. Закрытую квантовую яму из $4f$ -электронов, т.к. она находится в запрещенной зоне, считают донорным примесным состоянием [7], которое и способствует резонансному туннелированию в соответствии с формулой Брейта-Вигнера

$$T(E) = \frac{\Gamma^2}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2}, \quad (1)$$

где Γ – ширина образованного резонансного уровня в барьере, а E_0 и есть энергия $4f$ -уровней.

При взаимодействии электронов проводимости с f -уровнями на потенциале «магнитной примеси» происходит рассеяние, характеризуемое фазовым сдвигом $\delta_{f\sigma}$. Вероятность рассеяния зависит от направления спина рассеиваемого электрона относительно магнитного момента иона Eu^{2+} . Фазовый сдвиг электронной волновой функции определяется суммой всех резонансных – $\delta_{f\sigma}^{\text{res}}$ и нерезонансных – $\delta_{f\sigma}^0$ составляющих. По мере приближения энергии электрона к энергии связанного состояния E_f главным образом увеличивается фазовый сдвиг лишь той парциальной волны, полный момент которой равен моменту резонансного состояния. Иными словами, при $E \sim E_f$ выполняется неравенство $\delta_{f\sigma}^{\text{res}} \gg \delta_{f\sigma}$ и зависимость фазового сдвига от энергии электронов, находящихся на уровне Ферми E_F , определяется лишь резонансной его частью

$$\delta_f = \delta_{f\sigma}^{\text{res}} = \sum_{\sigma} \text{arctg} \frac{\Gamma}{E_{f\sigma} - E_F}. \quad (2)$$

Учитывая их расщепление $2u = E_{f\sigma} - E_{f-\sigma}$ и положение относительно уровня Ферми $E_f = \frac{1}{2}(E_{f\sigma} + E_{f-\sigma}) - E_F$, можно записать

$$\delta_f = \text{arctg} \frac{\Gamma}{E_f + u} + \text{arctg} \frac{\Gamma}{E_f - u}. \quad (3)$$

Используя правило сумм Фриделя [8]

$$Z = \frac{1}{\pi} \sum_{\sigma} \sum_l (2l+1) \delta_{f\sigma}, \quad (4)$$

запишем величину фазового сдвига $\delta_f = Z\pi/7$, где Z определяется из условия экранировки.

Отмеченное свойство указывает на сильную взаимосвязь между носителями тока и локализованными спинами иона Eu^{2+} при формировании f -уровней. Величина расщепления зависит от параметра обменного взаимодействия, который для EuS составляет $4.3 \cdot 10^{-2}$ эВ. При этом туннельный спектр гетероструктуры имеет двухпиковую форму и определяется расщеплением уровней электрона, локализованного на центре рассеяния малого радиуса.

В детальном рассмотрении нуждается взаимодействие подвижных носителей спина с магнитными моментами редкоземельного иона. Ферромагнитное упорядочение существенно влияет на характер движения электронов, попадающих в барьер, ориентируя их спины параллельно. При этом электрон взаимодействует с ионом при близком по энергии расположении к его центру локализации. Величина обменной связи пропорциональна квадрату модуля волновой функции носителя тока в месте нахождения Eu^{2+} . В свою очередь, концентрация электронов проводимости оказывает влияние на магнитное упорядочение слоя EuS , достигая максимального значения на берегах туннельного контакта с парамагнитным полупроводником и уменьшаясь к центру. Это явление приводит к медленным отклонениям магнитных моментов иона по величине и по направлению. Однако при этом суммарный спин ионов Eu^{2+} не меняется.

При $T \rightarrow 0\text{K}$ в халькогенидах европия необходимо учитывать поляризацию своего спинового окружения носителем тока. Полная энергия ниже при параллельных спинах электрона и ионов. Однако при отличных от нуля температурах ионные спины характеризуются определенной разупорядоченностью, и «лишний» электрон обнаруживает тенденцию поляризовать ионные спины, находящиеся по соседству с ним, увеличивая степень ферромагнитного упорядочения.

