

АННИГИЛЯЦИЯ ТРИПЛЕТНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СФЕРИЧЕСКИХ ПОРАХ С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Кучеренко М.Г., Неясов П.П.

Центр лазерной и информационной биофизики,
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

Спин-селективная аннигиляция триплетных (Т) электронных возбуждений, локализованных на молекулах, протекает с различной скоростью в зависимости от того, как происходит взаимное сближение молекул-реагентов в когерентной Т-Т-паре [1-3]. В зависимости от особенностей строения наноструктурированных систем подвижность участвующих в реакции молекул может существенно изменяться. Так, в [4] исследована эволюция синглетного спинового состояния пары двух триплетных молекул, локализованных в области наночастицы с двумным потенциалом, в условиях надбарьерных прыжков одной из молекул, при различных величинах индукции внешнего магнитного поля. Анализ кинетики был основан на решении уравнений для спиновых матриц плотности пары, отвечающих одно- и двумному размещению молекул. В результате был установлен характер влияния параметров двумного потенциала на скорость межъямных прыжков и результирующую населенность реакционноспособного состояния двух триплетов. Определены условия, при которых может быть осуществлено регулирование выходом триплет-триплетной аннигиляции посредством внешнего магнитного поля.

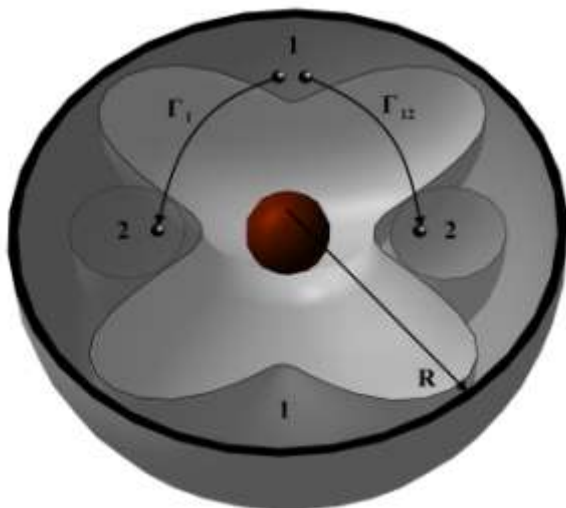


Рис. 1. Сферическая наночастица с глобулярной ферромагнитной частицей. Показаны характерные области с различными значениями индукции **B** магнитного поля, разделенные потенциальными барьерами.

В данной работе исследована возможность магнитного управления спин-селективной реакцией посредством внедрения в наноструктурированную систему ферромагнитных частиц, обладающих остаточной намагниченностью, или приобретающую таковую в результате внешнего магнитополевого воздействия.

Аналогичная задача решалась, например в [5], с той лишь разницей, что в работе [5] вместо ферромагнитной частицы фигурировал парамагнитный примесный центр атомарного (молекулярного) типа. Таким образом, авторы [5] исследовали трехспиновую молекулярную систему, с возможностью осуществления в ней спинового катализа реакций.

Далее рассмотрим отдельную сферическую наночейку радиуса R пористой среды, в центре объема которой находится глобулярная ферромагнитная наночастица радиуса $R_0 < R$, а также две триплетные молекулы разного сорта. Будем считать, что частица однородно намагничена, так что в области полости вокруг нее создается неоднородное анизотропное магнитное поле дипольного источника. Предполагается, что Т-молекулы могут перемещаться в тонком сферическом слое, образованном стенками поры и поверхностью наночастицы, совершая прыжки через потенциальный барьер, разделяющий две характерные угловые зоны (Рис. 1). Одна из них, зона 1, образована двумя подзонами в области полюсов, а другая – «экваториальная» зона 2 – образует кольцевой пояс при угле $\theta = \pi / 2$. Величина индукции B магнитного поля в этих зонах различна. Молекулы когерентной Т-Т-пары могут быть локализованы как в полюсных областях, так и в области кольцевого пояса. Кроме того, возможен случай их раздельного нахождения в качественно различных зонах (на полюсе и в экваториальной области).

