

ОСОБЕННОСТИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ПРОЦЕССА В ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРАХ

*Н.З. Галунов, Б.В. Гринев, О.А. Тарасенко
Институт сцинтилляционных материалов
НТК «Институт монокристаллов» НАН, Харьков, Украина*

Освещаются основные аспекты современных представлений теории формирования мгновенной радиолоуминесценции органических конденсированных сред. Основой этой теории является рассмотрение процессов рождения, переноса и рекомбинации зарядовых состояний, генерируемых ионизирующим излучением в органическом молекулярном сцинтилляторе. Их знание расширяет представления о физике процессов, изучаемых радиационным органическим материаловедением, позволяет вести целенаправленный поиск новых сцинтилляционных систем и планировать эксперименты с их использованием.

ВВЕДЕНИЕ

Применение органических сцинтилляторов и детекторов на их основе для регистрации ионизирующих излучений (ИИ) постоянно стимулирует интерес к созданию новых по своим свойствам и возможностям объектов. Органические сцинтилляторы обладают высоким быстродействием и высокой прозрачностью к собственной флуоресценции, эффективно регистрируют быстрые нейтроны, успешно используются для идентификации ИИ, малый эффективный атомный номер позволяет свести к минимуму эффект обратного рассеяния заряженных частиц, повышая эффективность их регистрации. Основой практических достижений в сцинтилляционном органическом материаловедении явилось понимание механизмов сцинтилляционного процесса в этих объектах. Теория протекания рассматриваемых процессов дает исходную информацию для оценки особенностей размена энергии ИИ в задачах радиационного материаловедения, помогает в интерпретации экспериментальных данных в задачах радиобиологии и радиомедицины, планировании экспериментов, где используются органические сцинтилляторы.

Теория сцинтилляционного процесса органических конденсированных сред стала развиваться в 50-60-е годы двадцатого столетия, когда еще не были развиты новейшие методы исследований, не были получены необходимые результаты в смежных областях (физика органических трековых детекторов, физика органического твердого тела). Ее вариант, разработанный к началу 70-х годов в работах Биркса [1], Кинга и Вольтса [2], Лострэ [3], а также ряда других авторов, основывался на предположениях, лишь частично учитывающих специфику радиолоуминесценции. В 80-е годы были проведены первые эксперименты по исследованию точной формы сцинтилляционных импульсов органических сцинтилляторов [4]. Тогда же появились хорошо проверенные результаты для органических трековых детекторов, впоследствии обобщенные в работе [5]. В это же время был проведен анализ пределов применимости теории замедленной радиолоуминесценции в диффузионном приближении [6], подтверждена

независимость сцинтилляционного выхода органических кристаллов от температуры в ее широком диапазоне (см., например, обзор данных в [7]). Все эти экспериментальные результаты противоречили существовавшей теории. Стало очевидным, что эта теория не описывает реальный сцинтилляционный процесс в органических сцинтилляторах. Возникший кризис теории приводил к попыткам объяснить его существование наличием «неизвестных науке механизмов взаимодействия ионизирующего излучения с органическим веществом» [4].

ТЕОРИЯ

Теория фотолоуминесценции молекулярных систем ([6, 8-11]) была развита задолго до теории их радиолоуминесценции и поэтому из-за отсутствия необходимой дополнительной информации о специфике генерации и размена зарядов в этих системах была взята за основу [1-3]. Вместе с тем еще в работах Плацмана [12] было доказано, что под действием ИИ образуются сверхвозбужденные состояния в органических конденсированных средах, а в последствии Бирксом и рядом других авторов было доказано образование плазмонов в органических твердых телах [13]. Обе эти стадии процесса формирования сцинтилляционной вспышки не могли не привести к появлению избыточных носителей заряда, рекомбинация которых должна была обусловить появление возбужденных люминесцентных центров вещества. Справедливо считалось, что формирование быстрого компонента сцинтилляционного импульса происходит вне трековых областей первичной и вторичных частиц, т.е. в зонах низкой плотности активации, где перенос возбуждения может рассматриваться в пределах «оптического приближения», когда вероятность обменных механизмов мала, и поэтому генерацией состояний, запрещенных по спине, можно пренебречь [1, 7]. Другими словами, рассматривалась такая же схема переноса энергии электронного возбуждения, как и при фотовозбуждении. Специфика формирования, миграции и рекомбинации зарядовых состояний фактически игнорировалась из-за отсутствия сколько-нибудь достоверных дан-

