

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА АННИГИЛЯЦИЮ ТРИПЛЕТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ, МИГРИРУЮЩИХ В СФЕРИЧЕСКИХ НАНОПОРАХ. ОБЪЕМНЫЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ БЛУЖДЕНИЯ

Исследовано влияние внешнего магнитного поля на аннигиляцию триплетных электронных возбуждений органических молекул (антрацен, эритрозин), внедренных в пористые матрицы силохрома. Обнаружен эффект монотонного уменьшения интенсивности аннигиляционной замедленной флуоресценции при изменении индукции поля от 0 до 1 Тл. Предложена математическая модель магниточувствительного процесса аннигиляции в нанопорах, принимающая во внимание особенности блужданий реагентов в малых полостях твердых сорбентов. Установлены существенные различия в откликах системы на внешнее поле в зависимости от геометрии ограничений режима миграции аннигилирующих частиц.

Ключевые слова: магнитное поле, аннигиляция, триплетное состояние, нанопора.

Важным этапом процесса спин-селективной парной аннигиляции диффузионно-подвижных частиц является стадия пространственного расхождения не вступивших в реакцию при первой встрече партнеров, с относительно обособленным блужданием каждого из них до возможного повторного контакта [1-2]. Именно за это время происходит изменение суммарного спинового состояния когерентной пары частиц – до благоприятного для реакции – за счет формирования большей доли необходимого спинового компонента [3-9]. Именно на этой стадии управление спиновой динамикой внешним магнитным полем существенно для выхода продуктов аннигиляции. Повторная встреча реагентов может состояться с разной вероятностью «в зависимости от пространственной размерности системы, эффективности миграции частиц, наличия протяженного потенциального поля, посредством которого происходит дистанционное влияние партнеров по реакции друг на друга, и обеспечивается специфика контактирования, отличная от случая свободных диффузионных встреч [10].

Все эти особенности случайных блужданий и столкновений молекул или квазичастиц-экситонов в квазиоднородных неограниченных системах достаточно подробно исследованы и обсуждены в работах ряда авторов [1-11]. Менее изученной является ситуация, когда электронные возбуждения, участвующие в спин-селективной аннигиляции, созданы в системах с «ограниченной геометрией» (restricted geometry) [12-18]. Такими системами являются пористые матрицы [13-15] и коллоидные растворы [16], неупорядоченные и в различной степени организованные надмолекулярные на-

ноструктуры [17-18]. Дисперсные системы нанометрового масштаба обеспечивают нетривиальные кинетические режимы развивающихся в них процессов, и статистика последовательных контактов молекул-реагентов в таких системах тоже достаточно специфична.

Очевидно, что стенки нанопоры, содержащей пару способных к аннигиляции возбужденных молекул, делают возможную встречу реагентов гораздо более вероятной по сравнению с открытым для блужданий пространством. Важными становятся не только размеры реакционной полости, но и ее форма, наличие потенциального поля поверхности, связность полостей и другие структурные, а в общем случае – и динамические характеристики системы.

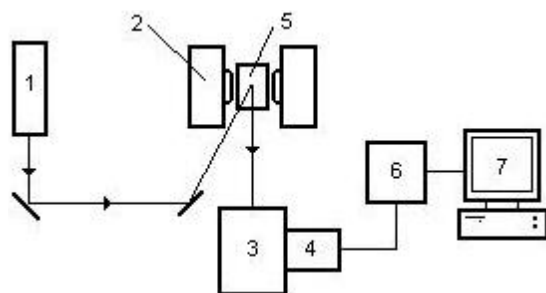
В [10, 11] было показано, что статистика встреч реагентов определяет не только величину эффекта в стационарном магнитном поле, но и форму спектра RYDMR, получаемого при совокупном воздействии на систему постоянного и радиочастотного магнитных полей.

Таким образом, методы магнитолевой модуляции скорости реакций могут быть использованы в качестве инструмента для зондирования особенностей строения наноструктур [19] – опосредованно через анализ специфической картины последовательных столкновений реагентов, формирующей отклик системы на внешнее магнитолевое воздействие.

