

ГЕНЕРАЦИЯ И АННИГИЛЯЦИЯ ТРИПЛЕТНЫХ ЭКСИТОНОВ В ПОЛИМЕРНЫХ ЦЕПЯХ ПРИ СТУПЕНЧАТОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СЕНСИБИЛИЗАТОРОВ

Обсуждаются эксперименты по двуступенчатой лазерной активации окрашенных полимерных систем, для которых выполняются условия двухквантового резонанса. Показано, что быстрая релаксация населенностей триплетных уровней сенсibiliзирующих центров может быть связана с генерацией одномерных триплетных (Т) экситонов в полимерных цепях матрицы. Произведено сравнение кинетики фосфоресценции Т-центров и аннигиляционной замедленной флуоресценции (АЗФ), обусловленной слиянием Т-возбуждения донора с триплетным экситоном, с расчетными кинетическими кривыми, полученными на основе теоретической модели процессов. Анализируются другие известные модели аннигиляции экситонов в квазиодномерных системах.

В конденсированных средах, содержащих фотоактивные молекулы, то есть центры поглощения квантов света, возможна безызлучательная передача энергии электронного возбуждения от активированных молекул к акцептирующим, при участии коллективных возбужденных состояний среды [1-3]. В первую очередь это относится к кристаллоподобным системам, для которых степень делокализации и когерентные свойства экситонов наиболее высоки [4-5]. Однако и в системах с частичной потерей пространственной регулярности, локализованные электронные возбуждения мигрируют подобно броуновским частицам, осуществляя транспорт энергии в области, достаточно удаленные от фотопоглощающих центров.

При изучении особенностей переноса энергии от молекул-доноров к молекулам матрицы это обстоятельство часто игнорировалось [6-7]. В экспериментах [6-8] была зарегистрирована необратимая передача возбуждения от сенсibiliзатора на акцептирующие моды среды без определения дальнейших этапов трансформации энергии в таких системах. Неявно принималось допущение о быстрой релаксации акцептирующих компонентов, которая и делала невозможным возврат возбуждения на донорный центр.

Чаще всего в проведенных экспериментах активация системы осуществлялась последовательным воздействием на нее двумя световыми квантами различной величины (частоты) [9-14]. Это давало возможность отчетливо идентифицировать стадии фотопревращений и анализировать кинетику процессов. Так на рис. 1-3 показаны типичные

кинетические кривые сигналов замедленной флуоресценции и фосфоресценции эритрозина, в пленках карбоксиметилцеллюлозы (КМЦ), поливинилового спирта и полиметилметакрилата (ПММА). Резкий «провал» на кривых рис. 1 – 3 соответствует моменту воздействия на систему высокоамплитудным лазерным импульсом в полосе триплет-триплетного поглощения красителя.

В работах [9-10] исследованы синглет-триплетные переходы в ступенчато активированных донорных центрах и показано, что они имеют место независимо от электронной энергетической структуры матрицы. Лазериндуцированные изменения сигналов люминесценции на рис. 2 относятся именно к такому случаю. Совместного действия двух лазерных пучков с $\lambda_1 = 532$ и $\lambda_2 = 610$ нм недостаточно для заселения триплетных уровней матрицы поливинилового спирта и поливинилбутираля, которые не содержат ароматических или иных низкоэнергетических фрагментов. Однако в тех случаях, когда суммарная энергия двух квантов иницирующего излучения сравнивается или превышает энергию нижнего Т-уровня матрицы (КМЦ и ПММА), «провал» на экспериментальной кривой фотосигнала становится выраженным особенно ярко, излом сглаживается, а уменьшение амплитуды сигнала замедленной флуоресценции и фосфоресценции (или Т-Т-поглощения) достигает 90% – как в матрицах карбоксиметилцеллюлозы (рис. 1) или полиметилметакрилата (рис. 3).