Если зона достаточно узка, электрон будет захвачен ферромагнитным спиновым облаком, и для его перемещения требуется некоторая дополнительная энергия. Эта квазичастица (электрон + спиновая поляризация соседних с ним ионов) и называется спинполяроном и во многом аналогична электростатическому полярону. В этом случае главный вклад в проводимость дают неупругие каналы взаимодействия с квазичастицами в барьере.

Для решения задачи о резонансном туннелировании обычно применяют метод туннельного гамильтониана [9]. Соответственно этому подходу оператор Гамильтона записывается в виде суммы

$$H = H_0 + H_{\text{int}}, \quad (5)$$

где H_0 относится к свободным состояниям частиц и содержит состояния носителей на берегах туннельного контакта, описываемых с помощью квазиимпульсов l и r

$$H_0 = \sum_l E_l a_l^+ a_l + \sum_r E_r b_r^+ b_r, \quad (6)$$

при резонансном туннелировании необходимо учесть наличие в барьере резонансных центров $\sum_f E_f c_{f\sigma}^+ c_{f\sigma}$ (E_l , E_r , E_f , a_l^+ (a_l), b_r^+ (b_r), $c_{f\sigma}^+$ ($c_{f\sigma}$) - энергии и операторы рождения (уничтожения) электрона в левом и правом берегах и в резонансном состоянии, σ - спин).

Взаимодействие резонансного состояния с берегами отражает наличие каналов упругого туннелирования и входит в H_{int} :

$$H_{\text{int}} = \sum_{lf} g_{lf} (a_l^+ c_f + c_f^+ a_l) + \sum_{rf} g_{rf} (b_r^+ c_f + c_f^+ b_r), \quad (7)$$

где g_{lf} и g_{rf} – матричные элементы гамильтониана между состояниями l и f , r и f .

При этом, как указывается в [10], большинство результатов не зависят от явного вида гибридизационных констант в случае, когда нерезонансное туннелирование несущественно, как в рассматриваемой модели (электроны из PbS туннелируют по 4f-зоне сульфида европия) $g_{lf}, g_{rf} \ll E_f$.

Вероятность резонансного туннелирования в единицу времени из состояния l в r дается соотношением

$$W_{lr} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{|g_{lf}|^2 |g_{rf}|^2}{(E - E_f) + \Gamma^2} \delta(E_l - E_r).$$

Зависимость туннельной прозрачности имеет максимум $T(E_f) = 1$ и характеризуется так называемым лоренцевским профилем.

В настоящей работе взаимодействие спинов туннелирующих электронов со спинами рассеивающих центров из-за высокой плотности последних необходимо рассматривать как взаимодействие магнитных поляронов малого радиуса (спинполяронов) с магнонами различной частоты.

При низких температурах все спины рассеивающих центров параллельны. Спиновая волна в барьере имеет бесконечно большую длину и не влияет на движение носителя. Однако если в барьере окажется лишний (туннелирующий) электрон, то будет происходить движение «неправильного» спина $S + \frac{1}{2}$ по решетке «правильных» S . Т.е.

движению лишнего электрона сопутствует перемещение магнитного полярона малого радиуса. Такой спинполярон и будет взаимодействовать барьерными магнонами, частота которых зависит от температуры. Т.к. все ионы Eu^{2+} в EuS эквивалентны друг другу, электрон проводимости передвигается с одного иона на другой посредством реакции перезаряда $Eu^+ + Eu^{2+} \rightarrow Eu^{2+} + Eu^+$.

В работах [11, 12] было учтено влияние электрон-фононного взаимодействия на резонансное туннелирование. Однако в рассматриваемой модели ситуация усложняется учетом не фононов, а других квазичастиц. При отклонении от положения равновесия одного спина иона Eu^{2+} возбуждение может распространяться на соседний спин, от соседнего быть переданным следующему. Результирующее возбуждение при низких температурах может быть описано состояниями волнового типа. Энергия, затрачиваемая на поворот спина, распределяется по всей спиновой системе и распространяется в виде спиновой волны.