*Экспериментальная установка
по наблюдению влияния магнитного поля
на T-T аннигиляцию молекулярных
возбуждений*

Исследуемый образец готовился следующим образом: из двух покровных стекол

склеивалась кювета толщиной ~3 мм, в которую засыпался чистый порошкообразный силохром С-80. Затем силохром смачивался раствором антрацена в этиловом спирте с концентрацией 10^{-3} моль/л и кювета сразу помещалась в вакуумируемую ячейку 5. Малая толщина рабочего слоя кюветы обеспечивала достаточно медленное испарение спирта. Откачка воздуха из ячейки 5 производилась пластинчато-роторным масляным насосом ЗНВР-1Д, создававшим разреженную атмосферу в ячейке с давлением ~0,8 кПа. На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки по наблюдению влияния магнитного поля на триплет-триплетную аннигиляцию экситонов и локализованных на молекулах возбужденных электронных состояний. Исследуемый образец (нанопористый силохром С-80 с внедренными молекулами антрацена) подвергался облучению импульсом 3-й гармоники твердотельного лазера LQ-529 на иттрий-алюминиевом гранате, активированном ионами неодима (IAG:Nd^{3+}), с длиной волны 355 нм. Энергия импульса 3-й гармоники продолжительностью 10 нс составляла 80 мДж. За это время происходило электронное возбуждение молекул антрацена, сопровождающееся конверсией в триплетное состояние Т. Спектральная селекция люминесцентного сигнала осуществлялась монохроматором 3. Формирование импульса аннигиляционной замедленной флуоресценции (АЗФ) производилось на длине волны 415 нм максимума интенсивности. Регистрация времяразрешенных сигналов АЗФ осуществлялась с помощью ФЭУ-84 (поз. 4 на рис. 1), электрические импульсы от которого, после произведенного по 32 кривым усреднения, передавались через цифровой осциллограф 6



1 – лазер LQ-5292 – электромагнит 3 – монохроматор МУМ-2 4 – ФЭУ-845 – вакуумируемая ячейка с образцом, 6 – осциллограф GDS-840C, 7 – ПК

Рисунок 1. Схема экспериментальной установки по измерению магнитного эффекта

на персональный компьютер для дальнейшей обработки. Постоянная времени измерительного комплекса не превышала 1 мкс.

Кроме системы «антрацен – силохром» была исследована экспериментально система «эритрозин – антрацен – силохром». Приготовление образцов производилось по уже изложенной методике, однако в данном случае силохром смачивался последовательно спиртовым раствором эритрозина с концентрацией 10^{-3} моль/л, а затем раствором антрацена. Возбуждение такой бинарной системы люминофоров осуществлялось 2-й гармоникой лазера LQ-529 с энергией в импульсе 150 мДж. Было обнаружено влияние магнитного поля на аннигиляцию Т-молекул антрацена, при условии их сенсibilизированного возбуждения посредством передачи энергии от Т-молекул эритрозина.

На рис. 2 представлены экспериментальные кривые магнитного эффекта $\gamma(B)$ – относительного изменения величины бимолекулярной константы K_{ann} скорости аннигиляции возбуждений в поле индукции B по отношению к нулевому полю:

$$\gamma(B) = \frac{K_{ann}(B) - K_{ann}(0)}{K_{ann}(0)}$$

Наблюдаемое на рис. 2 поведение величины $\gamma(B)$ напоминает картину, типичную для растворов, а не для кристаллов. Безусловно, это связано с отсутствием пространственной упорядоченности исследованных систем. Для пары «эритрозин – антрацен» магнитный эффект $\gamma(B)$ имеет меньшую величину (на 1-2%) по сравнению со случаем чистого антрацена. Это согласуется с ранее наблюдававшимися зависимостями $\gamma(B)$ в жидких растворах [12]. Уменьшение магнитного эффекта было объяснено в [12] изменением параметров тонкой структуры молекул эритрозина, вызванным значительным внутримолекулярным спин-орбитальным взаимодействием йодсодержащего красителя.

Статистика повторных контактов в формировании магнитопольной зависимости скорости аннигиляции

Магнитные эффекты спин-селективных молекулярных реакций в наноструктурах имеют определенные отличия от своих континуальных объемных прототипов. Это связано как с кинематическими аспектами процесса, харак-

терными для restricted geometry systems, так и с особенностями механизмов спиновой динамики в нанопорах (в рассмотренной модели предполагался эффективный процесс спин-решеточной релаксации). В данной работе рассмотрено влияние магнитного поля на скорость K_{ann} аннигиляции триплетных (Т) электронных возбуждений, мигрирующих с эффективным коэффициентом диффузии D по молекулам адсорбатов (или совместно с молекулами-носителями) в сферических порах нанометрового радиуса R . В данном разделе мы рассмотрим математическую модель магнитополевой зависимости K_{ann} , использующую представления о латеральных блужданиях возбуждений и их контактном парном реагировании на расстоянии $r_0 < R$. Ниже, в отдельном варианте модели, принимается предположение о возможности внутриобъемных перемещений молекул в полости. Введенные модельные упрощения позволяют рассматривать магниточувствительный процесс Т-Т-аннигиляции не выходя за рамки метода последовательных встреч реагентов, разделяющего спиновую и молекулярную динамику. Магнитозависимая бимолекулярная константа скорости $K_{ann}(B)$ в поле индукции определяется выражением

$$K_{ann}(B) = K_D \left[\frac{1}{9} \alpha + \left(1 - \frac{1}{9} \alpha \right) \alpha \int_0^{\infty} \langle 00 | \rho(B) | 00 \rangle j(t) dt \right], \quad (1)$$