Вывод о безызлучательном межмолекулярном переносе энергии электронного возбуждения в таких – резонансных – системах

был настолько очевиден, что был отмечен всеми авторами работ [6-14] и не подвергался критическому анализу все эти годы, прошедшие со времени первых экспериментов. В то же время следует заметить, что быстрая дезактивация акцепторов в подавляющем числе случаев не является доказанным фактом, и более того, вызывает обоснованные сомнения в силу того обстоятельства, что заселяемый при переносе уровень энергии матрицы является первым возбужденным уровнем, да к тому же еще и метастабильным (триплетным). По этой причине вопрос о *необратимом переносе* возбуждения на триплетные уровни основы является открытым и требует рассмотрения альтернативных механизмов трансформации электронной энергии, которые могли бы обеспечить экспериментально наблюдаемую однонаправленность переноса и высокую его эффективность в резонансных полимерных системах.

Таким механизмом, на наш взгляд вполне может являться быстрый экситонный транспорт, обеспечивающий делокализацию возбуждения и практически необратимый режим переноса [15-18]. В таком случае термализация возбужденных состояний (деградация энергии электронного возбуждения – по терминологии авторов [19]) происходит вдали от центра-сенситизатора. Это обстоятельство позволяет, в принципе, осуществить идентификацию механизма на основе анализа термостимулированной замедленной флуоресценции (ТЗФ) доноров. Так в работах [11, 13] добавочный рост интенсивности ТЗФ связывался с ростом локальной температуры в ближней зоне активированных центров.

Таким образом, синхронное получение нескольких сигналов качественно различной природы, причем по параллельным и независимым каналам существенно упрощает анализ и идентификацию механизмов трансформации энергии электронного возбуждения.

При реализации экситонного механизма ход кинетических кривых *после вторичной активации* отражает либо процесс опустошения пространственной активационной зоны (рис. 1), либо миграционный «поиск» Т-экситоном избежавшего дезактивации Т-центра – для слияния возбуждений и высвечи-

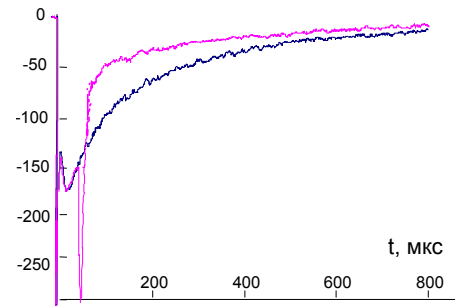


Рисунок 1. Осциллограмма лазероиндуцированных изменений кинетики релаксации триплетных состояний молекул эритрозина в пленке карбоксиметилцеллюлозы. Темная линия – сигнал замедленной флуоресценции красителя, индуцированной излучением второй гармоники неодимового лазера с плотностью мощности 3 МВт/см^2 (энергия импульса – 3 мДж), при длительности импульса 100 нс . Более светлая линия – тот же сигнал после воздействия на систему импульсом лазера на красителях $\lambda_2 = 610 \text{ нм}$, с плотностью мощности 20 МВт/см^2 при длительности импульса 10 нс . Энергия импульса – 7 мДж

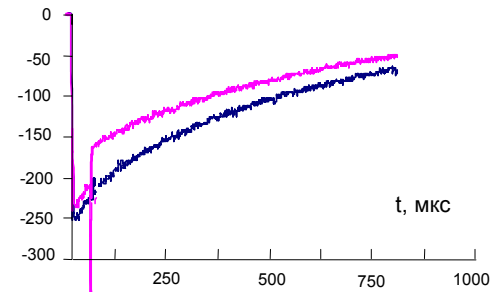


Рисунок 2. Осциллограмма лазероиндуцированных изменений кинетики релаксации триплетных состояний молекул эритрозина в пленке поливинилового спирта. Темная линия – сигнал замедленной флуоресценции красителя, индуцированной излучением второй гармоники неодимового лазера с плотностью мощности 3 МВт/см^2 (энергия импульса – 3 мДж), при длительности импульса 100 нс . Более светлая линия – тот же сигнал после воздействия на систему импульсом лазера на красителях $\lambda_2 = 610 \text{ нм}$, с плотностью мощности 20 МВт/см^2 при длительности импульса 10 нс . Энергия импульса – 7 мДж