Спин-гамильтониан Т-Т-пары может быть записан в виде [1-4,6]

$$H = g^{(1)} \mu_B B(\theta_1) S_Z^{(1)} + g^{(2)} \mu_B B(\theta_2) S_Z^{(2)} - 2J_{exc}(r_{12}) \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 - \mathbf{S}_1 \mathbf{D}(\Omega_1) \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2 \mathbf{D}(\Omega_2) \mathbf{S}_2. \quad (1)$$

Первые два слагаемых определяют зеемановское взаимодействие одиночных триплетов (с различными g-факторами) Т-Т-пары с локальным магнитным полем индукции $B(\theta_{1(2)})$, создаваемым ферромагнитной наночастицей, третье – межмолекулярное обменное взаимодействие с обменным интегралом $J_{exc}(r_{12})$, зависящим от расстояния r_{12} между триплетными парами, а два последних – внутритриплетное спин-спиновое взаимодействие. Операторы $\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2$ – векторные операторы электронных спинов молекул 1 и 2; $\mathbf{D}(\Omega_{1(2)})$ – тензор магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Гамильтониан спин-спинового взаимодействия учитывает только магнитодипольное внутримолекулярное взаимодействие $H_{ss} = -\mathbf{S}_1 \mathbf{D}_1 \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2 \mathbf{D}_2 \mathbf{S}_2$, межтриплетное взаимодействие этого типа полагается малым. Оператор обменного взаимодействия диагонален в парном базисе $|JM\rangle$ суммарного электронного спина $\mathbf{S} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2$ Т-Т-пары (J, M – суммарный спиновый момент и его z-проекция). На больших межмолекулярных расстояниях r величина обменного интеграла быстро падает, устремляясь к нулю в пределе: $J_{exc}(r) \rightarrow 0$.

Спиновая эволюция пары, т.е. регулярная ее динамика между квазивыврожденными состояниями, управляемая гамильтонианом (1), возможна лишь при размещении молекул пары в разных потенциальных ямах, или на достаточно удаленных друг от друга сегментах кольцевого пояса – когда межмолекулярное обменное взаимодействие «выключено». Наоборот, акт Т-Т-слияния возбуждений возможен лишь при нахождении молекул в одной и той же яме – полюсной, или кольцевой, причем в последнем случае аннигиляция имеет место лишь при реализации малых расстояний между молекулами

кольца, и при наличии ненулевого синглетного компонента в парном спиновом состоянии $|JM\rangle$ [1-2].

Описание кинетики спин-селективной аннигиляции триплетных электронных возбуждений в аксиально-симметричном потенциальном поле $V(\theta)$ (рис. 1) может быть произведено на основе оператора плотности $\rho(\theta_1, \theta_2, t)$, удовлетворяющего следующему уравнению со спин-гамильтонианом Т-Т-пары (1) и транспортным оператором Фоккера-Планка (оператором диффузии в угловом пространстве с коэффициентом D_θ в потенциальном поле $V(\theta)$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho(\theta_1, \theta_2, t) = & -\frac{i}{\hbar} [H(\theta_1, \theta_2), \rho(\theta_1, \theta_2, t)] + \\ & + \sum_{q=1}^2 D_q \operatorname{div} \left(\nabla_q + \frac{1}{k_B T} \frac{1}{R} \frac{dV}{d\theta_q} \right) \rho(\theta_1, \theta_2, t) - \frac{1}{2} U(r_{12}) \{ \rho(\theta_1, \theta_2, t) P_S + P_S \rho(\theta_1, \theta_2, t) \}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь функция $U(r)$ – дистанционно-зависящая скорость элементарного акта аннигиляции; $P_S = |00\rangle\langle 00|$ проекционный оператор на синглетное состояние Т-Т-пары.

Однако описание квантовой эволюции на основе общего уравнения (2) в общем случае достаточно сложно, и ниже будут рассмотрены два упрощенных подхода: 1) описание межъямного транспорта реагентов на основе модели дискретных переходов (прыжков) подвижных Т-возбуждений и 2) адиабатическое приближение для медленного свободного перемещения молекул в безбарьерном шаровом слое ($V(\theta) \equiv 0$).

Дискретные угловые состояния в описании спиновой динамики Т-Т-пар

В данном подходе, в зависимости от того в какой из потенциальных ям находится Т-Т-пара (в «полюсной» или «кольцевой» области) введем соответствующие операторы плотности $\rho_1(t)$ и $\rho_2(t)$. Таким образом, нижний индекс будет обозначать принадлежность *обеих* Т-молекул пары к потенциальной яме 1 или 2. Кроме того, введем оператор плотности $\rho_{12}(t)$ для описания состояний пары, в которых одна Т-молекула находится в яме 1, а другая – в яме 2. Скорости Γ_1 и Γ_2 прыжков одной из частиц между ямами будем полагать различными и постоянными. Очевидно, что они существенно превышают по величине скорости Γ_1'' и Γ_2'' синхронных прыжков двух молекул пары. По этой причине межъямные перемещения пар частиц не учитываются. Тогда вместо операторного уравнения (3) можем записать следующую систему уравнений