Спиновые волны представляют собой колебания относительной ориентации спинов в барьере EuS, могут квантоваться, и, следовательно, возникают магноны. Туннелирующие спины, попадая в барьер, взаимодействуют именно с магнонами. Это и приводит к уменьшению вероятности упругого туннелирования за счет появления неупругих каналов.

Если пренебречь дефектом в спиновой системе, связанным с отличием спина Eu^{2+} , на котором находится туннелирующий электрон, от спина иона матрицы (барьер), то электрон-магнонное взаимодействие можно записать в виде:

$$H'_{\text{int}} = \sum_{qf\sigma} J \sqrt{\frac{S}{2N}} (d_q^+ c_{f\sigma}^+ c_{f+q-\sigma} + d_q c_{f-\sigma}^+ c_{f-q\sigma}), \quad (8)$$

здесь d_q^+ (d_q) – операторы рождения (уничтожения) магнона, а ферми-операторы учитывают изменение квазиимпульса и спиновую ориентацию электронов.

$$H'_0 = \sum_q \hbar \omega_q d_q^+ d_q \quad (9)$$

описывает состояние свободного магнона.

Локализация спинполярона на резонансном центре в барьере описывается гамильтонианом электрон-магнонного взаимодействия, который можно записать в виде:

$$\tilde{H}_{cq} = \sum_f (\varepsilon_f - \eta_q) \tilde{c}_f^+ \tilde{c}_f + \sum_q \omega_q \tilde{d}_q^+ \tilde{d}_q, \quad (10)$$

где $\varepsilon_{f\sigma} = E_f - \sigma \frac{JS}{2}$ – электронный спектр с учетом обменного расщепления (знак \sim означает проведенные канонические преобразования над соответствующими операторами).

Соотношение (9) показывает, что резонансное значение энергии электронного состояния $\varepsilon_{f\sigma}$ испытывает поляронный сдвиг. При этом гибридизация зонных состояний и магнонов эффективно происходит по-прежнему в полосе энергий, центр которой совпадает с резонансным значением $\varepsilon_{f\sigma}$. Ширина этой полосы может быть определена соотношением [13]:

$$D = \sum J(m) e^{-S_T(m)} e^{-ikm}, \quad (11)$$

которое содержит множитель $e^{-S_T(m)}$. Он дает экспоненциальное убывание ширины зоны и соответствующий рост эффективной массы электрона с возрастанием температуры

$$S_T(m) = -J(m) \sqrt{\frac{2S}{N} \sum_q (\hbar \omega_q)^{-1} e^{-iqR}}, \quad (12)$$

где R – радиус-вектор узла, m – расстояние до ближайшего соседа. Переходы зонных электронов в состояния этой полосы определяют размытие линии резонансного туннелирования и его неупругий характер ($E_l \neq E_r$). Потеря энергии в процессе прохождения электроном барьера определяется величиной η_q из соотношения

$$\eta_q = \sum_q \left(J \sqrt{\frac{S}{2N}} \right)^2 \frac{1}{\omega_q}, \quad (13)$$

которая и отвечает за поляронный сдвиг резонансного уровня и представляет собой энергию активации магнитного полярона.

Вычисление вероятности резонансного туннелирования электронов проводимости из PbS в барьер связано с анализом распада зонного состояния l , обусловленного эффектом его гибридизации с набором локальных электрон-магнонных состояний.

Волновая функция системы с составленным гамильтонианом имеет вид

$$\psi(t) = \left\{ \begin{array}{l} \left(\varepsilon_f + \sum_q J \sqrt{\frac{S}{2N}} \right) \sum_l \alpha_l(t) e^{-i\frac{E_l t}{\hbar}} a_l^+ + \\ + \sum_r \beta_r(t) e^{-i\frac{E_r t}{\hbar}} b_r^+ + \sum_{f\sigma} \gamma_{f\sigma}(t) e^{-i\frac{E_{f\sigma} t}{\hbar}} c_{f\sigma}^+ \end{array} \right\} \Phi_0, \quad (14)$$

где $\alpha_l(t)$, $\beta_r(t)$, $\gamma_{f\sigma}(t)$ – амплитуды вероятностей перехода, заданного в начальный момент состояния $a_l^+ |\Phi_0\rangle$ в состояния $b_r^+ |\Phi_0\rangle$ и $c_{f\sigma}^+ |\Phi_0\rangle$.