ных о протекании такого процесса в нулевом внешнем электрическом поле в органических диэлектриках [1].

Молекулярные системы характеризуются молекулярной люминесценцией, что означает для рассматриваемого случая экспоненциальный характер высвечивания [6, 7, 14] и поэтому приводит к описанию в виде свертки (1) формы быстрого компонента сцинтилляционного импульса (более подробно решение соответствующих кинетических уравнений и обоснование этих решений приведены в работах [14, 15]):

$$i(t) = f(t) * \exp(-t/\tau), \quad (1)$$

где t – время после возбуждения; τ – постоянная времени свечения мгновенной радиолюминесценции (формирующей быстрый компонент сцинтилляционного импульса), а обозначение свертки соответствует описанию (2):

$$X(t) * Y(t) \equiv \int_0^t X(t - \xi) \times Y(\xi) d\xi. \quad (2)$$

Следуя терминологии, введенной М.Д. Галаниным, для случая «полного перемешивания» (что соответствует для рассматриваемого здесь случая жидким сцинтилляторам на основе невязких растворителей) функция плотности вероятности $f(t)$ будет описываться:

$$f(t) \approx \exp\left[\left(\tau_0^{-1} - w\right)t\right], \quad (3)$$

где w – вероятность переноса возбуждения от молекул основы к молекулам люминесцентной добавки, не зависящая от времени, но пропорциональная концентрации молекул люминесцентной добавки C_A . Для случая «жестких растворов» (что, например, соответствует бинарным пластмассовым сцинтилляторам):

$$f(t) \approx \exp\left(-\frac{t}{\tau_0} - q \sqrt{\frac{t}{\tau_0}}\right), \quad (4)$$

где $q \approx R_0^2 C_A$; τ_0 – время высвечивания молекул основы в отсутствие переноса к молекулам люминесцентной добавки [6]. Такое описание связано с тем, что для случая «жесткого раствора» с увеличением времени, прошедшего после момента возбуждения, уменьшается вероятность переноса от доноров к акцепторам энергии электронного возбуждения, и поэтому должен наблюдаться быстрый начальный участок нарастания с последующим замедлением нарастания сцинтилляционного импульса. Иными словами, если сравнивать форму сцинтилляционных импульсов с одинаковым τ в выражении (1) и с $f(t)$, описываемыми выражениями (3) и (4), то для второго случая («жесткий раствор») максимум кривой должен появиться в более ранний момент времени после возбуждения, чем для импульса, описание которого содержит $f(t)$ (3) [4, 14, 15].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Первые же измерения точной формы сцинтилляционного импульса пластмассовых сцинтилляторов

показали, что предсказания теории не выполняются. Они проводились авторами [4] в серии работ на аппаратуре с субнаносекундным быстродействием. Вместо быстрого начального участка нарастания с последующим замедлением нарастания наблюдался медленный начальный участок с последующим увеличением крутизны фронта нарастания сцинтилляционного импульса.

