УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов, Р. В. Зайцев,
К. Ямамото, А. К. Арынгазин, П. В. Кревчик

ДИССИПАТИВНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИКА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР[1]

Аннотация. Приведены результаты экспериментального исследования влияния вида обработки поверхности квантовых точек (КТ) из селенида кадмия на их фотолюминесценцию. Показано, что наибольшую интенсивность фотолюминесценции дают КТ с поверхностью, обработанной донорной электронной примесью. Теоретически изучена роль легирования КТ примесями. Показано, что интенсивность фотолюминесценции в этом случае может повышаться на порядок. Исследовано влияние двумерного диссипативного туннелирования на вероятность двухфотонной ионизации D^{-}-центра в системе двух взаимодействующих квантовых молекул. Выявлены эффекты 2D-туннельных бифуркаций и квантовых биений для случая параллельного 2D-туннелирования, которые могут наблюдаться в соответствующих полевых зависимостях вероятности двухфотонной ионизации.

Ключевые слова: квантовая точка, фотолюминесценция, двумерное диссипативное туннелирование, вероятность двухфотонной ионизации, квантовая молекула.

V. D. Krevchik, M. B. Semenov, R. V. Zaytsev,
K. Yamamoto, A. K. Aryngazin, P. V. Krevchik

DISSIPATIVE TUNNELING AND LOW-DIMENSION STRUCTURE OPTICS

Abstract. The article introduces the investigation results of the influence of the type of cadmia selenide quantum dot (QD) surface processing on their photoluminescence. It is shown that the most active photoluminescence is demonstrated by QD with surface processed by the donor electronic impurity. The authors theoretically investigate the importance of QD impurity doping. The article proves that inthis case the intensiveness of photoluminescence significantly rises. The authors have also researched the influence of two-dimensional dissipative tunneling on the probability of two-photon ionization of the D^{-}-center in the system of two interactive quantum molecules. The article reveales the effects of 2D-tunnel bifurcations and quantum beats for the case of parallel 2D-tunneling, which may be observed in the corresponding field dependencies of the two-photon ionization probability.

Key words: quantum dot, photoluminescence, 2D dissipative tunneling, two-photon ionization probability, quantum molecule.

Введение

Последние несколько лет резко выросло количество экспериментальных и теоретических исследований в области оптики наноструктур с примесными центрами [1–4]. Успехи в развитии методов синтеза флуоресцентных

[1] Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 12-02-97002) и Фонда фундаментальных исследований в области естественных наук Министерства науки Республики Казахстан (грант 1253/ГФ).

нанокристаллов (квантовых точек) с заданными свойствами и методов функционализации их поверхности открыли пути создания нового класса флуорофоров для многочисленных биологических и медицинских применений [5]. Флуоресцентные нанокристаллы детектируются как индивидуальные объекты с помощью обычных флуоресцентных микроскопов, что позволяет визуализовать процессы на уровне единичных молекул. Достоинствами нанокристаллов по сравнению с органическими флуорофорами являются их высокая яркость, обусловленная большим значением коэффициента поглощения, уникально высокая фотостабильность и узкий, симметричный пик эмиссии. Длина волны фотолюминесценции (ФЛ) нанокристаллов строго зависит от их размеров, при этом для возбуждения нанокристаллов всех цветов достаточно одного источника излучения. Такие уникальные свойства делают нанокристаллы идеальными флуорофорами для сверхчувствительной, многоцветной детекции биологических объектов и медицинской диагностики, требующей регистрации многих параметров одновременно.

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование влияния легирования полупроводниковых квантовых точек на их ФЛ, имеющую важное прикладное значение как для целей наномедицины, так и при создании прецизионных устройств наноэлектроники с управляемыми характеристиками.

1. Зависимость интенсивности флуоресценции квантовых точек от вида обработки их поверхности

В современной нанотехнологии для синтеза квантовых точек (КТ) применяют различные материалы, такие как полупроводники [6], металлы [7] и решетки [8, 9]. Множество свойств КТ было изучено на примере КТ, полученных на основе тонких слоев полупроводников [10–12] и металлов [13–15]. В данной работе мы изучим обработку поверхности КТ, влияющую на цитотоксичность КТ [16, 17]. Актуальность исследования обусловлена тем, что взаимодействие молекул клетки и поверхности КТ играет ключевую роль в безопасности человека и окружающей среды [18], а также обработка поверхности КТ определяет размер агрегации [18]. В данной работе будет исследовано влияние обработки поверхности КТ на особенности их ФЛ.

1.1. Материал и методы исследования

КТ, окрашенные в красный и в желтый цвета, были приготовлены на основе кадмия и селена с помощью метода горячего обмыливания с оксидом триокрилфосфина (TOPO), затем оболочки КТ были покрыты меркаптоцинком, в результате были получены КТ, нерастворимые в воде. Затем на поверхности КТ молекулы TOPO были заменены водорастворимыми молекулами 11-меркапто-удекановой кислоты (MUA) и меркапто-глицерина. Vero клетка (клетка почки Африканской зеленой обезьяны) была культивирована стандартными методами. Для наблюдения была использована система флуоресцентного микроскопа OLYMPUS [16]. Измерение фотолюминесцентного спектра было сделано с помощью флуоресцентного спектрофотометра JASCO. Измерение дзета-потенциала и размера частицы было проведено с помощью измерительной системы SYSMEX [18].

1.2. Результаты и обсуждение

Увеличение интенсивности ФЛ КТ обусловлено возрастанием интенсивности облучающего света, данный эффект известен как эффект световой памяти [19]. Впервые этот эффект наблюдался в КТ с высушенной оболочкой. Для проверки наличия этого эффекта в клетке в воде КТ была введена в клетку Vero. Ряд фотографий слева (см. рис. 1) был сделан непосредственно после облучения КТ. В среднем ряду – через 15 мин. Ряд справа был сделан через 30 мин. Фотографии излучения КТ красного флуоресцентного света, покрытых водорастворимой MUA, представлены на верхней панели рис. 1. Как видно, на верхней панели, интенсивность красного флуоресцентного света через 30 мин намного выше, чем сразу после освещения. Исследование ФЛ КТ, окрашенных в желтый цвет, представлено в средней панели рис. 1. В этом случае интенсивность желтого флуоресцентного цвета КТ, также покрытых MUA, намного выше через 30 мин, чем вначале. Нижняя панель рис. 1 соответствует органической флуоресцентной пластине FITC, которая обычно используется в исследованиях биоизображений. Результат эксперимента с помощью FITC был прямо противоположным случаю КТ.

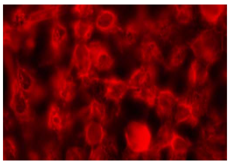
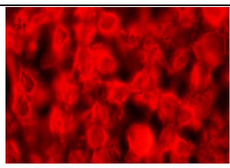
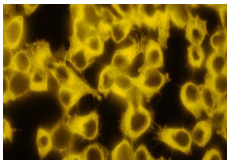
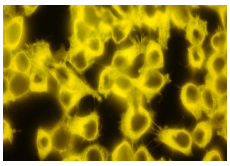
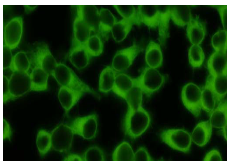
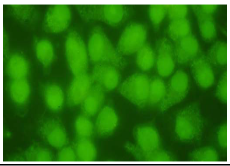
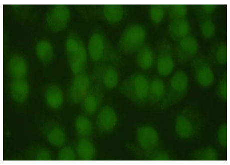
	0 мин	15 мин	30 мин
Красные QD			
Желтые QD			
FITC			

Рис. 1. Коротковолновый сдвиг ФЛ КТ (две верхние панели)
и ФЛ органической пластины FITC (нижняя панель)

В случае с органической пластинкой не было изменений цвета флуоресцентного света через 30 мин. Интенсивность непосредственно после освещения наиболее сильная, чем через 30 мин, в отличие от двух верхних панелей. Через 60 мин с FITC флуоресцентный свет отсутствовал. Для двух верхних панелей интенсивность флуоресцентного света была еще сильнее через 60 мин. При сравнении цвета через 30 мин и через 60 мин заметим, что цвет меняется от красного до оранжевого (панель вверху) и от желтого до зеленого (панель в середине). В случае с FITC цвет не менялся. Эффект световой памяти в воде наблюдался при соответствующей обработке поверхности КТ. Через некоторое время после окончания облучения интенсивность ФЛ достигает максимума и снижается. Длина волны флуоресцентного света уменьшается. Одной из причин коротковолнового сдвига ФЛ является легкое лазерное травление. Известно, что КТ меркапто-кадмия могут быть созданы с помощью травления лазерным светом из объемного материала. В нашем случае с КТ Cd/Se это также могло иметь место. Но мы еще не имеем каких-либо данных для доказательства различия размеров частиц. Другой причиной коротковолнового сдвига ФЛ могла бы быть оксидация КТ легкой дозой лазерного облучения. Электрон может изменять локализацию в КТ, что могло привести к оксидации внешней стороны КТ.

В данной работе мы используем КТ Cd/Se, обработанную ZnS, на поверхности частицы. Так как эта наночастица водонерастворимая, мы используем для обработки поверхности MUA, меркапто-глицерин и меркапто-амин для получения гидрофильности. Наиболее высокая базовая линия ФЛ для КТ, обработанных MUA (см. рис. 2), средняя – для КТ, обработанных меркапто-глицерином. Самая низкая базовая линия ФЛ среди трех соединений для КТ, обработанных меркапто-амином. Измерения дзета-потенциала поверхности различно обработанных КТ показали, что КТ, обработанные MUA, являются отрицательно заряженными, обработанные меркапто-амином – положительно заряжены и обработанные меркапто-глицерином – не заряжены.