где K_D – константа скорости диффузионных (некоррелированных) встреч Т-возбуждений; α – вероятность аннигиляции в единичном контакте, при условии реализации синглетного спинового состояния Т-Т-пары: $\alpha = U_0 \tau / (1 + U_0 \tau)$, U_0 – вероятность в единицу времени элементарного акта Т-Т-слияния, $\tau = r_0^2 / D = R^2 \sin^2 \theta_0 / D$ – время диффузионного расхождения Т-Т-пары; $\langle 00 | \rho | 00 \rangle$ – элемент спиновой матрицы плотности Т-Т-пары в коллективном синглетном $|00\rangle$ состоянии $|JM\rangle$; $j(t)$ – диффузионный поток на абсолютно поглощающую границу реагирования – «черную» окружность радиуса r_0 .

$$j(t) = -D \frac{1}{R} \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right)_{\theta_0} 2\pi R \sin \theta_0, \quad (2)$$

где $G(\theta, t | \theta', 0)$ – функция Грина уравнения диффузии на сфере. Функция Грина свободной диффузии на сфере:

$$G(\theta, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \cdot P_l(\cos \theta) P_l(\cos \theta_0) \exp \left[-\frac{Dl(l+1)t}{R^2} \right]. \quad (3)$$

Тогда диффузионный поток $j(t)$ для данной модели представляется следующим рядом:

$$j(t) = -\frac{D}{2R^2} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta_0) [\cos \theta_0 P_l(\cos \theta_0) - P_{l+1}(\cos \theta_0)] \times \\ \times (l+1)(2l+1) \exp \left[-\frac{Dl(l+1)t}{R^2} \right] \quad (4)$$

Статистика повторных контактов аннигилирующих возбуждений в модели (2)-(4) учитывает старт мигрирующей частицы из области первого столкновения (не приведшего к реакции), латеральную диффузию по сфере и возврат к моменту времени t на «окружность реакции» r_0 . Результаты расчета величины $\gamma(B)$ по вышеприведенной модели не представлены здесь в явном виде. Однако качественно графики зависимостей $\gamma(B)$ имеют вид, схожий с кривыми рис. 4 и рис. 6.

Главной особенностью рассматриваемых здесь моделей является зависимость наблюдаемых величин от радиуса нанополости. Кроме того, наличие геометрических ограничений на диффузионное разбегание частиц когерентной

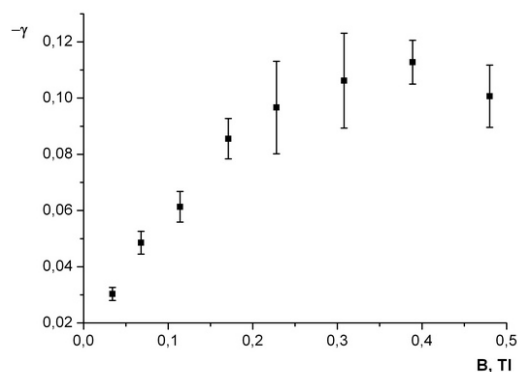


Рисунок 2а. Экспериментальный эффект магнитного поля для системы «антрацен в силохроме»

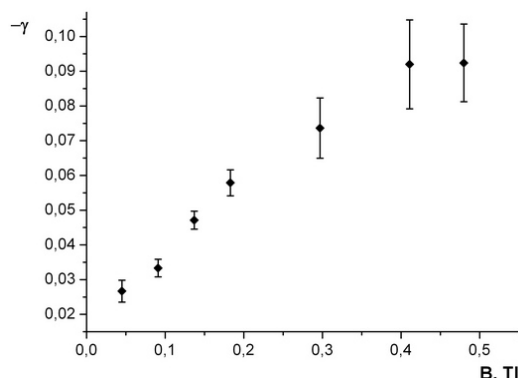


Рисунок 2б. Экспериментальный эффект магнитного поля для системы «эритрозин-антрацен в силохроме». Регистрация свечения производилась в полосе люминесценции красителя

пары приводит к специфическим зависимостям наблюдаемых величин от коэффициента диффузии частиц.