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}\rho_1 = -\frac{i}{\hbar}[H(B_1, B_1), \rho_1] - \frac{1}{2}\{\rho_1\Lambda_1 + \Lambda_1\rho_1\} - K_{-1}\rho_1(t) - \Gamma_1\rho_1(t) + \Gamma_{21}\rho_{12}(t) + Q_1 \\ \frac{d}{dt}\rho_2 = -\frac{i}{\hbar}[H_0(B_2, B_2), \rho_2] - \frac{1}{2}\{\rho_2\Lambda_2 + \Lambda_2\rho_2\} - K_{-2}\rho_2(t) - \Gamma_2\rho_2(t) + \Gamma_{12}\rho_{12}(t) + Q_2 \\ \frac{d}{dt}\rho_{12} = -\frac{i}{\hbar}[H_0(B_1, B_2), \rho_{12}(t)] - K_{-3}\rho_{12}(t) - (\Gamma_{12} + \Gamma_{21})\rho_{12}(t) + \Gamma_1\rho_1(t) + \Gamma_2\rho_2(t) \end{cases} \quad (4)$$

где спин-гамильтониан H_0 «рыхлой» Т-Т-пары не содержит обменного взаимодействия

$$H_0(B_\alpha, B_\beta) = g^{(1)}\mu_B B_\alpha S_Z^{(1)} + g^{(2)}\mu_B B_\beta S_Z^{(2)} - \mathbf{S}_1 \mathbf{D}(\Omega_1) \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2 \mathbf{D}(\Omega_2) \mathbf{S}_2. \quad (5)$$

Константы K_{-P} в (4) – скорости распада когерентных пар трех типов $P=1,2,3$. Аннигиляционные операторы $\Lambda_{1,2} = U_{1,2} P_S$ в (4) определяются через проектор $P_S = |00\rangle\langle 00|$ на синглетное состояние Т-Т-пары и не зависящие от спина скорости $U_1 = K_S$ и $U_2 = K_S \cdot \Delta\varphi / 2\pi$. Множитель $\Delta\varphi / 2\pi$ для скорости аннигиляции пары на кольце представляет собой вероятность одновременного нахождения двух молекул на дуге малой длины $\Delta\varphi \cdot R$ окружности C_R . Таким образом учитывается резкое уменьшение скорости реагирования частиц при их удалении друг от друга на окружности C_R . При более детальном описании особенностей аннигиляции Т-молекул на кольце может быть введен коэффициент D_C их диффузии и дистанционно-зависящая скорость реакции $U(r_{12}) = U(2R \sin(\varphi/2))$. Источники $Q_{1,2} = \Gamma_{2,1} n_1 n_2 I$ в двух первых уравнениях системы (4) учитывают некогерентное образование Т-Т-пар в каждой из двух зон, в результате прыжков $1 \leftrightarrow 2$ отдельной молекулы и ее некоррелированной встрече в данной зоне с молекулой иного сорта. Через n_1, n_2 здесь обозначены концентрации молекул в различных областях поры (для каждого из двух сортов); I – единичный оператор.

Общее решение системы (4) будет иметь громоздкий вид, поэтому для его упрощения и возможности проведения качественного анализа явления ограничимся рассмотрением случая сильной асимметрии потенциальных ям 1 и 2. Будем считать яму 1 мелкой по сравнению с ямой 2. В случае высокого барьера $\Delta V_q \gg k_B T$ и режима сильного трения частоты переходов Γ_1 и Γ_2 между ямами определяются формулой Крамерса

$$\Gamma_q = \frac{\omega_q \omega_\eta m D_q}{2\pi k_B T} \exp\left[-\frac{\Delta V_q}{k_B T}\right], \quad q=1,2 \quad (6)$$

где m – масса молекулы; D_q – коэффициент ее диффузии в q -й яме; ΔV_q – высота потенциального барьера относительно дна q -й ямы; ω_q – частота