Форма сцинтилляционного импульса пластмассовых сцинтилляторов на основе поливинилтолуола описывалась в виде (1), но не с функцией $f(t)$ (4), характерной для описания формы импульса фотолюминесценции этих систем, а с $f(t)$ (5):

$$f(t) \equiv f_G(t) = (\sqrt{2\pi} \sigma)^{-1} \exp\left[-\frac{(t - \Delta)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (5)$$

где t – время после возбуждения; σ – параметр размерности времени. В результате аппроксимации формы сцинтилляционных импульсов было получено $\Delta = 3\sigma$. Параметр σ не зависел от состава поливинилтолуольного сцинтиллятора (т.е. от концентрации и вида добавок) и был равен 200 пс. Авторами [4] была выдвинута гипотеза об универсальности константы σ , которая является неизменной характеристикой вещества и определяет минимально возможную ширину сцинтилляционного импульса на половине его высоты (470 пс). Результаты работ [16, 17] опровергли эту гипотезу. При повышении плотности возбуждения на 10-12 порядков относительно условий эксперимента в [4], когда возбуждение проводилось отдельными частицами, ширина сцинтилляционного импульса на половине его высоты для тех же объектов, что и в [4], уменьшалась до 220 пс.

Нами исследовалась форма быстрого компонента сцинтилляционного импульса органических монокристаллов и поликристаллов (как чистых, так и легированных), пластмассовых и жидких сцинтилляторов [7, 14, 15, 18-22].

Измерения проводились на однофотонной установке, в стартовом канале которой был введен для привязки черенковский радиатор специальной формы. Это приводило к оценкам верхней границы разброса моментов регистрации, а следовательно, и привязки в стартовом канале, порядка 20 пс. Эта же величина определяла погрешность измерения временных параметров функции отклика установки на свечение симметричного черенковского радиатора. Полученная аппаратная функция (выше упомянутая функция отклика установки) описывалась функцией Гаусса с $\sigma = 260$ пс. При проведении измерений одна и та же частица от радионуклидного источника $^{90}\text{Y} + ^{90}\text{Sr}$ возбуждала черенковское свечение и в радиаторе, и в исследуемом сцинтилляторе (подробнее см. [7]).

Просматривалась характерная тенденция в полученных результатах, которую иллюстрирует рис. 1, где время высвечивания жидкого и пластмассового сцинтилляторов было одинаковым и равнялось 0,9 нс.

Для твердотельных сцинтилляторов наблюдалась дополнительная задержка моментов высвечивания сцинтилляционных фотонов по сравнению с ситуацией, характерной для жидкостей. Выполнялось описание формы сцинтилляционного импульса в виде (1). Для бинарных жидкостей функция плотности вероятности $f(t)$ описывалась зависимостью (3). Значение параметра фронта нарастания $\tau_f = (\tau_0^{-1} - w)^{-1}$ уменьшалось с ростом концентрации C_d молекул люминесцентной добавки. Минимальные значения τ_1 и τ ($\tau_1 = 80$ пс, $\tau = 440$ пс) были получены для субнаносекундного сцинтиллятора, содержащего как молекулы люминесцентной, так и тушащей добавок [14, 18, 21].

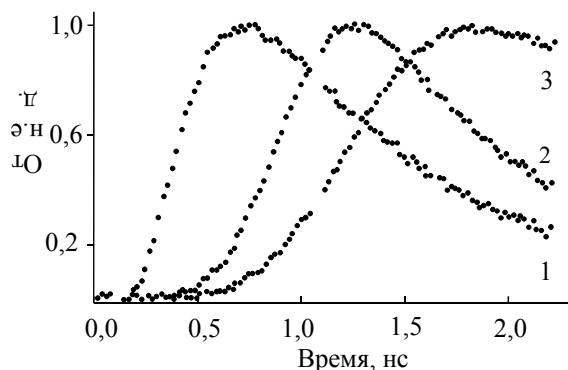


Рис. 1. Форма сцинтилляционных импульсов сцинтилляторов, содержащих люминесцентную добавку: жидкого на основе ксилола (кр. 1), пластмассового на основе поливинилсилола (кр. 2) и монокристаллического на основе *n*-терфенила (кр. 3)