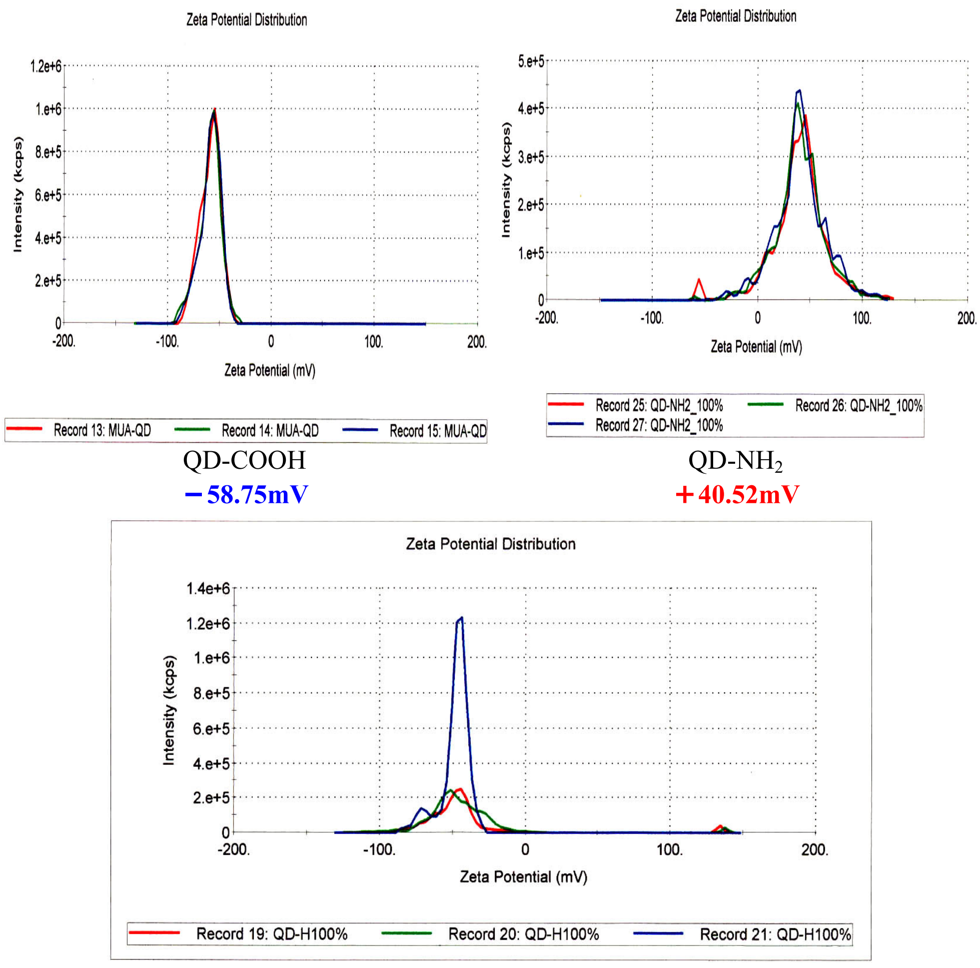


Рис. 2. Дзета-потенциалы КТ

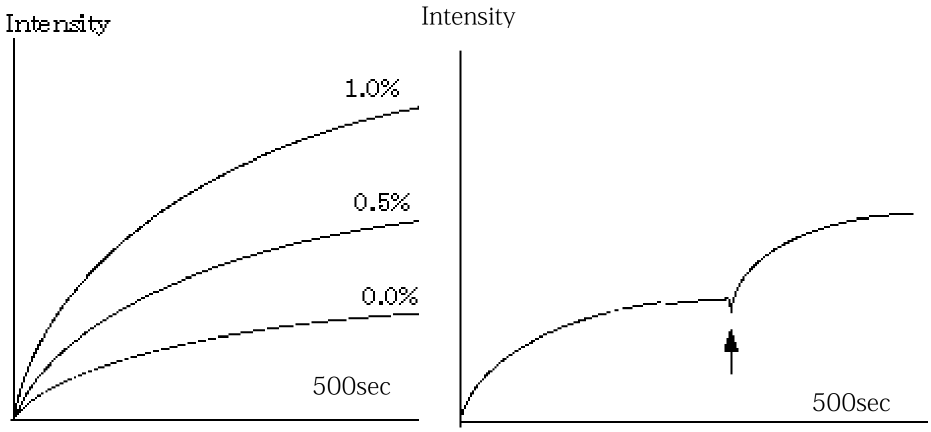
QD-COOH соответствует КТ с меркапто-органической кислотой, QD-NH2 – КТ, обработанной меркапто-органическим амином. QD-OH – КТ, обработанной меркапто-глицерином.

Анализ рис. 2 свидетельствует, что дзета-потенциал изменяется от минимума к максимуму в обратном порядке по отношению к интенсивности света. Наиболее вероятно, что электрический потенциал поверхности КТ играет ключевую роль для интенсивности ФЛ. Различная поверхностная обработка приводит к различным значениям дзета-потенциала КТ.

Цитотоксичность КТ скорее зависит от обработки поверхности, чем от внутренней части самой КТ [18]. Коньюгация КТ с такими биомолекулами, как белок, сахарид и нуклеиновые кислоты будет изменять дзета-потенциал, что приводит к предположению о том, что дзета-потенциал биомолекулы определяет интенсивность ФЛ комплекса коньюгированных биомолекул КТ.

1.3. Влияние донорной примеси на интенсивность флуоресцентного света

Изучим влияние реагента донорной примеси (азид натрия) на увеличение интенсивности флуоресцентного света КТ, поверхность которых была обработана MUA для данного эксперимента. Измерение выполнено сразу после добавления реагента в раствор. На рис. 3 интенсивность ФЛ повышалась при повышении концентраций донорной примеси. На рис. 3 показано, что интенсивность ФЛ повысилась сразу после добавления реагентов в растворитель. Нет никакого доказательства того, что добавленный азид вступил в реакцию с поверхностью КТ и КТ покрылась молекулами азида. Однако молекула азида натрия может играть важную роль в повышении эффективности локализации электронов внутри частиц КТ.



а) ***б***)

Рис. 3. Действие реагентов донорной примеси

В данном исследовании мы имеем несколько доказательств важности электрического потенциала поверхности КТ для управления интенсивностью ФЛ. Под действием реагентов акцепторной примеси в водном растворе, содержащем водорастворимые КТ, флуоресцентный свет стал очень слабым. При добавлении реагентов донорной примеси восстановилась сильная ФЛ (данные не указаны). Одним из применений данного эффекта является способ восстановления ФЛ и нахождение меченой клетки органа с помощью микроскопа. Обработка поверхности и дзета-потенциал не являются уникальными факторами, которые изменяют интенсивность ФЛ.

На рис. 3,***а*** показана интенсивность ФЛ с различными концентрациями реагентов донорной примеси. Измерения выполнены сразу после добавления реагента в раствор КТ. Процентное отношение представляет собой процентную весовую концентрацию реагента в растворе. В данном исследовании поверхность КТ была обработана MUA. На рис. 3,***б*** показано изменение интенсивности ФЛ при добавлении реагента донорной примеси. Стрелкой показано время добавления реагента донорной примеси.

2. Влияние двумерного диссипативного туннелирования на вероятность двухфотонной ионизации D^{-}-центра в системе двух взаимодействующих квантовых молекул

В настоящее время двухфотонная (ДФ) спектроскопия широко применяется для исследования зонной структуры низкоразмерных систем [1, 2] как неразрушающий метод считывания информации в устройствах трехмерной оптической памяти [3], для изучения когерентных свойств излучения [4], а также в целом ряде приложений. Развитие технологии получения квантовых молекул (КМ) (туннельно-связанных КТ) требует расширения возможностей ДФ спектроскопии, в частности, применительно к исследованию особенностей диссипативного туннелирования. Использование науки о квантовом туннелировании с диссипацией [20–26] для изучения взаимодействия КМ с контактной средой оказывается продуктивным, поскольку, несмотря на использование инстантонных подходов, появляется возможность получить основные результаты в аналитической форме с учетом влияния среды на процесс туннельного переноса, что в других часто используемых подходах не представляется возможным. Одной из целей настоящей работы является теоретическое исследование ДФ примесного поглощения в КМ, в условиях $2D$-диссипативного туннелирования при наличии внешнего электрического поля.