гармонических колебаний молекулы в q -й яме; ω_η – частота гармонических колебаний молекулы «на дне перевернутого барьера». С учетом принятого допущения получаем $\Gamma_{12} \gg \Gamma_{21}, \Gamma_2$ и $\Gamma_1 = \Gamma_{12}$. Тогда переходы $2 \rightarrow 1$ между ямами не имеют места, поскольку скорости прыжков Γ_{21} и $\Gamma_2 \rightarrow 0$. В результате первое уравнение системы (4) становится автономным

$$\frac{d}{dt}\rho_1(t) = -\frac{i}{\hbar}[H(B_1, B_1), \rho_1] - \frac{1}{2}\{\rho_1\Lambda_1 + \Lambda_1\rho_1\} - K_{-1}\rho_1(t) - \Gamma_1\rho_1(t). \quad (7)$$

Его решение в операторном виде использовалось ранее в [2,4]

$$\rho_1(t) = \exp[-\alpha_1 t] \exp(\hat{K}_1 t) \rho_1(0) \exp(\hat{K}_1^* t), \quad \alpha_1 = K_{-1} + \Gamma_1 \quad (8)$$

где теперь

$$\hat{K}_1(B_1) = -\frac{i}{\hbar}\left(H(B_1, B_1) - i\frac{\hbar}{2}\Lambda_1\right), \quad \hat{K}_1^*(B_1) = \frac{i}{\hbar}\left(H(B_1, B_1) + i\frac{\hbar}{2}\Lambda_1\right). \quad (9)$$

– неэрмитовы «кинетические» операторы, определяющие спиновую динамику и аннигиляцию когерентных Т-Т-пар в области «полюсов».

Второе и третье уравнения системы (4) составляют друг с другом совместную систему неоднородных уравнений и содержат источники $Q_2 = \Gamma_1 n_1 n_2 I$ и $\Gamma_1 \rho_1(t)$, заданный посредством (8), в качестве неоднородных членов

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}\rho_2 = \hat{K}_2(B_2)\rho_2(t) + \rho_2(t)\hat{K}_2^*(B_2) - K_{-2}\rho_2(t) + \Gamma_1\rho_{12}(t) + \Gamma_1 n_1 n_2 I \\ \frac{d}{dt}\rho_{12} = \hat{K}_{12}(B_1, B_2)\rho_{12}(t) + \rho_{12}(t)\hat{K}_{12}^*(B_1, B_2) - K_{-3}\rho_{12}(t) - \Gamma_1\rho_{12}(t) + \Gamma_1\rho_1(t) \end{cases} \quad (10)$$

Кинетические операторы $\hat{K}_2$ и $\hat{K}_{12}$ в (10) имеют вид

$$\hat{K}_2(B_2) = -\frac{i}{\hbar}\left(H_0(B_2, B_2) - i\frac{\hbar}{2}\Lambda_2\right), \quad \hat{K}_{12}(B_1, B_2) = -\frac{i}{\hbar}H_0(B_1, B_2), \quad (11)$$

а $\hat{K}_2^*$ и $\hat{K}_{12}^*$ – их комплексные сопряжения.

Для построения решения системы уравнений (10) методом, предложенным в [4, 6], введем новые операторы $\rho_{II}(t)$ и $\rho_{III}(t)$ соотношениями

$$\rho_2(t) = \exp[-\alpha_2 t] \exp(\hat{K}_2 t) \rho_{II}(t) \exp(\hat{K}_2^* t), \quad \alpha_2 = K_{-2}, \quad (12)$$

$$\rho_{12}(t) = \exp(-\alpha_3 t) \exp(\hat{K}_{12} t) \rho_{III}(t) \exp(\hat{K}_{12}^* t), \quad \alpha_3 = K_{-3} + \Gamma_1. \quad (13)$$

Тогда, на основе (12)-(13), повторяя преобразования, аналогичные проведенным в [4, 6], и с учетом начальных условий $\rho_2(0) = \rho_{II}(0)$, $\rho_{12}(0) = \rho_{III}(0)$ приходим к выражениям

$$\rho_{II}(t) = \rho_2(0) + \Gamma_1 \int_0^t \exp(\alpha_2 t') U_2(-t') [\rho_{12}(t') + n_1 n_2 I] U_2^*(-t') dt' . \quad (14)$$

$$\rho_{III}(t) = \rho_{12}(0) + \Gamma_1 \int_0^t \exp(\alpha_3 t') U_3(-t') \rho_1(t') U_3^*(-t') dt' . \quad (15)$$

В (14)-(15) $U_2(t), U_3(t)$ представляют собой экспоненциальные операторы $U_2(t) = \exp(\hat{K}_2 t)$ и $U_3(t) = \exp(\hat{K}_3 t)$.