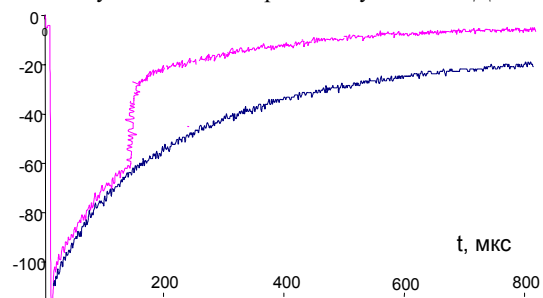


Рисунок 3. Осциллограммы сигналов фосфоресценции эритрозина в пленке ПММА при одноквантовом ($\lambda_1 = 532 \text{ нм}$, темная линия) и ступенчатом двухквантовом возбуждении ($\lambda_1 = 532 \text{ нм}$ и $\lambda_2 = 610 \text{ нм}$, более светлая линия) молекул красителя через нижнее триплетное состояние. Повторная активация – лазер на красителях, $\lambda_2 = 610 \text{ нм}$ (плотность мощности 20 МВт/см^2 , длительность импульса 10 нс , энергия импульса – 3 мДж .)

вания кванта АЗФ в полосе флуоресценции донора. При этом диффузионный отток экситонов из стартовой позиции происходит по одномерной транспортной магистрали, каковой является полимерная цепь. Если частота перескоков возбуждений между пространственно соседствующими, но не сопряженными участками цепей соизмерима со скоростью их миграции по связанным мономерным звеньям, тогда «кинетика обеднения» может носить квазидвумерный характер или даже иметь промежуточный тип (нецелочисленная размерность) [20].

Кинетика опустошения 1d экситонов и возбуждений-на-фракталах

Вероятность $Pr(L, t)$ обнаружения мигрирующего 1d экситона в пределах отрезка длины L спустя время t после момента его нахождения там определяется асимптотической формулой $Pr(L, t) \cong L(4\pi Dt)^{-1/2}$. Аналогичного вида асимптотика следует и из точного выражения для кинетики аннигиляции 1d экситонов, полученного Лушниковым [21]. Средняя линейная плотность $n(t)$ аннигилирующих квазичастиц имеет вид

$$n(t) = \exp[-4Dt]I_0(4Dt), \quad (1)$$

где $I_0(t)$ – функция Бесселя мнимого аргумента. Такого же рода кинетическая зависимость формируется и в процессе одномерного блуждания подвижной квазичастицы до ее захвата ловушкой для затухающей вероятности обнаружения возбуждения на стартовом узле [22].

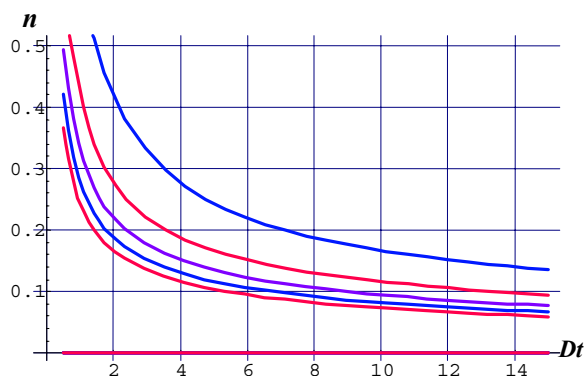


Рисунок 4. Кинетика распада экситонов при их бинарной аннигиляции в одномерной системе (формула (1) модели Лушникова) для различных значений коэффициента D диффузии экситонов, изменяющегосяратно от 1 до 5 (кривые сверху вниз).

Асимптотическое поведение вероятности выживания экситонов определяется кинетикой их истечения из областей свободных от других частиц – партнеров по аннигиляции

$$n(t) = \exp[-4Dt]I_0(4Dt) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} (8\pi Dt)^{-1/2} \quad (2)$$

Допуская дистанционно-экситонную передачу возбуждения между несопряженными, но дистанционно близкими звеньями цепи можно использовать другие выражения, определяющие кинетику истечения в системе с эффективной пространственной размерностью d_f . Если множество доступных точек конденсированных макроцепей образует фракталоподобную область и размерность такого фрактала есть d_f , вместо кинетики $Pr(L, t) \cong L(4\pi Dt)^{-1/2}$ можем записать иную временную зависимость – степенного вида, содержащую в показателе степени спектральную размерность d_s фрактала [20].