2.1. Особенности спектров ДФ примесного поглощения в КМ

Рассмотрим поглощение света при ДФ ионизации $D^{(-)}$-центра для случая, когда примесный атом расположен в центре КТ $\vec{R}_a = (0, 0, 0)$. Волновая функция начального состояния определяется следующим выражением:

$$\Psi_\lambda\left(x,y,z;0,0,0\right)=C\frac{\beta}{\pi^{3/2}}\int\limits_0^\infty \exp\left[-\left(\beta\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{3}{2}\right)t\right]\left(1-e^{-2t}\right)^{-\frac{3}{2}}\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{\left(x-x_0\right)^2+x_0^2+y^2+z^2}{2a_0^2}\cdot\frac{1+e^{-2t}}{1-e^{-2t}}\right]\exp\left[-\frac{\left(x-x_0\right)x_0}{a_0^2}\cdot\frac{2e^{-t}}{1-e^{-2t}}\right], \quad (1)$$

где нормировочный множитель C дается выражением вида

$$C=\left[\frac{a_0^3\exp\left(\dfrac{x_0^2}{a_0^2}\right)\Gamma\left(\dfrac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\dfrac{7}{4}\right)}{\pi\left(\dfrac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\dfrac{3}{4}\right)\Gamma\left(\dfrac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+1\right)}\times\right.$$

$$\times\left[\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{3}{4}\right)\left(\Psi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{7}{4}\right)-\Psi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+1\right)\right)-1\right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

В выражении для энергетического спектра учтем лоренцево размытие уровней:

$$E_{n_1n_2n_3}=\hbar\omega_0\left(n_1+n_2+n_3+\frac{3}{2}\right)-\frac{|e|^2E_0^2}{2m^*\omega_0^2}+i\hbar\Gamma_0, \quad (3)$$

здесь Γ_0 – вероятность диссипативного туннелирования.

Гамильтониан взаимодействия с полем электромагнитной волны имеет вид

$$\hat{H}_{\text{int}}=\lambda_0\sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^*I_0}{m^{*2}\omega}}\exp\left(i\vec{q}\vec{r}\right)\left(\vec{e}_\lambda\vec{p}\right), \quad (4)$$

где $\vec{e}_\lambda$ – единичный вектор поляризации; $\vec{q}$ – волновой вектор; λ_0 – коэффициент локального поля; α^* – постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости; I_0, ω – интенсивность и частота света соответственно.

Матричный элемент ДФ оптического перехода с учетом лоренцева уширения запишется в виде

$$M=\sum_{n_1'n_2'n_3'}\frac{\left\langle\Psi_{n_1n_2n_3}\left|\mathbf{H}_{\text{int}}\right|\Psi_{n_1'n_2'n_3'}\right\rangle\left\langle\Psi_{n_1'n_2'n_3'}\left|\mathbf{H}_{\text{int}}\right|\Psi_\lambda\right\rangle}{\left|E_\lambda\right|+E_{n_1'n_2'n_3'}-\hbar\omega}, \quad (5)$$

где $\Psi_{n_1'n_2'n_3'}$ и $E_{n_1'n_2'n_3'}$ – волновая функция и энергия виртуального состояния.

Выражение для матричного элемента $\left\langle\Psi_{n_1'n_2'n_3'}\left|\hat{H}_{\text{int}}\right|\Psi_\lambda\right\rangle$ можно представить в виде

$$\left\langle\Psi_{n_1'n_2'n_3'}\left|\mathbf{H}_{\text{int}}\right|\Psi_\lambda\right\rangle=i\lambda_0\left(\frac{2\pi\alpha^*I_0}{\omega\pi^6n_1'n_2'n_3'}\right)^{\frac{1}{2}}(E_{n_1'n_2'n_3'}-E_\lambda)\times$$

$$\times\left[\frac{\exp\left(\frac{x_0^2}{a_0^2}\right)\Gamma\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{7}{4}\right)}{\pi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{3}{4}\right)\Gamma\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+1\right)}\times\right.$$

$$\times\left[\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{3}{4}\right)\left(\Psi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{7}{4}\right)-\Psi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+1\right)\right)-1\right]^{-\frac{1}{2}}\times$$

$$\times\beta a_0^{-3}2^{-\frac{n_1'+n_2'+n_3'}{2}}\int_0^\infty\left(1-e^{-2t}\right)^{-\frac{3}{2}}\exp\left[-\left(\beta\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{3}{2}\right)t\right]\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left[-\frac{(x-x_0)x_0}{a_0^2}\cdot\frac{2e^{-t}}{1-e^{-2t}}-\frac{(x-x_0)^2+y^2+z^2}{2a_0^2}\right]\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{(x-x_0)^2+x_0^2+y^2+z^2}{2a_0^2}\cdot\frac{1+e^{-2t}}{1-e^{-2t}}\right]\cdot x\times$$

$$\times H_{n_1'}\left(\frac{x-x_0}{a_0}\right)H_{n_2'}\left(\frac{y}{a_0}\right)H_{n_3'}\left(\frac{z}{a_0}\right)dxdydzdt\,. \qquad (6)$$

Вычисление интегралов в (6) приводит к следующему выражению для матричного элемента:

$$\left\langle\Psi_{n_1'm_2'm_3'}\left|\mathbf{H}_{\text{int}}\right|\Psi_\lambda\right\rangle=i\lambda_0\left(\frac{\alpha^*I_0E_d^2}{\omega n_1'!(2m_2')!(2m_3')!}\right)^{\frac{1}{2}}\times$$

$$\times\left[\frac{\exp\left(\frac{x_0^{*2}}{a_0^2}\right)\Gamma\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{7}{4}\right)}{\pi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0\right)+\frac{3}{4}\right)\Gamma\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+1\right)}\times\right.$$

$$\left.\times\left[\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{3}{4}\right)\left(\Psi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{7}{4}\right)-\Psi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+1\right)\right)-1\right]\right]^{-\frac{1}{2}}\times$$

$$\times a_d a_0^* n_1!\pi^{-1}2^{-\frac{n_1'+2m_2'+2m_3'-1}{2}}\left(n_1'+2m_2'+2m_3'+\frac{3}{2}+\left(\eta^2-W_0^*+i\frac{\hbar\Gamma}{E_d}\right)\beta\right)\times$$

$$\times\int_0^\infty\left(1-e^{-2t}\right)^{-\frac{1}{2}}\exp\left[-\left(\beta\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{3}{2}\right)t\right]\times$$

$$\times\sum_{m=0}^{\left[\frac{n_1}{2}\right]}\frac{(-1)^{m+n_1'+m_2'+m_3'}f\left(x_0^*,t\right)^{n_1-2m}\exp\left(\frac{f\left(x_0^*,t\right)}{4}-(2m_2'+2m_3')t\right)(2m_2')!(2m_3')!}{m!(n_1'-2m)!m_2'!m_3'!}\times$$

$$\times\delta_{n_2',2m_2'}\delta_{n_3',2m_3'}\left[x_0^*\left(n_1'-2m\right)\sum_{k=0}^{\left[\frac{n_1'-2m}{2}\right]}\frac{f\left(x_0^*,t\right)^{-k}}{\left(n_1'-2m-2k\right)!k!}-\right.$$

$$\left.-a_0^*\left(n_1'-2m+1\right)\sum_{k=0}^{\left[\frac{n_1'-2m+1}{2}\right]}\frac{f\left(x_0^*,t\right)^{-k+1}}{2\left(n_1'-2m-2k+1\right)!k!}\right]dt\,, \tag{7}$$

здесь $a_0^*=a_0/a_d$, $x_0^*=x_0/a_d$, $x^*=x/a_d$, $y^*=y/a_d$, $z^*=z/a_d$.

Матричный элемент, определяющий величину силы осциллятора дипольных оптических переходов электрона из виртуальных состояний $\Psi_{n_1'm_2'm_3'}(x,y,z)$ в конечные состояния $\Psi_{n_1n_2n_3}(x,y,z)$ дискретного спектра КТ можно записать в виде

$$\left\langle\Psi_{n_1n_2n_3}\left|\mathbf{H}_{\text{int}}\right|\Psi_{n_1'm_2'm_3'}\right\rangle=i\lambda_0\frac{\sqrt{\alpha^*I_0 2^{-\left(n_1+n_2+n_3+n_1'+2m_2'+2m_3'+1\right)}}}{a_0^{*3}\sqrt{\omega\pi^2 n_1!n_2!n_3!n_1'!\left(2m_2'\right)!\left(2m_3'\right)!}}\times$$

$$\times\left(E_{n_1n_2n_3}-E_{n_1'n_2'n_3'}\right)\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}x^*\exp\left(-\frac{\left(x^*-x_0^*\right)^2+y^{*2}+z^{*2}}{a_0^{*2}}\right)H_{n_1'}\left(\frac{x^*-x_0^*}{a_0^*}\right)\times$$

$$\times H_{n_1}\left(\frac{x^*-x_0^*}{a_0^*}\right)H_{n_2'}\left(\frac{y^*}{a_0^*}\right)H_{n_2}\left(\frac{y^*}{a_0^*}\right)H_{n_3'}\left(\frac{z^*}{a_0^*}\right)H_{n_3}\left(\frac{z^*}{a_0^*}\right)dx^*dy^*dz^*. \tag{8}$$