Дистанционная аннигиляция латерально-мобильных электронных возбуждений

В качестве альтернативного подхода может быть предложена математическая модель магнитопольной зависимости K_{ann} , использующая представления о латеральных блужданиях возбуждений и их квазиконтактном дистанционном парном реагировании на расстоянии $r_0 < r < R_1$ – в пределах участка кругового пояса с углом раствора $\theta_1 - \theta_0$ (рис. 3а). В рамках этой модели неселективная по спину скорость $\chi(t)$ дистанционной аннигиляции в круговом

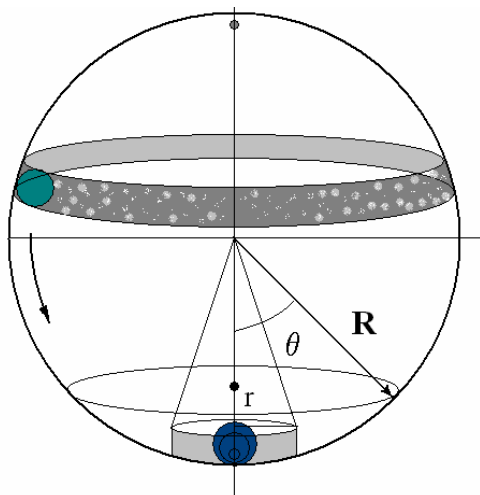


Рисунок 3а. Латеральное перемещение мобильной квазичастицы к центру аннигиляции на поверхности нанопористости

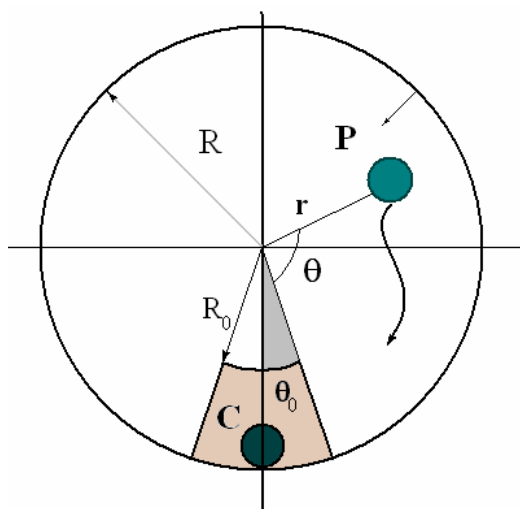


Рисунок 3б. Перемещение возбужденной молекулы в зону аннигиляции посредством 3d-блужданий в нанопористости

$R_1 - r_0$ -поясе реагирования триплетов определяется следующим интегралом

$$\chi(t) = \int U(\Omega)G(\Omega, t | \Omega', t')R^2 \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (5)$$

На основе рассмотрения точного выражения для дистанционно зависящей скорости $U(\vartheta, r)$ анизотропного обменного взаимодействия может быть произведена оценка точности контактного приближения для реагирующих частиц, использованного в предыдущем разделе. В качестве дистанционно зависящей скорости $U(\vartheta, r)$ анизотропной обменной аннигиляции триплетных молекул рассмотрено аналитическое выражение, полученное в [12], которое для случая радиально выстроенных молекул адсорбатов принимает вид

$$U(\theta | R) = U_0 \left[S_\pi \cos^2 \theta + S_\sigma \sin^2 \theta \right] \cdot \exp[-4(\sin \theta - \sin \theta_0)R/L], \quad (6)$$

где $S_{\pi(\sigma)}$ – интегралы перекрытия активных 2π атомных орбиталей взаимодействующих молекул.

На рис. 4 представлены расчетные кривые эффекта магнитного поля. При расчете по данной модели использовались следующие параметры $D=10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$, $U_0=10^{11} \text{ с}^{-1}$, $R=10 \text{ нм}$, $\alpha = U_0\tau/(1+U_0\tau)=0.5$, $\theta_0 = \pi$, $L=0,5 \text{ нм}$. Интегралы перекрытия отвечали отношению $S_\pi/S_\sigma \sim -1$.

Было установлено, что в порах большого радиуса ($R/L \gg 1$) с $R > 10 \text{ нм}$ использование контактного приближения обеспечивает приемлемую точность.

Дистанционная аннигиляция пространственно-мобильных электронных возбуждений в нанопорах

Для сферической системы координат и аксиально-симметричного случая (рис 1б) получаем уравнение для функции Грина $G(r, \theta, t)$

$$\frac{\partial}{\partial t} G(r, \theta, t) = D \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) G(r, \theta, t), \quad (7)$$

с условием расположения стартовой точки блуждания на «южном полюсе»

$$G(r, \theta; t | R, 0; 0) = \frac{1}{4\pi R^2} \delta(r - R) \delta(\cos \theta - 1)$$