Условная плотность $P(r, r_0 | t)$ вероятности обнаружения блуждающей по фракталу частицы удовлетворяет уравнению [20]

$$\frac{\partial}{\partial t} P(r, 0 | t) = K_0 \frac{1}{r^{d_f-1}} \frac{\partial}{\partial r} r^{d_f-1-\theta} \frac{\partial}{\partial r} P(r, 0 | t), \quad (3)$$

в котором коэффициент диффузии K_0 является скаляром, то есть блуждания изотропны. Решение уравнения (3) имеет вид [20]

$$P(r, 0 | t) = \frac{d_\omega}{\Gamma(d_s/2)} (K_0 d_\omega^2 t)^{-d_s/2} \exp\left[-\frac{r^{d_\omega}}{K_0 d_\omega^2 t}\right], \quad (4)$$

где $d_\omega = 2 + \theta$ – размерность траектории случайного блуждания, $\Gamma(a)$ – гамма-функция. Показатель аномальной диффузии θ связан со спектральной размерностью фрактала d_s соотношением: $d_s = 2d_f / (2 + \theta)$. Из (4) сразу получаем выражение для кинетики «утечки» частицы с места начальной локализации

$$P(0, 0 | t) = \frac{d_\omega}{\Gamma(d_s/2)} (K_0 d_\omega^2 t)^{-d_s/2}. \quad (5)$$

Об асимптотическом кинетическом законе $P(t) \sim t^{-d_s/2}$, справедливом при $d_s < 2$, сообщалось в ряде работ, включая и [23]. Он может быть получен из простых наглядных соображений, если учесть, что средний квадрат смещения за время t частицы, совершающей броуновское блуждание по фракталу имеет вид [24]

$$\langle r^2(t) \rangle = \frac{\Gamma(d_f + 2/d_\omega)}{\Gamma(d_s/2)} (K_0 d_\omega^2 t)^{2/d_\omega}.$$

Средняя «площадь» $\langle S(t) \rangle$ фрактальной области, «исследованной» блуждающей частицей удовлетворяет соотношению

$$\langle S(t) \rangle \sim (\sqrt{\langle r^2(t) \rangle})^{d_f} \sim (K_0 d_0^2 t)^{d_f/d_0}.$$

Если предположить, что обнаружение частицы во всех точках этой области имеет одинаковую вероятность, то средняя плотность вероятности $P(t) = 1/\langle S(t) \rangle$, в том числе и для стартовой точки $P(0,0|t) = 1/\langle S(t) \rangle$. Тогда

$$P(0,0|t) \sim (K_0 d_0^2 t)^{-d_s/2},$$

что совпадает с выражением (5). Таким образом, показатель α степенной зависимости наблюдаемого затухания сигнала после активации системы повторным лазерным импульсом может свидетельствовать об образовании фрактального множества точек локализации для мигрирующего в полимере экситона, либо (при $\alpha = -1/2$) указывать на одномерный транспорт квазичастиц по остову макроцепи.

Сигналы замедленной флуоресценции, вызванной кросс-аннигиляцией 1d Т-экситонов с Т-центрами сенсibilизаторов

Будем рассматривать кросс-аннигиляцию 1d Т-экситонов с Т-центрами сенсibilизаторов как наиболее вероятную причину появления замедленной флуоресценции двукратно активированных окрашенных полимеров. Аннигиляцию Т-экситонов друг с другом необходимо учитывать лишь при достаточно высоких уровнях накачки как первым, так и вторым импульсами. При малых интенсивностях возбуждающего света на второй стадии активации аннигиляционный акт возможен, если молекулы сенсibilизатора на границах отрезка макроцепи одновременно могут находиться в Т-состоянии, то есть накачка первым импульсом высокоэффективна и квантовый выход в Т-состояние не мал. Тогда после импульса второй стадии активации один из Т-центров трансформируется в Т-экситон и блуждает по отрезку цепи до тех пор, пока не достигнет одного из двух его концов. При возврате к стартовому положению он поглощается невозбужденной молекулой-сенсibilизатором, а по достижению конца отрезка с Т-центром на границе – аннигилирует, то есть ис-

чезает – как и в первом варианте, но может активировать Т-центр до высоковозбужденного электронного состояния с отличающимися радиационными характеристиками, либо породить S-экситон цепи. В любом из этих случаев населенность Т-центров изменится не по закону «опустошения зон локализации», рассмотренному в предыдущем разделе, а по иному кинетическому режиму [25], в нашем случае включающему в себя рассмотренные выше акты кросс-аннигиляции.