После интегрирования для (8) получим

$$\left\langle\Psi_{n_1n_2n_3}\left|\hat{H}_{\text{int}}\right|\Psi_{n_1'm_2'm_3'}\right\rangle=i\lambda_0\pi^{\frac{1}{2}}a_0^*E_d\frac{\left(\alpha^*I_0 2^{-4\left(n_1+n_2+n_3\right)}\right)^{\frac{1}{2}}\beta\left(n_1!n_2!n_3!\right)^{\frac{1}{2}}}{2\left(\omega\left(n_1-1\right)!\left(n_2\right)!\left(n_3\right)!\right)^{\frac{1}{2}}}\times$$

$$\times\delta_{n_1,n_1'+1}\delta_{n_2,2m_2'}\delta_{n_3,2m_3'}\,. \tag{9}$$

После суммирования в (5) по виртуальным состояниям для квадрата модуля матричного элемента $|M|^2=MM^*$ будем иметь

$$|M|^2=\frac{\left[\left(\beta^{-1}\left(n_1+n_2+n_3+\frac{1}{2}\right)-W_0^*+\eta^2\right)^2+\frac{\hbar^2\Gamma^2}{E_d^2}\right]a_0^{*4}a_d^4\beta^4I_0^2\pi^{-1}\lambda_0^4\alpha^{*2}\hbar^2}{\left[\left(\beta^{-1}\left(n_1+n_2+n_3+\frac{1}{2}\right)-W_0^*+\eta^2-X\right)^2+\frac{\hbar^2\Gamma^2}{E_d^2}\right]\left[\left(\frac{n_2}{2}\right)!\left(\frac{n_3}{2}\right)!\right]^2X^2}\times$$

$$\times\left[\frac{\exp\left(\dfrac{x_0^{*2}}{a_0^{*2}}\right)\Gamma\left(\dfrac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\dfrac{7}{4}\right)}{\pi\left(\dfrac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\dfrac{3}{4}\right)\Gamma\left(\dfrac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+1\right)}\times\right.$$

$$\left.\times\left[\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{3}{4}\right)\left(\Psi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+\frac{7}{4}\right)-\Psi\left(\frac{\beta}{2}\left(\eta^2-W_0^*\right)+1\right)\right)-1\right]\right]^{-1}\times$$

$$\times 2^{-5(n_1+n_2+n_3)-3}n_1!n_2!n_3!\left|\int_0^\infty\left(1-e^{-2t}\right)^{-\frac{1}{2}}\exp\left[-\left(\beta\left(\eta^2-W_0^*\right)+n_2+n_3+\frac{3}{2}\right)t\right]\times\right.$$

$$\times\sum_{m=0}^{\left[\frac{n_1}{2}\right]}(-1)^m f\left(x_0^*,t\right)\frac{\exp\left[\dfrac{f\left(x_0^*,t\right)}{4}\right]}{m!\left(n_1-2m-1\right)!}\times\left[x_0^*\left(n_1-2m-1\right)\times\right.$$

$$\left.\left.\times\sum_{k=0}^{\left[\frac{n_1-2m-1}{2}\right]}\frac{f\left(x_0^*,t\right)^{-k}}{\left(n_1-2m-2k-1\right)!k!}-a_0^*\left(n_1-2m\right)\sum_{k=0}^{\left[\frac{n_1-2m}{2}\right]}\frac{f\left(x_0^*,t\right)^{-k+1}}{2\left(n_1-2m-2k\right)!k!}\right]dt\right|^2. \quad (10)$$

Вероятность ДФ ионизации D^--центра в КТ $W(2\omega)$ с параболическим потенциалом конфайнмента при наличии внешнего электрического поля с учетом лоренцева уширения энергетических уровней виртуальных и конечных состояний КТ запишется как

$$W(2\omega)=B_0\sum_{n_1,n_2,n_3}\frac{\left[(\beta^{-1}(n_1+n_2+n_3+1/2)-W_0^*+\eta^2)^2+\hbar^2\Gamma_0^2/E_d^2\right]X^{-2}}{\left[(\beta^{-1}(n_1+n_2+n_3+1/2)-W_0^*+\eta^2-X)^2+\hbar^2\Gamma_0^2/E_d^2\right]}\times$$

$$\times\frac{1}{((n_2/2)!(n_3/2)!)^2}\left\{\frac{\exp(x_0^{*2}/a_0^{*2})\Gamma(\beta(\eta^2-W_0^*)/2+7/4)}{\pi(\beta(\eta^2-W_0^*)/2+3/4)\Gamma(\beta(\eta^2-W_0^*)/2+1)}\times\right.$$

$$\left.\left[(\beta(\eta^2-W_0^*)/2+3/4)(\psi(\beta(\eta^2-W_0^*)/2+7/4)-\psi(\beta(\eta^2-W_0^*)/2+1))-1\right]\right\}^{-1}\times$$

$$\times 2^{-5(n_1+n_2+n_3)-3}\cdot n_1!n_2!n_3!\left|\int_0^\infty dt(1-e^{-2t})^{-1/2}\exp\left[-(\beta(\eta^2-W_0^*)+n_2+n_3+3/2)t\times\right.\right.$$

$$\times\sum_{m=0}^{[n_1/2]}(-1)^m f(x_0^*,t)\frac{\exp(f(x_0^*,t)/4)}{m!(n_1-2m-1)!}\left[x_0^*(n_1-2m-1)\times\right.$$

$$\times \sum_{k=0}^{[(n_1-2m-1)/2]} \frac{f(x_0^*,t)^{-k}}{(n_1-2m-2k-1)!k!} - a_0^*(n_1-2m) \sum_{k=0}^{[(n_1-2m)/2]} \frac{f(x_0^*,t)^{1-k}}{2(n_1-2m-2k)!k!} \Bigg]\Bigg]^2$$

$$\times \frac{\Gamma_0}{(3\beta^{-1}/2 - W_0^* + \eta^2 - X)^2 + \hbar^2 \Gamma_0^2 / E_d^2}, \qquad (11)$$

где $B_0 = 2(a_0^*\beta\lambda_0)^4 (a_d\alpha^*)^2 \hbar I_0 / E_d$; $X = \hbar\omega / E_d$ – энергия фотона в единицах эффективной боровской энергии; $f(x_0^*,t) = x_0^{*2}(2e^{-t} + e^{-2t}) / a_0^{*2}$; $\psi(x)$ – логарифмическая производная Γ-функции. Процесс вычисления выявил следующие правила отбора: оптические переходы с примесного уровня возможны только в размерно-квантованные состояния КТ с четными значениями квантовых чисел n_2, n_3 и со значением квантового числа $n_1 = n_1' + 1$ $(n' = 0,1,2\ldots)$.

Вероятность туннелирования Γ_0 в КМ рассчитана в одноинстантонном приближении.

2.2. 2D-диссипативное туннелирование при наличии внешнего электрического поля

Влияние внешнего электрического поля учитывается через перенормировку параметров $2D$-потенциала:

$$U_1(R_1, R_2) = \frac{\omega^2 (R_1 + a)^2}{2} \theta(-R_1) + \left[-\Delta I + \frac{\omega^2 (R_1 - b)^2}{2} \right] \theta(R_1) +$$

$$+ \frac{\omega^2 (R_2 + a)^2}{2} \theta(-R_2) + \left[-\Delta I + \frac{\omega^2 (R_2 - b)^2}{2} \right] \theta(R_2) - \frac{\alpha (R_1 - R_2)^2}{2}, \qquad (12)$$

где $\theta(x)$ – единичная функция Хевисайда;

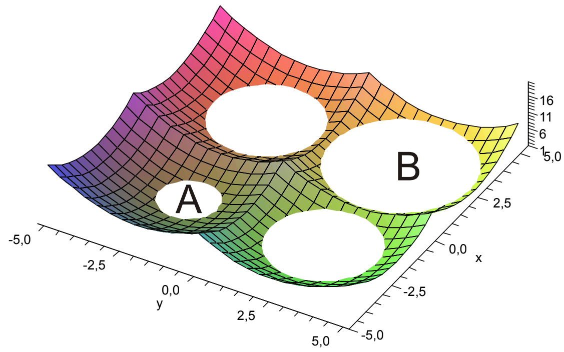
$$b = b_0 + |e| E_0 / \omega_0^2; \; a = a_0 - |e| E_0 / \omega_0^2, \; \Delta I = \frac{1}{2} \omega^2 \left(b^2 - a^2 \right).$$

При этом смена знака напряжения приводит к тому, что исходная асимметрия потенциала (правая потенциальная яма глубже левой) только усиливается и симметрия потенциала не достигается. На рис. 4 показано изменение асимметрии поверхности потенциальной энергии для случая параллельного переноса частиц во внешнем электрическом поле при отрицательном приложенном напряжении.

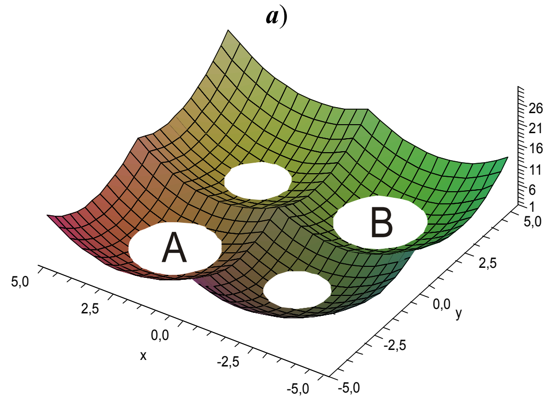
Можно видеть, что при определенном значении приложенного напряжения $2D$-потенциал становится симметричным (рис 4,***б***). Для случая $2D$-параллельного переноса с учетом взаимодействия туннелирующих частиц, а также их взаимодействия с осцилляторами среды получена аналитическая формула для евклидова действия S. Траектория, которая минимизирует евклидово действие S, может быть найдена из уравнений движения. Моменты времени τ_1 и τ_2, в которые частицы проходят вершины барьера, определяются из системы уравнений

$$\begin{cases} q_1(\tau_1) = 0, \\ q_2(\tau_2) = 0, \end{cases} \tag{13}$$

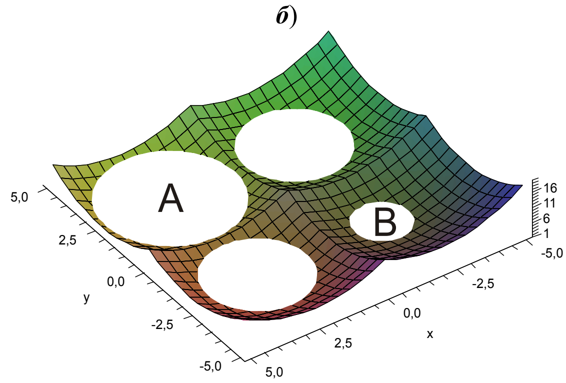
где q_1 и q_2 – координаты туннелирования.