и граничным условием отражения от твердой стенки (поверхности полости)

$$\left[\frac{\partial G}{\partial r} \right]_{r=R} = 0. \quad (8)$$

В уравнении (7) реакционный – аннигиляционный член отсутствует. Это отвечает нулевому – кинематическому приближению. Решение для $G(r, \theta; t | R, 0; 0)$ представляется в виде двойного ряда

$$G(r, \theta; t | R, 0; 0) = \sum_{k,l=0}^{\infty} A_{k,l} \exp\left[-\frac{D}{R^2} \lambda_k^{(l)2} t\right] \frac{1}{\sqrt{r}} J_{l+1/2}\left(\lambda_k^{(l)} \frac{r}{R}\right) P_l(\cos\theta). \quad (9)$$

Здесь $J_{l+1/2}(\lambda_k^{(l)} r/R)$ – функция Бесселя, а собственные числа $\lambda_k^{(l)}$ представляют собой положительные корни уравнения

$$\lambda_k^{(l)} J'_{l+1/2}(\lambda_k^{(l)}) - \frac{1}{2} J_{l+1/2}(\lambda_k^{(l)}) = 0. \quad (10)$$

С учетом начального условия для коэффициентов можем записать

$$A_{k,l} = \frac{2l+1}{4\pi R^{5/2} [1 - l(l+1)/\lambda_1^{(l)2}] J_{l+1/2}(\lambda_1^{(l)})}.$$

Окончательно для функции Грина получаем

$$G(r, \theta; t | R, 0; 0) = \frac{1}{4\pi R^{5/2} \sqrt{r}} \sum_{k,l=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{D}{R^2} \lambda_k^{(l)2} t\right] \cdot \frac{(2l+1) J_{l+1/2}(\lambda_k^{(l)} r/R)}{[1 - l(l+1)/\lambda_1^{(l)2}] J_{l+1/2}(\lambda_1^{(l)})} P_l(\cos\theta). \quad (11)$$

Для дальнейшего построения модели процесса будем полагать, что реакция аннигиляции возбуждений возможна лишь в приповерхностном слое толщиной $R - R_0$, вблизи центра локализации C ($\theta \leq \theta_0$).

Магнитозависимая бимолекулярная константа скорости $K_{ann}(B)$ в поле индукции B определяется выражением, аналогичным (1)

$$K_{ann}(B) = K_D \left[\frac{1}{9} \alpha + \left(1 - \frac{1}{9} \alpha\right) \alpha \int_0^{\infty} \langle 00 | \rho(B) | 00 \rangle \chi(t) dt \right] \quad (12)$$

Однако, в отличие от (1), $\chi(t)$ – неселективная по спину скорость дистанционной аннигиляции в круговом $R - R_0$ - поясе реагирования триплетов

$$\chi(t) = 2\pi \int_{R-R_0}^R r^2 dr \int_0^{\theta_0} U_0 G(r, \theta; t | R, 0; 0) \sin\theta d\theta. \quad (13)$$

где $G(r, \theta; t | R, 0; 0)$ – функция Грина (11) трехмерного уравнения диффузии в сферической полости. Расчетные кривые эффекта магнитного поля представлены на рис. 5. Сравнение рис. 4 и 5 показывает, что полевые зависимости $\gamma(B)$ существенно отличаются для режимов приповерхностных и объемных блужданий возбуж-

денных молекул. Различаются и абсолютные величины магнитных эффектов в пределе насыщения – при больших значениях индукции B . Это подтверждает сформулированную в начале статьи гипотезу о чувствительности эффекта поля к динамике «сближений-расхождений» аннигилирующих частиц.

Проведенный сравнительный анализ по отношению к случаю объемной внутрислойной миграции квазичастиц с учетом их взаимодействия с граничными стенками позволяет утверждать, что блуждания возбуждений (в виде Т-экситонов) по глобуляризованным полимерным цепям, заполняющим пору, будут формировать специфические режимы отклика ТТА на внешнее магнитополевое воздействие.

На рис. 6 и 7 представлены полевые зависимости $\gamma(B)$ для различных значений коэф-

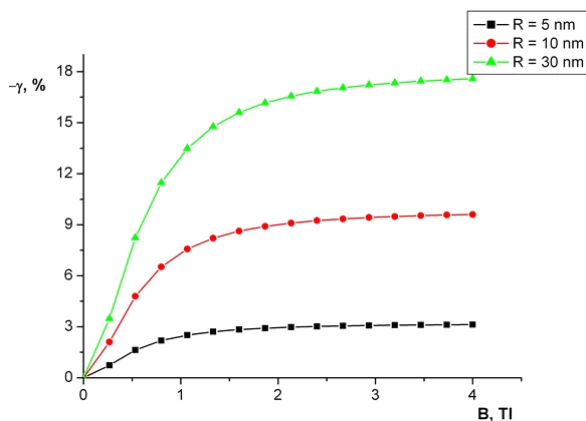


Рисунок 4. Зависимость величины магнитной модуляции скорости ТТА от индукции B внешнего поля для пор различного радиуса R . Режим латеральной подвижности