Граничные условия для плотности $P(x, \xi | t)$ вероятности обнаружения экситона блуждающего на отрезке цепи сводятся к учету поглощения его на концах любого из отрезков. Однако в случае кросс-аннигиляции, сопровождающейся экситонной или сенсibilизированной замедленной флуоресценцией необходимо рассчитать диффузионный поток $J(t|l)$ Т-экситонов на Т-центры. Этот поток направлен к Т-центру на одном – дальнем конце отрезка. В результате для удельной скорости кросс-аннигиляции $K(t|l) \equiv J(t|l)$, кинетики населенности $n_1(t)$ Т-центров и парциальной интенсивности $I_{DF}(t|l)$ сигнала кросс-аннигиляционной ЗФ на отрезке цепи длиной l получаем

$$K(t|l) = -D \left(\frac{\partial P(x|t)}{\partial x} \right)_{x=l}, \quad (6)$$

$$n_1(t) = n_0 \exp \left(-\frac{t}{\tau_T} - \int_0^t K(\tau|l) d\tau \right), \quad (7)$$

$$I_{DF}(t|l) = K(t|l) n_0 \exp \left(-\frac{t}{\tau_T} - \int_0^t K(\tau|l) d\tau \right). \quad (8)$$

Решение диффузионного уравнения для плотности $P(x, \xi | t)$ на отрезке с нулевыми граничными условиями дает следующий результат

$$P(x|t) = \frac{4}{\pi l} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)} \sin \left[\frac{(2n+1)\pi x}{l} \right] \cdot \exp \left[-\frac{D(2n+1)^2 \pi^2 t}{l^2} \right] \quad (9)$$

– при однородном начальном распределении по отрезку $P(x, \xi | 0) = 1/l$;

$$P(x, \xi | t) \equiv G(x, \xi | t) = \frac{2}{l} \sum_{n=0}^{\infty} \sin \left(\frac{n\pi x}{l} \right) \sin \left(\frac{n\pi \xi}{l} \right) \exp \left(-\frac{D n^2 \pi^2 t}{l^2} \right) \quad (10)$$

– при рождении экситона в точке ξ ($G(x, \xi | t)$ – функция Грина рассматриваемой краевой задачи).

Соответственно для потока (удельной скорости реакции) получаем

$$J(t | l) \equiv K(t | l) = 4 \cdot \frac{D}{l^2} \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{D(2n+1)^2 \pi^2 t}{l^2}\right] \quad (11)$$

– для однородного начального распределения $P(x, \xi | 0) = 1/l$ и плотности (9);

$$J(t | l) \equiv K(t | l) = 2\pi \cdot \frac{D}{l^2} \sum_{n=0}^{\infty} n(-1)^n \sin\left(\frac{n\pi\xi}{l}\right) \exp\left(-\frac{Dn^2\pi^2 t}{l^2}\right) \quad (12)$$

– для дельта-функционального начального распределения $P(x, \xi | 0) = \delta(x - \xi)$ и плотности (10).

Результирующий закон $n(t)$ дезактивации Т-центров и кросс-аннигиляционной ЗФ $I_{DF}(t)$ формируется в результате усреднения выражений (7) и (8) по длинам l : $n(t) = \langle n_1(t) \rangle$, $I_{DF}(t) = \langle I_{DF}(t | l) \rangle$, причем усреднение производится с функцией распределения $f(l) = c \exp(-cl)$, где c – линейная плотность молекул сенсibilизаторов на цепи. В качестве итоговых выражений для наблюдаемых получаем

$$n(t) = \langle n_1(t) \rangle = \int_{l_0}^{\infty} n_1 f(l) dl, \quad (13)$$

$$I_{DF}(t) = \langle I_{DF}(t | l) \rangle = \int_{l_0}^{\infty} I_{DF}(t | l) f(l) dl. \quad (14)$$

В виде (13) и (14) рассчитанные временные зависимости плотности Т-центров и интенсивности АЗФ могут быть сопоставлены экспериментальным кинетическим кривым.