а)



б)



в)

Рис. 4. Изменение асимметрии поверхности потенциальной энергии для параллельного переноса частиц во внешнем электрическом поле

В случае параллельного движения туннелирующих частиц, действие S как функция параметров τ_1 и τ_2 принимает вид

$$S = 2a(b+a)(\tau_1+\tau_2)\omega^2 - \frac{\omega^2(a+b)^2(\tau_1+\tau_2)^2}{\beta} - \frac{\omega^4(a+b)^2(\tau_1-\tau_2)^2}{(\omega^2-2\alpha)\beta} -$$

$$-\frac{2\omega^4(a+b)^2}{\beta}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{(\sin\nu_n\tau_1+\sin\nu_n\tau_2)^2}{\nu_n^2\left(\nu_n^2+\omega^2+\xi_n\right)}+\frac{(\sin\nu_n\tau_1-\sin\nu_n\tau_2)^2}{\nu_n^2\left(\nu_n^2+\omega^2-2\alpha\right)}\right\}. \qquad (14)$$

Введем обозначения: $\varepsilon=\varepsilon^*\omega=(\tau_1-\tau_2)\omega$; $\tau=2\tau^*\omega=(\tau_1+\tau_2)\omega$; $\beta^*=\beta\omega/2$; $\alpha^*=2\alpha/\omega^2$; $b^*=b/a$, $b\geq a$.

Если пренебречь взаимодействием с осцилляторами среды ($\xi_n=0$), действие S как функция параметров ε и τ принимает вид

$$S=(a+b)\omega\tau\left(2a-\frac{a+b}{2}\left[1+\frac{1}{1-\alpha^*}\right]\right)+\frac{\omega(a+b)^2}{2}(\tau-|\varepsilon|)\cdot\frac{\alpha^*}{1-\alpha^*}-$$

$$-\frac{\omega(a+b)^2}{2}\left\{-\operatorname{cth}\beta^*+\frac{1}{\operatorname{sh}\beta^*}\left[\operatorname{ch}\left(\beta^*-\tau\right)\operatorname{ch}\varepsilon+\operatorname{ch}\left(\beta^*-\tau\right)-\operatorname{ch}\left(\beta^*-|\varepsilon|\right)\right]\right\}-$$

$$-\frac{\omega(a+b)^2}{2\left(1-\alpha^*\right)^{3/2}}\left\{-\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right)+\frac{1}{\operatorname{sh}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right)}\left[\operatorname{ch}\left(\left(\beta^*-\tau\right)\sqrt{1-\alpha^*}\right)\times\right.\right.$$

$$\left.\left.\times\operatorname{ch}\left(\varepsilon\sqrt{1-\alpha^*}\right)-\operatorname{ch}\left(\left(\beta^*-\tau\right)\sqrt{1-\alpha^*}\right)+\operatorname{ch}\left(\left(\beta^*-|\varepsilon|\right)\sqrt{1-\alpha^*}\right)\right]\right\}. \qquad (15)$$

В случае взаимодействия с выделенной локальной осцилляторной модой среды ω_L выражение для действия S как функции параметров ε^* и τ^* ($\varepsilon^*=\tau_1-\tau_2$, $\tau^*=\dfrac{\tau_1+\tau_2}{2}$) принимает вид

$$S=(b+a)(3a-b)\omega^2\tau^*-\frac{\omega^4(a+b)^2\varepsilon^*}{2\left(\omega^2-2\alpha\right)}-\frac{4\omega^2(a+b)^2\left(\tau^*\right)^2}{\beta}-\frac{\omega^4(a+b)^2\left(\varepsilon^*\right)^2}{\left(\omega^2-2\alpha\right)\beta}-$$

$$-\frac{\omega^2(a+b)^2}{2\tilde{\gamma}}\left\{\frac{\left(\omega^2-\tilde{x}_2\right)}{\sqrt{\tilde{x}_1}}\left(\operatorname{cth}\left(\frac{\beta}{2}\sqrt{\tilde{x}_1}\right)-\frac{1}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta}{2}\sqrt{\tilde{x}_1}\right)}\left(\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau^*\right)\sqrt{\tilde{x}_1}\right]-\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.-\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-\varepsilon^*\right)\sqrt{\tilde{x}_1}\right]+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-\varepsilon^*-2\tau^*\right)\sqrt{\tilde{x}_1}\right]+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau^*+\varepsilon^*\right)\sqrt{\tilde{x}_1}\right]\right)\right)-$$

$$-\frac{\left(\omega^2-\tilde{x}_1\right)}{\sqrt{\tilde{x}_2}}\left(\operatorname{cth}\left(\frac{\beta}{2}\sqrt{\tilde{x}_2}\right)-\frac{1}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta}{2}\sqrt{\tilde{x}_2}\right)}\left(\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau^*\right)\sqrt{\tilde{x}_2}\right]-\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-\varepsilon^*\right)\sqrt{\tilde{x}_2}\right]+\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-\varepsilon^*-2\tau^*\right)\sqrt{\tilde{x}_2}\right]+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau^*+\varepsilon^*\right)\sqrt{\tilde{x}_2}\right]\right)\right)\right\}-$$

$$-\frac{\omega^4(a+b)^2}{2\left(\omega^2-2\alpha\right)^{3/2}}\left\{-\operatorname{cth}\left(\frac{\beta}{2}\sqrt{\omega^2-2\alpha}\right)+\frac{1}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta}{2}\sqrt{\omega^2-2\alpha}\right)}\times\right.$$

$$\times\left(\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-\varepsilon^*\right)\sqrt{\omega^2-2\alpha}\right]-\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau^*\right)\sqrt{\omega^2-2\alpha}\right]+\right.$$

$$\left.\left.+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-\varepsilon^*-2\tau^*\right)\sqrt{\omega^2-2\alpha}\right]+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau^*+\varepsilon^*\right)\sqrt{\omega^2-2\alpha}\right]\right)\right\},\quad (16)$$

где

$$\tilde{x}_{1,2}=\left(\omega^2+\omega_L{}^2+C^2/\omega_L{}^2\right)/2\mp\sqrt{\left(\omega^2+\omega_L{}^2+C^2/\omega_L{}^2\right)^2-4\omega^2\omega_L{}^2}\,/2;$$

$$\tilde{\gamma}=\sqrt{\left(\omega^2+\omega_L{}^2+C^2/\omega_L{}^2\right)^2-4\omega^2\omega_L{}^2};$$

C – константа взаимодействия с локальной модой ω_L.

Или в боровских единицах:

$$S=a^*\sqrt{U_0^*}\left(\left(\frac{b^*+W_0}{a^*-W_0}+1\right)\left(3-\frac{b^*+W_0}{a^*-W_0}\right)\tau^*-\frac{\left(1+\dfrac{b^*+W_0}{a^*-W_0}\right)^2\varepsilon^*}{2\left(1-\alpha^*\right)}-\right.$$

$$-\frac{\left(1+\dfrac{b^*+W_0}{a^*-W_0}\right)^2\tau^{*2}}{2\beta^*}-\frac{\left(1+\dfrac{b^*+W_0}{a^*-W_0}\right)^2\varepsilon^{*2}}{\left(1-\alpha^*\right)\beta^*}-$$

$$-\frac{\left(1+\dfrac{b^*+W_0}{a^*-W_0}\right)^2}{2\gamma^*}\left\{\frac{\left(1-x_2^*\right)}{\sqrt{x_1^*}}\left(\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{x_1^*}\right)-\frac{1}{\operatorname{sh}\left(\beta^*\sqrt{x_1^*}\right)}\left(\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\tau^*\right)\sqrt{x_1^*}\right]-\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.-\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\varepsilon^*\right)\sqrt{x_1^*}\right]+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\varepsilon^*-\tau^*\right)\sqrt{x_1^*}\right]+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\tau^*+\varepsilon^*\right)\sqrt{x_1^*}\right]\right)\right)-$$

$$-\frac{\left(1-x_1^*\right)}{\sqrt{x_2^*}}\left(\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{x_2^*}\right)-\frac{1}{\operatorname{sh}\left(\beta^*\sqrt{x_2^*}\right)}\left(\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\tau^*\right)\sqrt{x_2^*}\right]-\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\varepsilon^*\right)\sqrt{x_2^*}\right]+\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\varepsilon^*-\tau^*\right)\sqrt{x_2^*}\right]+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\tau^*+\varepsilon^*\right)\sqrt{x_2^*}\right]\right)\right)\right\}-$$

$$-\frac{\left(1+\dfrac{b^*+W_0}{a^*-W_0}\right)^2}{2\left(1-\alpha^*\right)^{3/2}}\left\{-\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right)+\frac{1}{\operatorname{sh}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right)}\left(\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\varepsilon^*\right)\sqrt{1-\alpha^*}\right]-\right.\right.$$

$$-\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\tau^*\right)\sqrt{1-\alpha^*}\right]+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\varepsilon^*-\tau^*\right)\sqrt{1-\alpha^*}\right]+$$

$$\left.\left.+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\beta^*-\tau^*+\varepsilon^*\right)\sqrt{1-\alpha^*}\right]\right)\right\}\Bigg), \qquad (17)$$