Решая нестационарное уравнение Шредингера при заданных операторе Гамильтона и волновой функции, получим систему уравнений:

$$\begin{aligned}\dot{\alpha}_l(t) &= -i[\varepsilon_l \alpha_l + g_{lf} \gamma_f(t)], \\ \dot{\beta}_r(t) &= -i[\varepsilon_r \beta_r + g_{rf} \gamma_f(t)], \\ \dot{\gamma}_f(t) &= -i \left[\left(\varepsilon_f + \sum_q \sqrt{\frac{S}{2N}} (e^{i\omega_q t} d_q^+ + e^{-i\omega_q t} d_q) \right) \gamma_f(t) + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{lf} g_{lf} \alpha_l(t) + \sum_{rf} g_{rf} \beta_r(t) \right],\end{aligned}\quad (15)$$

приняв

$$\varepsilon_l = \varepsilon_f - E_l, \quad \varepsilon_r = \varepsilon_f - E_r$$

и начальные условия

$$\alpha_l(0) = \alpha_0 \delta_{l1}, \quad \beta_r(0) = 0, \quad \gamma_f(0) = 0. \quad (16)$$

Амплитуда вероятности туннелирования через барьер определяется решением системы (15), а именно состоянием в правом берегу гетеробарьера. В случае резонансного прохождения электронов, когда

$$\frac{|\varepsilon_l - \varepsilon_r|}{\varepsilon_l} \ll 1,$$

она имеет вид

$$\beta_r(t) = -g_{lf} g_{rf} \int_0^t e^{i(\varepsilon_r + i\Gamma)t_2} dt_2 \int_0^{t_2} e^{i(-\varepsilon_l - i\Gamma)t_1} e^{-i \int_{t_1}^{t_2} \eta(\tau) d\tau} dt_1 \alpha_0. \quad (17)$$

В последнем выражении $\Gamma = \Gamma_l + \Gamma_r$ определяет полуширину пика резонансного туннелирования при отсутствии обменного взаимодействия; Γ_l , Γ_r – парциальные значения полуширин:

$$\Gamma_l = \pi \sum_l g_{lf}^2 \delta(E_l - \varepsilon_f) \quad \text{и} \quad \Gamma_r = \pi \sum_r g_{rf}^2 \delta(E_r - \varepsilon_f).$$

В формуле (12) магنونную часть можно выделить, записав ее в виде функции Грина

$$G(t_2, t_1) = e^{-i \int_{t_1}^{t_2} \eta(\tau) d\tau}, \quad (18)$$

где был осуществлен переход к Фурье-компоненте по времени

$$\eta(\tau) = \int_0^\infty \eta(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega.$$

С учетом (11), (12), (14), (15) туннельную прозрачность гетеробарьера можно переписать в виде

$$T(E) = \frac{2\Gamma_l \Gamma_r}{\pi} \int_{-\infty}^\infty e^{i(E-E_l)t} \int_0^\infty e^{-i(E+i\Gamma)\tau} \int_0^\infty e^{i(E_l - i\Gamma)\tau_1} \langle G(\tau, 0) G(t, t - \tau_1)^+ \rangle dt d\tau d\tau_1. \quad (19)$$

В последнем выражении при взаимодействии спинполярона с длинноволновыми магнонами ($\omega \rightarrow 0$) вычисление среднего значения произведения операторов можно

производить независимо друг от друга

$$\langle\langle G(\tau,0)G(t,t-\tau_l)^+ \rangle\rangle = \langle G(\tau,0)G(t,t-\tau_l)^+ \rangle - \langle G(\tau,0)G(t,t-\tau_l) \rangle, \quad (20)$$

что позволяет выделить в процессе неупругую и упругую части.

$$T(E) = T_{in}(E - \varepsilon_f) + T_{el}(E - \varepsilon_f). \quad (21)$$

Полная прозрачность барьера для электрона с начальной энергией E равна:

$$T(E) = 4 \frac{\Gamma_l \Gamma_r}{\Gamma_l + \Gamma_r} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^\infty dt e^{-(iE+\Gamma)t} \langle G(t,0) \rangle \right\}. \quad (22)$$