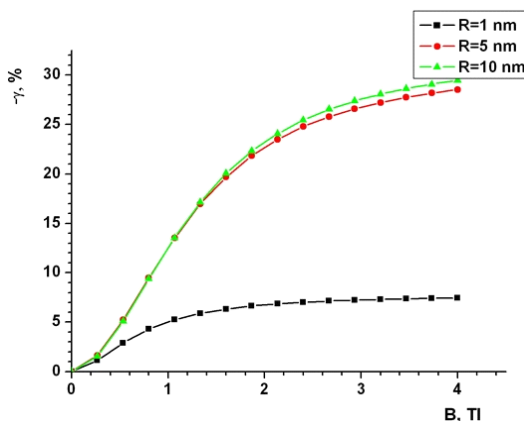


Рисунок 5. Зависимость величины магнитной модуляции скорости ТТА от индукции B внешнего поля для пор различного радиуса R . Режим объемной диффузии

фициентов диффузии возбуждений в сферических порах одинакового радиуса, но с отличающимися по размерности режимами блужданий частиц-реагентов. При ограниченной подвижности (2d-миграция, рис. 6) изменения коэффициента диффузии молекул вызывают заметные качественные изменения зависимостей $\gamma(B)$.

При более свободных перемещениях частиц (3d-миграция, рис. 7) изменения в зависимостях $\gamma(B)$ хотя и ощутимы при вариации параметра D , но не приводят к качественной перестройке этих зависимостей.

Спиновая релаксация в когерентных Т-Т-парах

Для времязависящей населенности восполняемого за время до повторной встречи реагентов

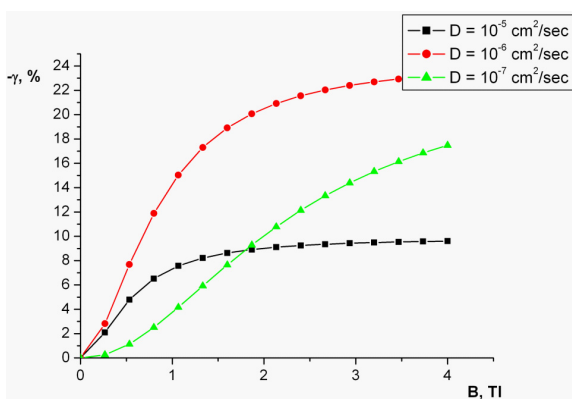


Рисунок 6. Зависимость величины модуляции скорости ТТА от индукции B внешнего магнитного поля для различных значений коэффициента диффузии возбуждений в сферических порах радиуса $R = 10$ нм. Режим приповерхностной латеральной подвижности частиц

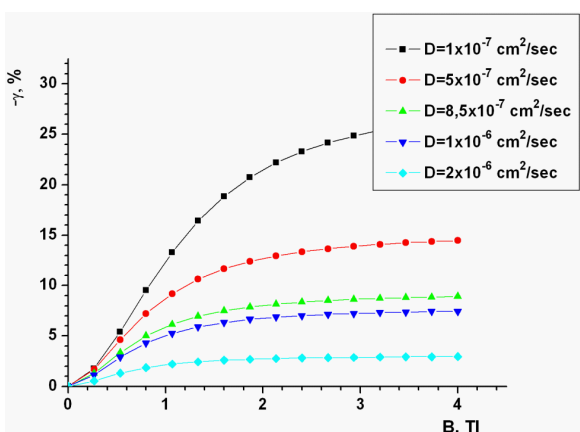


Рисунок 7. Зависимость величины модуляции скорости ТТА от индукции B внешнего магнитного поля для различных значений коэффициента диффузии возбуждений в сферических порах радиуса $R = 5$ нм. Режим пространственных блужданий частиц в полости

тов синглетного спинового состояния Т-Т-пары используем выражение, полученное Аткинсом и Эвансом в [9] для триплетных молекул, свободно вращающихся в маловязком жидком растворе

$$\rho \langle 00 | \rho(t) | 00 \rangle = 1 - (\alpha / 9) [1 + \exp(-6 R_{1100} t) + 2 \exp(2 R_{11-1-1} t) + \exp(-2(R_{1010} + 2 R_{11-1-1}) t) + 4 \exp(2 R_{1010} t) \text{ch}(2 R_{100-1} t)]$$