где $\beta^*=\sqrt{U_0^*}\big/a^*\varepsilon_T^*$, $\varepsilon_T^*=kT/E_d$, $\varepsilon_c^*=\hbar\sqrt{c}/E_d$, $\varepsilon_L^*=\hbar\omega_L/E_d$, $b^*=b\ /a_d$,

$$a^*=a/a_d,\ \tilde{\gamma}^*=\sqrt{\left(\varepsilon_L^{*2}a^{*2}\big/4U_0^*+1+\varepsilon_c^4a^{*2}\big/4\varepsilon_L^{*2}U_0^*\right)^2-\varepsilon_L^{*2}a^{*2}\big/U_0^*},$$

$$x_1^*=\frac{1}{2}\left[\varepsilon_L^{*2}a^{*2}\big/4U_0^*+1+\varepsilon_c^4a^{*2}\big/4\varepsilon_L^{*2}U_0^*-\right.$$

$$\left.-\sqrt{\left(\varepsilon_L^{*2}a^{*2}\big/4U_0^*+1+\varepsilon_c^4a^{*2}\big/4\varepsilon_L^{*2}U_0^*\right)^2-\varepsilon_L^{*2}a^{*2}\big/U_0^*}\right],$$

$$x_2^*=\frac{1}{2}\left[\varepsilon_L^{*2}a^{*2}\big/4U_0^*+1+\varepsilon_c^4a^{*2}\big/4\varepsilon_L^{*2}U_0^*+\right.$$

$$\left.+\sqrt{\left(\varepsilon_L^{*2}a^{*2}\big/4U_0^*+1+\varepsilon_c^4a^{*2}\big/4\varepsilon_L^{*2}U_0^*\right)^2-\varepsilon_L^{*2}a^{*2}\big/U_0^*}\right];$$

$U_0^* = U_0 / E_d$; U_0 – амплитуда потенциала конфайнмента КТ.

Следующая система трансцендентных уравнений связывает величины τ и ε между собой и с параметрами туннелирования:

$$\begin{cases} \operatorname{sh}\varepsilon\left[\operatorname{ch}\tau \operatorname{cth}\beta^* - \operatorname{sh}\tau - \operatorname{cth}\beta^*\right] + \dfrac{1}{1-\alpha^*}\operatorname{sh}\left(\varepsilon\sqrt{1-\alpha^*}\right)\times \\ \times\left[\operatorname{ch}\left(\tau\sqrt{1-\alpha^*}\right)\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right) - \operatorname{sh}\left(\tau\sqrt{1-\alpha^*}\right) + \operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right)\right] = 0, \\ 3 - \dfrac{4}{1+b^*} - \dfrac{1}{1-\alpha^*} + \operatorname{ch}\varepsilon\left[\operatorname{sh}\tau \operatorname{cth}\beta^* - \operatorname{ch}\tau - 1\right] + \operatorname{sh}\tau \operatorname{cth}\beta^* - \\ -\operatorname{ch}\tau + \dfrac{1}{1-\alpha^*}\operatorname{ch}\left(\varepsilon\sqrt{1-\alpha^*}\right)\left[\operatorname{sh}\left(\tau\sqrt{1-\alpha^*}\right)\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right) - \operatorname{ch}\left(\tau\sqrt{1-\alpha^*}\right) + \right. \\ \left. +1\right] - \dfrac{1}{1-\alpha^*}\left[\operatorname{sh}\left(\tau\sqrt{1-\alpha^*}\right)\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right) - \operatorname{ch}\left(\tau\sqrt{1-\alpha^*}\right)\right] = 0. \end{cases} \quad (18)$$

Решение системы уравнений (18) имеет вид

$$\varepsilon = (\tau_1 - \tau_2)\omega = 0, \quad \forall\beta, \quad \alpha < \frac{\omega^2}{2};$$

$$\tau_1 = \tau_2 = \frac{\tau}{2\omega} = \frac{1}{2\omega} Arcsh\left[\frac{1-b^*}{1+b^*}\, sh\frac{\beta\omega}{2}\right] + \frac{\beta}{4}. \quad (19)$$

При достаточно низких температурах ($\omega\beta >> 1$) с экспоненциальной точностью и в диапазоне параметров

$$1 < b/a < 3, \ (b-a)/2(b+a) \le 2\alpha/\omega^2 < 2(b-a)/(3b-a) = \alpha_c^*$$

появляется еще одно решение:

$$e^{-\tau\sqrt{1-\alpha^*}} \cong \left[3 - \frac{4}{1+b^*} - \frac{1}{1-\alpha^*}\right]\left(1-\alpha^*\right)^{1/\left(1-\sqrt{1-\alpha^*}\right)} \times$$

$$\times\left\{1 + \left(1-\alpha^*\right)^{1/\left(1-\sqrt{1-\alpha^*}\right)}\left[-\frac{1}{1-\alpha^*} + \left(3 - \frac{4}{1+b^*} - \frac{1}{1-\alpha^*}\right)/\left(1-\sqrt{1-\alpha^*}\right)\right]\right\}^{-1},$$

$$e^{-\varepsilon} \cong \left\{\left[3 - \frac{4}{1+b^*} - \frac{1}{1-\alpha^*}\right] + \frac{1}{1-\alpha^*} e^{-\tau\sqrt{1-\alpha^*}}\right\} / e^{-\tau\sqrt{1-\alpha^*}}, \quad (20)$$

где $\alpha^* = \alpha m^* a^{*2} a_d^2 / U_0^* E_d$.

Решение (20) справедливо для случая, когда

$$\beta > -\frac{1}{\omega}\ln\left\{\exp\left(-\tau\sqrt{1-\alpha^*}\right)\right\} = \beta_c. \quad (21)$$

Особенности ДФ примесного поглощения в условиях 2*D*-диссипативного туннелирования

Решение системы уравнений (18) позволяет выявить бифуркацию $2D$-туннельных траекторий при определенных значениях температуры, либо параметра асимметрии потенциала (связанного с величиной внешнего электрического поля), либо коэффициента взаимодействия α. Численный анализ системы (18) позволяет также выявить тонкую структуру перехода в окрестности точки бифуркации, т.е. режим квантовых биений для параллельного переноса туннелирующих частиц (при этом кроме тривиального решения (19) появляются еще два решения). На рис. 5 представлена рассчитанная зависимость вероятности ДФ ионизации $D^{(-)}$-центра в системе, состоящей из двух взаимодействующих КМ, от величины напряженности внешнего электрического поля в условиях $2D$-диссипативного туннелирования. Из рис. 5 видно, что для полевой зависимости вероятности ДФ примесного поглощения характерен излом, соответствующий точке $2D$-бифуркации – как результат смены режима $2D$-диссипативного туннелирования с синхронного на асинхронный. Видно также, что в малой окрестности точки бифуркации реализуется режим квантовых биений, связанный с существованием конкурирующих решений при поиске $2D$-инстантона. Можно видеть, что с ростом постоянной взаимодействия α точка $2D$-бифуркации смещается в область более сильных полей (сравн. рис. 5,***а*** и рис. 5,***б***), что обусловлено изменением симметрии $2D$-потенциала за счет усиления кулоновского отталкивания туннелирующих частиц. Аналогичная ситуация имеет место и при уменьшении температуры (параметр ε_T) (сравн. рис. 5,***в*** и 5,***б***). С уменьшением параметра ε_T вероятность $2D$-туннелирования уменьшается и, следовательно, требуется большая величина напряженности внешнего электрического поля для увеличения асимметрии $2D$-потенциала. Таким образом, эффекты бифуркаций и квантовых биений существенно зависят от таких параметров $2D$-туннелирования, как температура и постоянная взаимодействия туннелирующих частиц. При этом роль внешнего электрического поля сводится к восстановлению асимметрии $2D$-потенциала, необходимой для появления бифуркаций.

Заключение

Таким образом, оптические и транспортные свойства легированных полупроводниковых КТ с биосопряженными оболочками могут найти применение в качестве люминесцентных меток для визуализации биологических объектов и в наномедицине для диагностики и лечения ряда тяжелых заболеваний, включая онкологические. Планируется экспериментальная проверка предсказанных эффектов 2*D*-бифуркаций и квантовых биений на полевых зависимостях вероятности ДФ ионизации $D^{(-)}$-центра в системе, состоящей из двух взаимодействующих КМ. Предсказанный эффект может найти применение в прецизионных устройствах опто- и наноэлектроники с управляемыми характеристиками.