Возвращаясь к исходным операторам плотности $\rho_2(t)$ и $\rho_{12}(t)$ на основе (12) и (13) из (14)-(15) получаем

$$\rho_2(t) = \exp(-\alpha_2 t) U_2(t) \left[\rho_2(0) + \Gamma_1 \left(\int_0^t \exp(\alpha_2 t') U_2(-t') [\rho_{12}(t') + n_1 n_2 I] U_2^*(-t') dt' \right) \right] U_2^*(t) \quad (16)$$

$$\rho_{12}(t) = \exp(-\alpha_3 t) U_3(t) \left[\rho_{12}(0) + \Gamma_1 \left(\int_0^t \exp(\alpha_3 t') U_3(-t') \rho_1(t') U_3^*(-t') dt' \right) \right] U_3^*(t) . \quad (17)$$

Заметим, что в отличие от аналогичных выражений, полученных в [4,6] и представляющих собой интегральные уравнения для операторов плотности, формулы (17) и (16) являются точными решениями системы (10), и вместе с (8) дают исчерпывающее решение поставленной задачи.

Операторные решения (8), (16)-(17) позволяют компактно записать информацию о временных зависимостях большого числа (243) матричных элементов $\langle JM | \rho_1(t) | JM' \rangle$, $\langle JM | \rho_2(t) | JM' \rangle$ и $\langle JM | \rho_{12}(t) | JM' \rangle$. Вычисления ключевых из них, главным образом таких, как $\langle 00 | \rho_1(t) | 00 \rangle$ и $\langle 00 | \rho_2(t) | 00 \rangle$, сопряжены с определением *всех* матричных элементов $\langle JM | \rho_q(t) | JM' \rangle$ ($q=1, 2, 12$).

Приближение сильного магнитного поля

В сильном магнитном поле состояния $|JM\rangle$, отличающиеся по магнитному квантовому числу M , существенно разнесены по зеемановской энергии. В силу этого наиболее связанными друг с другом за счет разности g-факторов триплетов и спин-спинового взаимодействия будут состояния пары с нулевой проекцией M , то есть состояния $|J0\rangle \equiv |J\rangle$. Приближение сильного поля заключается в ограничении базиса состояний пары состояниями $|J0\rangle$. Тогда каждая из матриц плотности $\langle JM | \rho_q(t) | JM' \rangle$ ($q=1, 2, 12$) становится матрицей размерности 3×3 . Это существенно упрощает выражения для элементов матриц плотности и соответствующие расчеты на их основе, что и было использовано нами ранее в [4, 6-7].

Выражение для матричного элемента, определяющего динамику населенности парного синглетного состояния триплетов в области полюсов, используя (8) можно записать в виде

$$\langle 00 | \rho_1(t) | 00 \rangle = \exp(-\alpha_1 t) \sum_{JJ'} \langle 0 | \exp(K_1 t) | J \rangle \langle J | \rho_1(0) | J' \rangle \langle J' | \exp(K_1^* t) | 0 \rangle. \quad (18)$$

В схожей манере, но в гораздо более громоздком виде, на основе операторных равенств (16)-(17) может быть записан синглетный матричный элемент $\langle 00 | \rho_2(t) | 00 \rangle$. Матричные элементы $\langle 00 | \rho_{1(2)}(t) | 00 \rangle$, определяющие динамику населенности парного синглетного состояния в двух разных зонах, можно вычислить на основе (18) и (16)-(17) с помощью теоремы Сильвестра для матричных экспонент [2, 6-7]. Матричные элементы операторов K_q , заданных формулами (9) и (11) в базисе $|J0\rangle = |J\rangle$, вычислены нами ранее в [2-4], с учетом всех магнитных взаимодействий, определяющих тонкую структуру энергетического спектра триплетов. В качестве начальных условий для операторов плотности $\rho_q(0)$ могут быть приняты следующие

$$\rho_1(0) = \frac{1}{9} [|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2|], \quad \rho_2(0) = \frac{1}{9} \left[\left(1 - \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \right) |0\rangle\langle 0| + |1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2| \right].$$

Отказ от приближения сильного магнитного поля требует включения в базис всех состояний $|JM\rangle$. В задаче для триплет-дублетной пары это было выполнено, например, в [8].