Обменное взаимодействие приводит к рассеянию электронов на спиновых волнах. Электроны, главным образом, взаимодействуют с магнонами, энергия которых $\hbar\omega_q \approx kT$. Взаимодействие носителя спина в барьере с магномом и приводит к образованию спинполярона. Это приводит к размытию резонансной линии и возникновению неупругих каналов резонансного туннелирования, сохраняя при этом его интегральную интенсивность. Тогда вместо единичного $4f^7$ -уровня электрон-магنونные состояния образуют энергетическую полосу с центром $\varepsilon_{f\sigma}$. Такое электрон-магنونное взаимодействие на центре приводит к связыванию состояний туннелирующего электрона и магновнов в состояние поляронного типа.

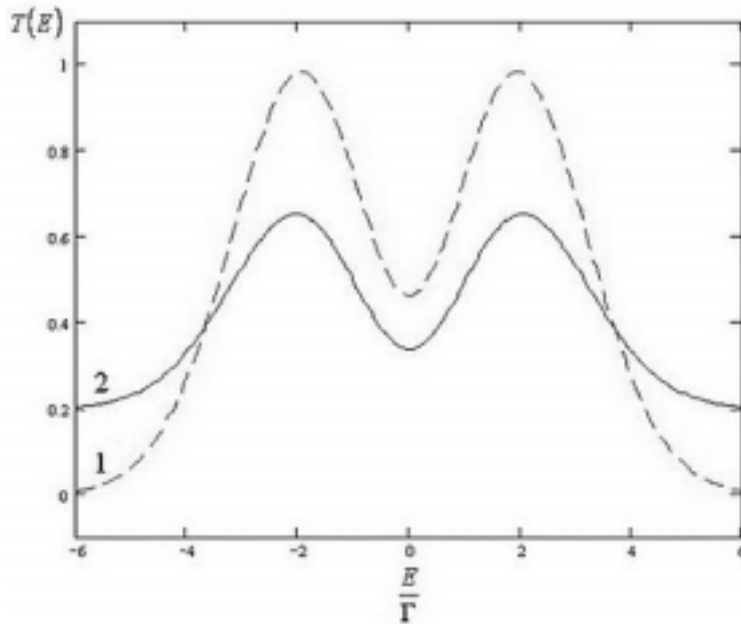


Рис. 1. Туннельная прозрачность гетеробарьера EuS

При отсутствии электрон-магنونного взаимодействия $\eta_q = 0$ упругое резонансное туннелирование определяется формулой Брейта-Вигнера. Когда $\eta_q \neq 0$, в туннелирование включаются неупругие процессы (электрон-магنونное взаимодействие).

С ростом η_q «крылья» у пика растут (рис. 1, кривые 1, 2) и положение резонансной кривой изменяется согласно росту магнитополяронного сдвига. Основной вклад в $T(E)$ связан с уменьшением вероятности упругого и параллельным включением неупругого канала резонансного туннелирования.

Примечания:

1. Головнев Ю.Ф., Ермолов А.В. Расчет туннельной прозрачности магнитной гетероструктуры PbS-EuS-PbS // Новое в магнетизме и магнитных материалах: материалы XIX Междунар. шк.-семинара НМММ, Москва, 28 июня-2 июля 2004 г. М., 2004. С. 892-894.
2. Головнев Ю.Ф., Парамонов А.В. Расчет зонной структуры в приближении огибающей функции для сверхрешеток из магнитных полупроводников // Современные проблемы математики, механики, информатики: тез. докл. Всерос. науч. конф. Тула, 2002. С. 89-91.
3. Борухович А.С. Особенности квантового туннелирования в мультислоях и гетероструктурах, содержащих ферромагнитные полупроводники // УФН. 1999. Т. 169, № 7. С. 737-750.
4. Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 432 с.
5. Kasuya T.A Theory of Impurity Conduction I // Phys. Soc. Japan. 1958. Vol. 13. P. 1096-1110.
6. Головнев Ю.Ф., Парамонов А.В. Расчет зонной структуры в приближении огибающей функции для сверхрешеток из магнитных полупроводников // Известия ТГУ Сер. Математика. Механика. Информатика. 2002. Т. 8, вып. 2. С. 77-80.
7. Головнев Ю.Ф., Нургулеев Д.А. Туннельные процессы в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников // Известия ТулГУ Сер. Естественные науки. 2008. Т. 1, вып. 1. С. 136-144.
8. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 352 с.
9. Дякин В.В., Летфулов Б.М. Локализованные спинполяронные состояния в ферромагнетиках // ТМФ. 1987. Т. 73, № 3. С. 454-462.
10. Ларкин А.И., Матвеев К.А. Вольт-амперная характеристика мезоскопических полупроводниковых контактов // ЖЭТФ. 1987. Т. 93, № 3. С. 1030-1038.
11. Глазман Л.И., Шехтер Р.И. Неупругое резонансное туннелирование электронов через потенциальный барьер // ЖЭТФ. 1988. Т. 94, № 1. С. 292-305.
12. Брагинский Л.С., Баскин Э.М. Неупругое резонансное туннелирование // ФТТ. 1998. Т. 40, № 6. С. 1151-1155.
13. Капустин А.В. «Аномальные» явления переноса в халькогенидах европия // Редкоземельные полупроводники / под ред. В.П. Жузе. Л.: Наука, 1977. 208 с.

References:

1. Golovnev Yu.F., Yermolov A.V. Calculation of a tunnel transparency of PbS-EuS-PbS magnetic heterostructure // New in magnetism and magnetic materials: Materials of XIX Intern. School.-Seminar NMMM, Moscow, June-28th July, 2004. M., 2004. P. 892-894.
2. Golovnev Yu.F., Paramonov A.V. Calculation of zone structure in approximation of bending around function for superlattices from magnetic semiconductors // Modern problems of mathematics, mechanics, computer science: Abstracts. Russian Sci. Conf. Tula, 2002. P. 89-91.
3. Borukhovich A.S. Features of quantum tunneling in multilayers and heterostructures containing ferromagnetic semiconductors // UFN. 1999. Vol. 169, No. 7. P. 737-750.
4. Nagaev E.L. Physics of magnetic semiconductors. M.: Nauka, 1979. 432 pp.
5. Kasuya T.A Theory of Impurity Conduction I // Phys. Soc. Japan. 1958. Vol. 13. P. 1096-1110.
6. Golovnev Yu.F., Paramonov A.V. Calculation of zone structure in approximation of bending around function for superlattices from magnetic semiconductors // News of TGU Ser. Mathematics. Mechanics. Computer science. 2002. Vol. 8, Iss. 2. P. 77-80.
7. Golovnev Yu.F., Nurguleev D.A Tunnel processes in heterostructures on the basis of ferromagnetic semiconductors // Izvestiya of TulGu. Ser. Natural sciences. 2008. Vol. 1, Iss. 1. P. 136-144.
8. Gantmaher V.F, Levinson I.B. Dispersion of carriers of a current in metals and semiconductors. M.: Nauka, 1984. 352 pp.
9. Dyakin V.V., Letfulov B.M. Localized spinpolaron conditions in ferromagnetics // TMF. 1987. Vol. 73, No. 3. P. 454-462.
10. Larkin A.I., Matveev K.A. Volt - ampere characteristic of mesoscopic semi-conductor contacts // ZHETF. 1987. Vol. 93, No.3. P. 1030-1038.
11. Glazman L.I., Shekhter R.I. Nonelastic resonant tunneling of electrons through a potential barrier // ZHETF. 1988. Vol. 94, No. 1. P. 292-305.
12. Braginsky L.S., Baskin E.M. Nonelastic resonant tunneling // FTT. 1998. Vol. 40, No. 6. P. 1151-1155.
13. Kapustin A.V. "The abnormal" phenomena of transfer of europium in chalcogenides // Rare-earth semiconductors / ed. V.P. Zhuze. L.: Nauka, 1977. 208 pp.