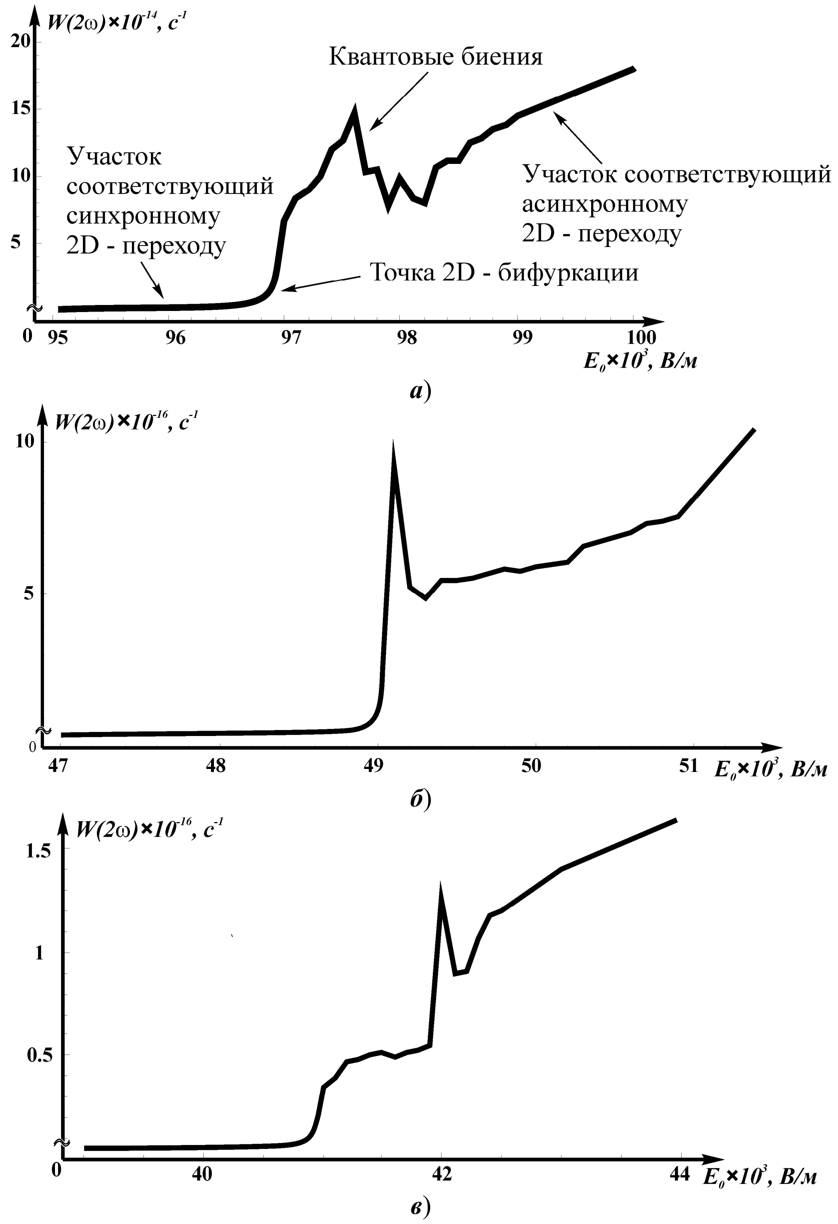


Рис. 5. Зависимость вероятности ДФ ионизации $D^{(-)}$-центра в системе, состоящей из двух взаимодействующих КМ от величины напряженности электрического поля E_0, при $U_0^* = 250$, $a_0 = 1$, $b_0 = 1.5$, $\eta_i = 7$, $\varepsilon_L = 1$, $\varepsilon_C = 1$: ***а*** – $\alpha = 0{,}38$, $\varepsilon_T = 1$; ***б*** – $\alpha = 0.37$, $\varepsilon_T = 1$; ***в*** – $\alpha = 0{,}37$, $\varepsilon_T = 1{,}5$

Список литературы

1. **Гапоненко, С. В.** Оптика наноструктур / С. В. Гапоненко, Н. Н. Розанов, Е. Л. Ивченко и др. ; под ред. А. В. Федорова. – СПб. : Недра, 2005. – 325 с.
2. **Миков, С. Н.** Спектры двухфотонно-возбуждаемой люминесценции / С. Н. Миков // Физика твердого тела. – 1999. – Т. 41, № 6. – С. 1110–1112.
3. **Акимов, Д. А.** Считывание информации с помощью однофотонной и двухфотонной люминесценции в устройствах трехмерной оптической памяти на основе

фотохромных материалов / Д. А. Акимов, А. М. Желтиков, Н. И. Коротеев и др. // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 6. – С. 563–570.
4. **Берeдихин, В. И.** Двухфотонное поглощение и спектроскопия / В. И. Берeдихин, М. Д. Галанин, В. Н. Генкин // Успехи физических наук. – 1973. – Т. 110, № 1. – С. 1–43.
5. **Олейникова, В. А.** Флуоресцентные полупроводниковые нанокристаллы в биологии и медицине / В. А. Олейникова, А. В. Суханова, И. Р. Набиев // Российские нанотехнологии. – 2007. – № 1–2. – С. 160–172.
6. **Murray, C. B.** Synthesis and characterization of nearly mono disperse CDE (E = S, SE, TE) semicnductor nanocrystallites / C. B. Murray, D. J. Norris, M. G. Bowendi // Journal of the American Chemical Society. – 1993. – V. 115 (19). – P. 8706–8715.
7. **Brust, M.** Sythesis of thiol-derivated gold nanoparticles in a 2 phase liquid-liquid system / M. Brust, M. Walker, D. Bethell et al. // Journal of the chemical society and Chemical communications. – 1994. – V. 7. – P. 801–802.
8. **Ohara, P. C.** Crystallization of opals from polysdisperese nanoparticles / P. C. Ohara, D. V. Leff, J. R. Heath, W. M. Gelbart // Physical Review Letters. – 1995. – V. 75, № 19. – P. 3466–3469
9. **Freeman, R. G.** Self assembled metal colloid monolayers; an approach to SERS substrate / R. G. Freeman, K. C. Garabar, K. J. Allison et al. // Science. – 1995. – V. 267 (5204). – P. 1629–1632
10. **Murray, C. B.** Self-organization of CdSe nanocrystallites into 3-dimensional quantumdot superlattices / C. B. Murray, C. R. Kagan, M. G. Bawendi // Science. – 1995. – V. 270 (5240). – P. 1335–1338.
11. **Kagan, C. R.** Long-range resonance transfer of electronic excitations in close-packed CdSe quantum-dot solids / C. R. Kagan, C. B. Murray, M. G. Bawendi // Physical Review. – 1996. – V. B 54 (12). – P. 8633–8643
12. **Maenosono, S.** Optical memory media based on excitation-time dependent luminescence from a thin film of semiconductor nanocrystals / S. Maenosono, C. D. Dushkin, S. Saita, Y. Yamaguchi // Japanese Jounal of Applied Physics. – 2000. – V. 39. – P. 4006–4012
13. **Collier, C. P.** Reversible tuning of silver quantum dot monolayers through the metal-insulator transition / C. P. Collier, R. J. Saykally, J. J. Shiang, S. E. Henrichs, J. R. Heath // Science. – 1997. – V. 277 (5334). – P. 1978–1981.
14. **Markovich, G.** Reversible metal-insulator transition in ordered metal nanocrystal monolayers observed by impedance spectroscopy / G. Markovich, C. P. Collier, J. R. Heath // Physical Review Letters. – 1998. – V. 80 (17). – P. 3807–3810.
15. **Pileni, M. P.** Nanocrystal self-assemblies / M. P. Pileni // Fabrication and collective properties Joural of physical chemistry. – 2001. – V. B 105 (17). – P. 3358–3371.
16. **Hoshino, A.** Applications of T-lymphoma labeled with fluorescent quantum dots to cell tracing markers in mouse body / A. Hoshino, K. Hanaki, K. Suzuki and K. Yamamoto // B.B.R.C. – 2004. – V. 314. – P. 46–53.
17. **Shiohara, A.** On the cyto-toxicity caused by quantum dots / A. Shiohara, A. Hoshino, K. Hanaoki, K. Suzuki and K. Yamamoto // Microbiol. Immunol. – 2004. – V. 48. – P. 669–675.
18. **Hoshino, A.** Physicochemical propaties and cellular toxicity of nanocrystal quantum dots depend on their surface modification / A. Hoshino, K. Fujioka, T. Oku et al. // Nano Letters. – 2004. – № 4 (11). – P. 2163–2169.
19. **Atusi Kurita.** Observation of optical memory effect due to interference of multiply scattered light by using a focused beam / Atusi Kurita, Yasuo Kanematsu, Takashi Kushida // Journal of Luminescence. – 2002. – V. 98, № 1. – P. 325–329.
20. **Caldeira, A. O.** Influence of dissipation on quantum tunneling in macroscopic systems I / A. O. Caldeira, A. J. Leggett // Phys. Rev. Lett. – 1981. – V. 46, № 4. – P. 211–214.

21. **Ларкин, А. И.** Квантовое туннелирование с диссипацией / А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников // Письма в ЖЭТФ. – 1983. – Т. 37, № 7. – С. 322–325.
22. **Ивлев, Б. И.** Распад метастабильных состояний при наличии близких подбарьерных траекторий / Б. И. Ивлев, Ю. Н. Овчинников // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1987. – Т. 93, № 2(8). – С. 668–679.
23. **Каган, Ю.** О туннелировании с «диссипацией» / Ю. Каган, Н. В. Прокофьев // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 43, № 9. – С. 434–437.
24. **Benderkii, V. A.** Effect of molecular motion on low-temperature and other anomalously fast chemical reactions in the solid phase / V. A. Benderkii, V. I. Goldanskii, A. A. Ovchinnikov // Chem. Phys. Lett. – 1980. – V. 73, № 3. – P. 492–495.
25. Competing tunneling trajectories in a 2D potential with variable topology as a model for quantum bifurcations / V. A. Benderskii, E. V. Vetoshkin, E. I. Kats, H. P. Trommsdorff // Phys. Rev. E. – 2003. – V. 67. – P. 026102.
26. **Kiselev, M. N.** Resonance Kondo tunneling through a double quantum dot at finite bias / M. N. Kiselev, K. Kikoin, L. W. Molenkamp // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68. – P. 155323.