Взаимная аннигиляция 1d Т-экситонов

Если вторая стадия активации системы производится высокоинтенсивным лазерным импульсом, становится вероятным одновременное рождение двух Т-экситонов на отрезке цепи. Генерация большего числа квазичастиц также возможна, если обеспечивается режим непрерывной поддержки населенности Т-состояний сенсibilизаторов. Для описания кинетики взаимной аннигиляции одномерных Т-экситонов воспользуемся теоретической моделью такого процесса, предложенной А.И. Онопко и И.В. Зозулен-

ко в [26]. В этой работе исследована кинетика аннигиляции некогерентных экситонов в квазиодномерном кристалле, содержащем примеси, которые могли представлять собой либо ловушки, либо отражающие барьеры. Инородные включения делят макроцепь на отрезки различной длины $J(t | l)$. Для ловушек обоих типов мигрирующие экситоны не могут попасть на сопряженный отрезок, а блуждают по собственному интервалу до встречи с другим экситоном, с которым немедленно аннигилируют. Наблюдаемый кинетический закон представляет собой среднее по различным отрезкам. На основе решения диффузионного уравнения для двухэкситонной функции распределения, авторами [26] было получено выражение для кинетики гибели пары способных к взаимной аннигиляции квазичастиц, свободно диффундирующих на отрезке, ограниченном примесями. Этот результат использовался для построения кинетической кривой аннигиляционной замедленной флуоресценции (АЗФ) одномерного (1D) кристалла, содержащего инородные включения, концентрация которых существенно превышает концентрацию триплетных экситонов. Функция распределения $\rho_n(x, y, t)$ пары экситонов на отрезке с n узлами обращается в нуль при попадании возбуждений на один и тот же узел: $\rho_n(x, y, t)|_{x+y=n} = 0$. Координаты x и y первого и второго экситонов отсчитываются от краев отрезка n . Вероятность $\Omega_n(t)$ выживания пары экситонов к моменту времени t на отрезке с n узлами определяется интегралом

$$\Omega_n(t) = \frac{2}{n^2} \int_0^n dx \int_0^{n-x} dy \rho_n(x, y, t). \quad (15)$$

Асимптотическое поведение $\Omega_n(t)$ отражено следующей зависимостью

$$\Omega_n^{(tr)}(t) \equiv \frac{32}{9} \left(\frac{2}{\pi}\right)^4 \exp\left(-\frac{5\pi^2 a^2 t}{n^2 \tau_0}\right) a^2 t / \tau_0 \gg n^2 \quad (16)$$

– для случая ограничивающих отрезков цепи дефектов ловушечного типа. Параметры a, τ_0 в (16) – длина и время прыжка соответственно.

Кинетика аннигиляционной ЗФ. Для описания кинетики замедленной флуоресценции, сопровождающей аннигиляцию триплетных экситонов на цепи необходимо оп-

ределить скорость производства синглетных (S) экситонов в актах слияния триплетных возбуждений

$$\frac{\partial}{\partial t} \Omega_n^{(Singl)}(t) = - \left[\frac{\partial}{\partial t} \Omega_n^{(Tripl)}(t) \right]_{ann} = - \frac{4}{n^2} \int_0^n dy D \frac{\partial \rho_n(x, y, t)}{\partial x} \Big|_{x=n-y} \quad (17)$$

Интенсивность $I_{DF}(t)$ аннигиляционной ЗФ в одномерной решетке с дефектами определяется в результате усреднения вероятности $\Omega_n^{(Singl)}(t)$ по хаотическому распределению дефектов на цепи

$$I_{DF}(t) = \frac{c^3}{2\tau_s} \int_0^\infty dn n^2 \exp[-cn] \Omega_n^{(Singl)}(t) \quad (18)$$