В данном выражении $R_{m_1 m_2 m'_1 m'_2}$ – элементы релаксационной матрицы Редфильда, зависящие от индукции внешнего магнитного поля и параметров тонкой структуры молекул

$$R_{1100} = \frac{2}{15} k(\omega);$$

$$R_{11-1-1} = \frac{4}{15} k(2\omega);$$

$$R_{1010} = -\frac{1}{5} \{k(0) + k(\omega) + \frac{2}{3} k(2\omega)\};$$

$$R_{100-1} = -\frac{2}{15} k(\omega);$$

$$R_{1-11-1} = -\frac{2}{15} \{k(\omega) + 2k(2\omega)\};$$

$$k(\omega) = \frac{(D^2 + 3E^2)\tau_2}{1 + \omega^2 \tau_2^2}.$$

Здесь τ_2 – время вращательной корреляции; $D \sim 0,1$ и $E \sim 0,1D$ – параметры расщепления в нулевом поле; $\omega = \beta B / \hbar$ – зеемановская частота; β – магнетон Бора. В расчетах принималось $\tau_2 = 10^{-10}$ с.

Для определения спиновой матрицы плотности ρ_{mm} авторами [9] использовалось релаксационное уравнение Редфильда для матрицы плотности σ_{mm} отдельного диффузионно-перемещающегося и вращающегося Т-возбуждения [20]. В случае латеральной диффузии на сфере предположение о свободном вращении адсорбированной молекулы кажется малопримемым. Однако, в данной работе мы не будем использовать более реалистичную модель спиновой релаксации, обусловленной затрудненными стохастическими поворотами частицы в пределах небольшого телесного угла. Можно предположить, например, что основным механизмом такой релаксации является модуляция тензора внутритриплетного спин-спинового взаимодействия случайными блужданиями Т-возбуждения по участку поверхности полости с большой кривизной. Однако информации о такого вида подвижности адсорбатов явно недостаточно для формирования новых модельных построений [21]. По этой причине будем счи-

тять, что результаты релаксационной модели Аткинса-Эванса остаются справедливыми, в общих чертах, и они могут быть изменены несущественным образом путем введения некоторого корректирующего множителя. Таким образом, специфика наноструктурной организации системы в нашей модели учитывается исключительно на кинематической стадии – во время латеральных блужданий реагентов когерентной пары до их повторной встречи. Зат-

рудненный характер вращений молекул-адсорбатов может привести к тому, что на смену механизму спиновой релаксации может прийти механизм регулярной спиновой динамики триплета, происходящей под действием «нешумящего» внутримолекулярного спин-спинового взаимодействия H_{SS} . Мы отложим этот вопрос, однако, до нашей следующей публикации, поскольку он требует отдельного детального рассмотрения.

Список использованной литературы:

1. Зельдович Я.Б., Бучаченко А.Л., Франкевич Е.Л. Магнитно-спиновые эффекты в химии и молекулярной физике // Успехи физ. наук. 1988. Т. 155, №1. С. 3–45.
2. Бучаченко А.Л., Сагдеев Р.З., Салихов К.М. Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. Новосибирск: Наука, 1978. 296 с.
3. Johnson R.C., Merrifield R.E., Avakian P., Flippen R.B. Effects of magnetic fields on the mutual annihilation of triplet excitons in molecular crystals // Phys. Rev. Lett. 1967. – V.19. – №2. – P. 285–287.
4. Merrifield R.E. Theory of magnetic field effects on the mutual annihilation of triplet excitons // J. Chem. Phys. 1968. – V.48. – №9. – P. 4318–4319.
5. Merrifield R.E. Magnetic effects on triplet exciton interactions // Pure and Appl. Chem. 1971, V.27, N3, P. 481–498.
6. Johnson R.C., Merrifield R.E. Effects of magnetic fields on the mutual annihilation of triplet excitons in anthracene crystals // Phys. Rev. B. 1970. – V.1. – N2. – P. 896–902.
7. Suna A. Kinematics of exciton – exciton annihilation in molecular crystals // Phys. Rev. B. 1970. – V.1. – N4. – P. 1716–1739.
8. Faillner L.R., Bard A.J. Magnetic field effects on anthracene triplet–triplet annihilation in fluid solutions // J. Amer. Chem. Soc. 1969. – V.91. – N23. – P. 6495–6497.
9. Atkins P.W., Evans G. T. Magnetic field effects on chemiluminescent fluid solutions. – Molecular Physics. – 1975. – Vol. 29. – №3. P. 921–935.
10. Кубарев С.И., Шустов А.С. Влияние магнитного поля на элементарные процессы в конденсированной фазе // Теоретические проблемы химической физики. М.: Наука, 1982. С. 198–220. Сакун В.П., Шушин А.И. Форма линии RYDMR в молекулярных кристаллах в модели прыжковой миграции экситонов // Хим. физика. – 1983. – Т. 4. – №9. – С. 1155–1166
11. Лесин В.И., Николаев Е.Н., Сакун В.П. Регистрация контактных пар триплетных экситонов в кристаллах антрацен – пиромеллитовый N,N'-диметилдидимид по зависимости интенсивности замедленной флуоресценции от напряженности постоянного магнитного поля // Хим. физика. 1985. – Т.4. – №2. – С. 201–208.
12. Кучеренко М.Г. Кинетика нелинейных фотопроцессов в конденсированных молекулярных системах. – Оренбург: ОГУ. 1997. – 384 с.
13. Kucherenko M.G. Nanostructures morphology analyzed by means of spin-selective exciton annihilation kinetics // The Second Russian-Japanese seminar «Molecular and Magnetoscience». Orenburg: OSU, 2007. – P. 21.
14. Kucherenko M.G., Dusembaev R.N. Spin-selective annihilation of mobile triplet electronic excitations in solid sorbent spherical nanopore // Abstracts of The 5th Nano Bio Info Chemistry Symposium and Third Japanese–Russian Seminar «Molecular and Magneto Science» SMBM–2008. Hiroshima. 2008.
15. Кучеренко М.Г., Сидоров А.В. Кинетика статической аннигиляции квазичастиц в полидисперсной наноструктуре // Вестник Оренбургск. гос. ун–та. 2003. – №2(12). – С. 51–57.
16. Кучеренко М.Г., Степанов В.Н. Экситонные процессы в полимерных цепях. – Оренбург: ОГУ, 2005. – 160 с.
17. Кучеренко М.Г., Степанов В.Н. Влияние магнитного поля на аннигиляцию триплетных экситонов в полимерных цепях. Тез. докл. Третьей междунаро. научной конфер. «Фундаментальные проблемы физики». – Казань: КГУ, 2005. – С. 149.
18. Onipko A., Zozulenko I.V. Journal of luminescence. – Kinetics of incoherent exciton annihilation in nonideal one–dimensional structures. – 1989. – №43. P. 173–184.
19. Кучеренко М.Г. Определение морфогенных мезоструктурных характеристик поверхностей твердых тел и их композиций с некоторыми классами сурфактантов // Матер. V Междунаро. научной конфер. «Прочность и разрушение материалов и конструкций». Оренбург: ИПК ГОУ ОГУ, 2008. Т. 2. С. 149–156.
20. Atkins P. W., Evans G. T. Electron spin polarization in rotating triplet. – Molecular Physics. – 1973. – Vol. 27, №9. P. 1035–1047.
21. Сакун В.П., Шушин А.И. Влияние спиновой релаксации триплетов на форму линии RYDMR их аннигиляции // Хим. физика. 1985. Т. 4, №3. – С. 348–355.

Работа выполнена благодаря поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №08-02-99035-р_офи), а также Министерства образования и науки России (задание Рособразования №1.3.06).

Kucherenko M.G., Dycembaev R.N., Izmodenova S.V. MAGNETIC FIELD EFFECT ON ANNIHILATION OF TRIPLET ELECTRONIC EXCITATION, MIGRATING IN SPHERIC NANOPORES. VOLUME AND SURFACE WANDERING

The article studies the effect of external magnetic field on annihilation of triplet electronic excitation of organic molecules (anthracene, erythrosin), introduced into porous matrixes of silochrome. They have discovered the effect of monotone decrease of intensity of annihilation slowed fluorescence after changing induction of the field from 0 to 1 tesla. They offer a mathematic model of magnetosensitive process of annihilation inside of nanopores, taking into account specific features of wandering of reagents in small cavities of solid sorbents. They also detect essential distinctions in system response to external field effect depending on geometrical limitations of migration regime of annihilating particles.

Key words: magnetic field, annihilation, triplet state, nanopore

Информация об авторах:

Кучеренко М.Г., директор Центра лазерной и информационной биофизики, зав. кафедрой радиофизики и электроники ГОУ ВПО «Оренбургский государственный университет», доктор физико-математических наук, профессор,
460018, г. Оренбург, пр-т Победы, 13, тел. (3532) 372457, e-mail: rphys@mail.osu.ru

Дюсембаев Р.Н., аспирант кафедры радиофизики и электроники педагогики ГОУ ВПО «Оренбургский государственный университет»,
460018, г. Оренбург, пр-т Победы, 13, тел.: (3532) 372457

Измоленова С.В., аспирант кафедры радиофизики и электроники педагогики ГОУ ВПО «Оренбургский государственный университет», 460018, г. Оренбург, пр-т Победы, 13, тел.: (3532) 372457