Однородное размещение молекул в слое

Пусть, теперь, Т-центры сорта А локализованы в приосевых областях магнитного диполя наночастицы (зона полюсов), а триплетные молекулы сорта В статистически однородно размещены по сферическому слою. Такая ситуация возможна в случае свободной диффузии ($V(\theta) \equiv 0$) молекул В, быстрой, по сравнению с характерными частотами ω спиновой динамики системы: $D_B / R^2 \gg \omega$. Разбивая сферический слой на полосы одинаковой ширины (углового размера $d\theta$), получаем, что наибольшую площадь $dS = R^2 \sin\theta d\theta$ будет иметь пояс, расположенный на экваторе (т.е. при $\theta = \pi/2$). Тогда аддитивная добавка к константе скорости Т-Т-аннигиляции может быть записана в виде

$$\Delta K(B(0)) = 2\pi \int_0^\infty dt \int_0^\pi \sin\theta d\theta U(r_\theta) \langle 00 | \rho(t | B(\theta)) | 00 \rangle,$$

где $r_\theta = 2R \sin \theta / 2$ – расстояние между молекулами-партнерами по аннигиляции. Заметим, что в отсутствие границ зон, очерченных барьерами функции $V(\theta)$, нижний индекс у оператора плотности $\rho_q(t)$ исчезает – его роль выполняет теперь непрерывно изменяющийся угловой аргумент θ .

Медленная диффузия подвижных молекул в слое

При локализации центров сорта А и малых коэффициентах диффузии $D_B / R^2 \ll \omega$ уравнение (2) можно решать используя адиабатическое приближение. Так, на нулевом этапе полагаем $D_B = 0$, и уравнение для оператора плотности $\rho^{(0)}(\theta, t)$ сводится к (7), решение которого представлено формулой (8). Уравнение для оператора плотности $\rho^{(1)}(\theta, t)$ первого приближения получаем из (2) заменой диффузионного слагаемого уже определенным на предыдущем итерационном шаге неоднородным членом-источником

$$\frac{D_B}{R^2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \rho^{(0)}(\theta, t).$$

После этого решение первого приближения может легко быть получено, и будет напоминать по структуре (8). При необходимости данная итерационная процедура может быть продолжена.

Список литературы

1. Кучеренко, М.Г. Влияние магнитного поля на аннигиляцию триплетных электронных возбуждений, мигрирующих в сферических нанопорах. Объемные и поверхностные блуждания / М.Г. Кучеренко, Р.Н. Дюсембаев, С.В. Измоденова // Вестник ОГУ. 2009. - №9. С. 125-131.
2. Kucherenko, M.G. Spin dynamics and kinematics peculiarities of triplet excitations annihilation in solid adsorbent nanopores and soft nanostructures / M.G. Kucherenko, R.N. Dusembaev // Proc. IV Russian-Japanese Seminar "Molecular and Biophysical Magnetoscience". Orenburg: OSU. 2009. P. 89-91.
3. Кучеренко, М.Г. Зависимость скорости спин-селективной аннигиляции электронных возбуждений от внешнего магнитного поля в наноструктурированных системах / М.Г. Кучеренко, Р.Н. Дюсембаев // Хим. физика и мезоскопия. 2010. Том 12. - №1. – С. 112-119.
4. Кучеренко, М.Г. Магнитополевое изменение скорости триплет-триплет-ной аннигиляции электронных возбуждений в наноструктурах с бистабильными пространственными состояниями // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Универ. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург: ООО ИПК «Университет», 2014. - 4014 с. Секция 6 «Вопросы фундамент., приклад. физики и физ. образования». - С. 1403 -1411.

5. Кубарев, С.И. Влияние магнитного поля на элементарные процессы в конденсированной фазе / С.И. Кубарев, А.С. Шустов // Теор. проблемы в хим. физике. Под ред. Кузнецова Н.М., Никитина Е. Е. и др. М.: «Наука», 1982. - С. 198-220.

6. Кучеренко, М.Г. Влияние внешнего магнитного поля на скорость взаимной аннигиляции триплетных электронных возбуждений в наноструктурах с бистабильными пространственными состояниями / М.Г. Кучеренко, С.А. Пеньков // Химическая физика и мезоскопия. 2014. -Том 16. - №4. – С. 574-587.

7. Kucherenko, M.G. Positive magnetic field effect on mutual triplet triplet annihilation of mixed molecular pairs: Magnetosens. geterofusion induced by difference of g-factors / M.G. Kucherenko, R.N. Dusembaev // Chem. Phys. Lett. 2010. –V. 487. P. 58-61.

8. Кучеренко, М.Г. Спиновая динамика когерентных триплет-дублетных пар селективно реагирующих молекул во внешнем магнитном поле / М.Г. Кучеренко, С.А. Пеньков // Химическая физика и мезоскопия. - 2015.- Т. 17.- №3.- С. 437-448.