Из (18) следует наличие нескольких (до двух) промежуточных асимптотик и одна истинная:

$$I_{DF}(t) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{cW\tau_s}{\sqrt{Wt}} \exp(-2t/\tau_T), \\ 1 \ll \frac{t}{\tau_s} \ll (c^2 D \tau_s)^{-1} \\ \frac{64}{45} \left(\frac{2}{\pi}\right)^4 \left(1 - \sqrt{\frac{\pi}{6}} \tau^{5/6} \exp[-(3/2)\tau^{1/3}]\right)^4 e^{-t/\tau_s}, \\ 1 \ll \tau \ll (c^2 D \tau_s)^{3/2} \\ \left(\frac{16}{3\pi}\right)^2 \sqrt{\frac{8\pi}{3}} c^2 D \tau_s \tau^{1/6} \exp\left(-\frac{3}{2} \tau^{1/3} - 2t/\tau_T\right) \\ \tau \gg \max\{1, (c^2 D \tau_s)^{3/2}\} \end{cases} \quad (19)$$

где $\tau = 10\pi^2 c^2 W t$, $D = a^2 / \tau_0$, $W = 1 / \tau_0$.

Таким образом, далекая временная асимптотика АЗФ (третья стадия (19)) характеризуется зависимостью вида

$\exp[-\text{const} \cdot t^{1/3}]$, которая качественно отличается от асимптотического кинетического закона степенного типа в чистом (беспримесном) 1D кристалле: $dn_T / dt \propto t^{-3/2}$. Как отмечают авторы [26], вторая промежуточная асимптотика отражает поведение сигнала АЗФ на стадии его роста и спада вблизи области максимума. Однако, при очень быстрой мономолекулярной дезактивации S-экситонов этот этап может и отсутствовать.

Кроме аннигиляционной схемы, охваченной моделью Онишко-Зозуленко возможны другие кинетические режимы этой реакции. Так, ранее, в работах [27-28] мы осуществили построение кинетической модели дистанционной аннигиляции «изолированных» экситонов, т. е. возбуждений на цепи, заключенных в пределах ее сопряженных отрезков с дефектами барьерного типа на границах. Однако в рассматриваемом здесь случае точечных включений-ловушек асимптотическая стадия дистанционной аннигиляции T-экситонов вероятнее всего не получает условий для своей реализации.

Работа выполнена благодаря поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №06-08-00168–а2006_фонн), а также Министерства образования и науки России (задание Рособразования №1.3.06). PACS: 71.35.Gg, 73.20.Mf. Исследования проводились в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России на 2007-2012 годы» (проект №2007-3-1.3-22-01-382).

Список использованной литературы:

1. Лашков Г.И., Ермолаев В.Л. // Оптика и спектр. 1967. – Т. 22. – №5. – С. 848-851.
2. Алфимов М.В., Шекк Ю.Б. // Химия высоких энергий. 1967. –Т. 1. -№2. –С. 235-241.
3. Кожушнер М.А. Теория резонансной передачи энергии возбуждения между примесями в твердом теле // Ж. эксперим. и теорет. физики. 1969. -Т.56. -№6. -С. 1940-1951.
4. Поуп М., Свенберг Ч. Электронные процессы в органических кристаллах. М.: Мир. 1985. –542 с.
5. Броуде В.Л., Рашба Э.И., Шека Е.Ф. Спектроскопия молекулярных экситонов. М.: Энергоиздат. 1981.-248 с.
6. Алфимов М.В., Батеха И.Г., Смирнов В.А. // Докл. АН СССР. 1969. –Т. 185. -№3. –С. 626-628.
7. Герко В.И., Шекк Ю.Б., Батеха И.Г., Алфимов М.В. // Оптика и спектр. 1971. – Т. 30. -№3. – С. 356-360.
8. Алфимов М.В. Люминесценция органических наноструктур типа «гость-хозяин» // Успехи физ. наук. 2001. –Т. 171. - №10. –С. 1072-1074.
9. Летута С.Н. Триплет-синглетная интеркомбинационная конверсия в многоатомных молекулах // Вестник ОГУ. 2002. -№5. – С. 88-91.
10. Летута С.Н. Фотопроцессы с участием высоких электронно- возбужденных состояний многоатомных молекул. Автореф. дисс. доктора физ.-мат. наук. М.: МГУ. 2003. – 41 с.
11. Кучеренко М.Г., Мельник М.П., Кещле Г.А., Летута С.Н. Селективное лазерное усиление флуктуаций скорости реакции $A + B \rightarrow 0$ // Изв. Акад. Наук (Россия). Серия физич. 1993. -Т.57. -№12. -С. 175-180.