References

1. **Gaponenko, S. V.** Optika nanostruktur / S. V. Gaponenko, N. N. Rozanov, Ye. L. Ivchenko i dr. ; pod red. A. V. Fedorova. – SPb. : Nedra, 2005. – 325 s.
2. **Mikov, S. N.** Spektry dvukhfotonno-vozbuzhdayemoy lyuminestsentsii / S. N. Mikov // Fizika tverdogo tela. – 1999. – T. 41, № 6. – S. 1110–1112.
3. **Akimov, D. A.** Schityvaniye informatsii s pomoshch'yu odnofotonnoy i dvukhfotonnoy lyuminestsentsii v ustroystvakh trekhmernoy opticheskoy pamyati na osnove fotokhromnykh materialov / D. A. Akimov, A. M. Zheltikov, N. I. Koroteyev i dr. // Kvantovaya elektronika . – 1998. – T. 25, № 6. – S. 563–570.
4. **Beredikhin, V. I.** Dvukhfotonnoye pogloshcheniye i spektroskopiya / V. I. Beredikhin, M. D. Galanin, V. N. Genkin // Uspekhi fizicheskikh nauk. – 1973. – T. 110, № 1. – S. 1–43.
5. **Oleynikova, V. A.** Fluorestsentnyye poluprovodnikovyye nanokristally v biologii i meditsine / V. A. Oleynikova, A. V. Sukhanova, I. R. Nabiyev // Ros-siyskiye nanotekhnologii. – 2007. – № 1–2. – C. 160–172.
6. **Murray, C. B.** Synthesis and characterization of nearly mono disperse CDE (E = S, SE, TE) semicnductor nanocrystallites / C. B. Murray, D. J. Norris, M. G. Bowendi // Journal of the American Chemical Society. – 1993. – V. 115 (19). – R. 8706–8715.
7. **Brust, M.** Sythesis of thiol-derivated gold nanoparticles in a 2 phase liquid-liquid system / M. Brust, M. Walker, D. Bethell et al. // Journal of the chemical society and Chemical communications. – 1994. – V. 7. – R. 801–802.
8. **Ohara, P. C.** Crystallization of opals from polysdisperese nanoparticles / P. C. Ohara, D. V. Leff, J. R. Heath, W. M. Gelbart // Physical Review Letters. – 1995. – V. 75, № 19. – R. 3466–3469
9. **Freeman, R. G.** Self assembled metal colloid monolayers; an approach to SERS substrate / R. G. Freeman, K. C. Garabar, K. J. Allison et al. // Science. – 1995. – V. 267 (5204). – R. 1629–1632
10. **Murray, C. B.** Self-organization of CdSe nanocrystallites into 3-dimensional quantumdot superlattices / C. B. Murray, C. R. Kagan, M. G. Bawendi // Science. – 1995. – V. 270 (5240). – R. 1335–1338.
11. **Kagan, C. R.** Long-range resonance transfer of electronic excitations in close-packed CdSe quantum-dot solids / C. R. Kagan, C. B. Murray, M. G. Bawendi // Physical Re-view. – 1996. – V. B 54 (12). – R. 8633–8643
12. **Maenosono, S.** Optical memory media based on excitation-time dependent luminescence from a thin film of semiconductor nanocrystals / S. Maenosono, C. D. Dushkin,

S. Saita, Y. Yamaguchi // Japanese Jounal of Applied Physics. – 2000. – V. 39. – R. 4006–4012
13. **Collier, C. P.** Reversible tuning of silver quantum dot monolayers through the metal-insulator transition / C. P. Collier, R. J. Saykally, J. J. Shiang, S. E. Henrichs, J. R. Heath // Science. – 1997. – V. 277 (5334). – R. 1978–1981.
14. **Markovich, G.** Reversible metal-insulator transition in ordered metal nanocrystal monolayers observed by impedance spectroscopy / G. Markovich, C. P. Collier, J. R. Heath // Physical Review Letters. – 1998. – V. 80 (17). – R. 3807–3810.
15. **Pileni, M. P.** Nanocrystal self-assemblies / M. P. Pileni // Fabrication and collective properties Joural of physical chemistry. – 2001. – V. B 105 (17). – R. 3358–3371.
16. **Hoshino, A.** Applications of T-lymphoma labeled with fluorescent quantum dots to cell tracing markers in mouse body / A. Hoshino, K. Hanaki, K. Suzuki and K. Yamamoto // B.B.R.C. – 2004. – V. 314. – R. 46–53.
17. **Shiohara, A.** On the cyto-toxicity caused by quantum dots / A. Shiohara, A. Hoshino, K. Hanaoki, K. Suzuki and K. Yamamoto // Microbiol. Immunol. – 2004. – V. 48. – R. 669–675.
18. **Hoshino, A.** Physicochemical propaties and cellular toxicity of nanocrystal quantum dots depend on their surface modification / A. Hoshino, K. Fujioka, T. Oku et al. // Nano Letters. – 2004. – № 4 (11). – P. 2163–2169.
19. **Atusi Kurita.** Observation of optical memory effect due to interference of multiply scattered light by using a focused beam / Atusi Kurita, Yasuo Kanematsu, Takashi Kushida // Journal of Luminescence. – 2002. – V. 98, № 1. – P. 325–329.
20. **Caldeira, A. O.** Influence of dissipation on quantum tunneling in macroscopic systems I / A. O. Caldeira, A. J. Leggett // Phys. Rev. Lett. – 1981. – V. 46, № 4. – P. 211–214.
21. **Larkin, A. I.** Kvantovoye tunnelirovaniye s dissipatsiyey / A. I. Larkin, YU. N. Ovchinnikov // Pis'ma v ZHETF. – 1983. – T. 37, № 7. – S. 322–325.
22. **Ivlev, B. I.** Raspad metastabil'nykh sostoyaniy pri nalichii blizkikh podba-r'yernykh trayektoriy / B. I. Ivlev, YU. N. Ovchinnikov // Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki. – 1987. – T. 93, № 2(8). – S. 668–679.
23. **Kagan, YU.** O tunnelirovanii s «dissipatsiyey» / YU. Kagan, N. V. Prokof'yev // Pis'ma v ZHETF. – 1986. – T. 43, № 9. – S. 434–437.
24. **Benderkii, V. A.** Effect of molecular motion on low-temperature and other anomalously fast chemical reactions in the solid phase / V. A. Benderkii, V. I. Goldanskii, A. A. Ovchinnikov // Chem. Phys. Lett. – 1980. – V. 73, № 3. – P. 492–495.
25. Competing tunneling trajectories in a 2D potential with variable topology as a model for quantum bifurcations / V. A. Benderskii, E. V. Vetoshkin, E. I. Kats, H. P. Trommsdorff // Phys. Rev. E. – 2003. – V. 67. – P. 026102.
26. **Kiselev, M. N.** Resonance Kondo tunneling through a double quantum dot at finite bias / M. N. Kiselev, K. Kikoin, L. W. Molenkamp // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68. – P. 155323.

Кревчик Владимир Дмитриевич
доктор физико-математических наук, профессор, декан физико-математического факультета, Пензенский государственный университет (г. Пенза, ул. Красная, 40)

Krevchik Vladimir Dmitrievich
Doctor of physical and mathematical sciences, professor, dean of the faculty of physics and mathematics, Penza State University
(Penza, 40 Krasnaya str.)

E-mail: physics@pnzgu.ru

Семенов Михаил Борисович
доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики, Пензенский государственный университет (г. Пенза, ул. Красная, 40)

E-mail: physics@pnzgu.ru

Semenov Mikhail Borisovich
Doctor of physical and mathematical sciences, professor, head of sub-department of physics, Penza State University (Penza, 40 Krasnaya str.)

Зайцев Роман Владимирович
кандидат физико-математических наук, доцент, кафедра физики, Пензенский государственный университет (г. Пенза, ул. Красная, 40)

E-mail: physics@pnzgu.ru

Zaytsev Roman Vladimirovich
Candidate of physical and mathematical sciences, associate professor, sub-department of physics, Penza State University (Penza, 40 Krasnaya str.)

Кенджи Ямамото
профессор, директор исследовательского института при Международном медицинском центре (Токио, Япония)

E-mail: physics@pnzgu.ru

Kenji Yamamoto
Professor, Director of Research Institute at the International Medical Center (Tokyo, Japan)

Арынгазин Аскар Канапьевич
доктор физико-математических наук, директор Института фундаментальных исследований, Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилева (Казахстан, Астана, ул. Мирзояна 2); профессор института фундаментальных исследований (Флорида, США)

E-mail: physics@pnzgu.ru

Aryngazin Askar Kanapyevich
Doctor of physical and mathematical sciences, director of the Institute of Fundamental Research, Eurasian National University named after L. N. Gumilyov (Kazakhstan, Astana, 2 Mirzoyana str.);
professor, Institute of fundamental research (Florida, USA)

Кревчик Павел Владимирович
студент, Пензенский государственный университет (г. Пенза, ул. Красная, 40)

E-mail: physics@pnzgu.ru

Krevchik Pavel Vladimirovich
Student, Penza State University (Penza, 40 Krasnaya str.)

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

Диссипативное туннелирование и оптика низкоразмерных структур / В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов, Р. В. Зайцев, К. Ямамото, А. К. Арынгазин, П. В. Кревчик // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2013. – № 1 (25). – С. 159–180.