12. Кучеренко М.Г., Мельник М.П., Кецле Г.А., Летута С.Н. Изменение кинетики аннигиляционной люминесценции красителей в полимерах под действием лазерного импульса // *Оптика и спектр.* 1995. -Т.78. -№4. -С. 649-653.
13. Кецле Г.А., Кучеренко М.Г. Управление кинетикой фотопроцессов лазерным излучением // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* 1996, №5-6, С. 93-106.
14. Летута С.Н., Кецле Г. А. и др. Фотохромные превращения в окрашенных полимерах при двухквантовом возбуждении // *Квантовая электроника.* 2001. –Т. 31. – №10. – С. 925-928.
15. Горбань И.С., Кальницкий А.Я., Ящук В.Н. Граничная длина прыжка триплетных и синглетных экситонов в карбазолсодержащих макромолекулах // *Динамика триплетных возбуждений в молекулярных кристаллах.* Киев: Наукова думка. 1989. -С. 72-76.
16. Кальницкий А.Я., Кононенко Ю.Т., Ящук В.Н. Захват триплетных экситонов молекулярным кислородом и высокотемпературная фосфоресценция карбазолсодержащих полимеров // *Динамика триплетных возбуждений в молекулярных кристаллах.* Киев: Наукова думка. 1989. -С. 93-96.
17. Ogul'chansky T.Y., Yaschuk V.M.(N), Maslyuk A.F., Bereznitskii G.K., Kachkovski O.D. Peculiarities of triplet exciton jump mechanism in unconjugated polymers with pendant benzophenone-type groups // *Mol. Cryst. and Liq. Cryst.* 2001. –V. 361. P. 25-30.
18. Chakraborty D.K., Burkhart R.D. Delayed fluorescence and delayed excimer fluorescence from fluid solutions of poly(2-vinyl-naphthalene) in the nanosecond time regime // *Chem. Phys. Lett.* 1989. –V. 157. – N3. – P. 189-193.
19. Ермолаев В.Л., Бодунов Е.Н., Свешникова Е.Б., Шахвердов Т.А. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения. // *Ленинград: Наука.* 1977. -311 с.
20. Кучеренко М.Г., Игнатъев А.А. Кинетика диффузионно-зависимой аннигиляции квазичастиц на фракталах в условиях их коррелированного начального распределения // *Электронный журнал «Исследовано в России».* 2006. 138, 1289-1298; <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/138.pdf>
21. Лушников А.А. Бинарная реакция $1+1 \rightarrow 0$ в одном измерении // *Ж. эксперим. и теорет. физики.* 1986. -Т. 91. -№4(10). -С. 1376-1383.
22. Montroll E.W., Weiss G.H. // *J. Math. Phys.* 1965. -V.6. P. 167.
23. Lindenberg K., West B.J., Kopelman R. Diffusion-limited $A+B \rightarrow 0$ reaction: correlated initial condition // *Phys. Rev. A.* 1990. – V.42. –N2. –P. 890-894.
24. O'Shannessy B., Procaccia I. Diffusion on fractals. // *Phys. Rev. A.* 1985, V. 32. – №5. – P. 3073-3083.
25. Балагуров Б.Я., Вакс В.Г. О случайных блужданиях частицы по решетке с ловушками // *Ж. эксперим. и теорет. физики.* 1973. –Т. 65. -№5. -С. 1939-1946.
26. Onipko A.I., Zozulenko I.V. Kinetics of incoherent exciton annihilation in nonideal one-dimensional structures // *J. Luminescence.* 1989. –V. 43. –P. 173-184.
27. Кучеренко М.Г., Степанов В.Н., Чмерева Т.М. Асимптотическая стадия кинетики экситонных процессов в полимерных цепях с регулярной и нарушенной структурой // *Вестник ОГУ.* 2004.– №9. –С. 127-139.
28. Кучеренко М.Г., Степанов В.Н. Экситонные процессы в полимерных цепях. 2005. Оренбург: ОГУ. -160 с.