Для пластмассовых и кристаллических сцинтилляторов как для не активированных, так и бинарных, форма сцинтилляционного импульса наилучшим образом описывалась в виде (1) с $f(t) = f_G(t)$ (5). Параметр σ зависел от степени структурного совершенства кристалла, либо лишь от типа полимерной основы пластмассового сцинтиллятора. Его значения возрастало с ухудшением структурного совершенства кристаллов от 0,18 до 0,60 нс. Оно было близким (как и в [4]) к 0,20 нс для поливинилтолуольных и поливинилсилольных пластмассовых сцинтилляторов и к 0,26 нс для полистирольных пластмассовых сцинтилляторов. Исключение составляли лишь два результата. При возбуждении пучком электронов (когда треки отдельных частиц заведомо перекрывались [21]) параметр σ в (5) уменьшался до 0,13 нс для пластмассового сцинтиллятора на основе поливинилсилола.

Для пластмассового сцинтиллятора с очень малой концентрацией добавки, когда медленный процесс лучистого переноса фотонов радиolumинесценции сильно искажал форму фронта нарастания, его форма описывалась в том же виде, что и для жидкостей, но с $\tau_1 \sim 0,72$ нс.

ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотренные органические сцинтилляторы –

типичные представители молекулярных систем [6, 7, 13, 23–25]. Принято считать, что межмолекулярные взаимодействия являются величиной малой, по сравнению с внутримолекулярными взаимодействиями. Действительно, даже для органических кристаллов в отсутствие избыточного носителя заряда энергии внутримолекулярных взаимодействий, составляющие единицы электронвольт, превышают межмолекулярные на три порядка. Поэтому для таких систем должна быть характерной локализация возбуждения и избыточного заряда на отдельной молекуле. В упомянутой системе молекулярные орбитали способны сдвигаться под действием электростатического поля за 10^{-15} с, а время пребывания избыточного носителя заряда на молекуле не менее 10^{-12} с. Поэтому появление избыточного заряда (например, вследствие ионизации) приводит к мгновенной поляризации соседних молекул, т.е. к формированию молекулярного полярона. Эффект поляризации приводит к притягиванию отрицательно заряженных π -орбиталей соседних молекул к молекуле-квазиону, содержащей избыточный положительный заряд (или их отталкиванию от избыточного отрицательного заряда). При этом будет обнажаться (экранироваться, соответственно) положительно заряженный остов молекулы. Такая ситуация в окружении избыточного заряда эквивалентна углублению его первичной ловушки с энергией E' на величину δE . Носитель автолокализуется, попадая на ловушку глубиной E_i , со временем локализации на ней τ_i .

$$E_i = E' + \delta E, \quad (6)$$

$$\tau_i = \nu^{-1} \exp(E_i / kT), \quad (7)$$

где для температур T выше температуры Дебая T_D (например, для монокристаллов антрацена $T_D = 140,7$ К [24]) частотный фактор $\nu = kT_D / \hbar$; k – постоянная Больцмана. Увеличение времени нахождения избыточного носителя заряда на ловушке приводит к формированию молекулярного полярона, а для времен локализации порядка 10^{-12} с и более необходимо также учитывать формирование решеточных поляронов малого радиуса. Влияние поляризации на время локализации поляронного состояния показано на рис. 2.

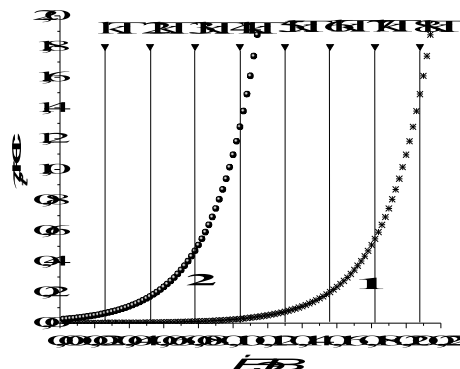


Рис. 2. Время локализации носителя заряда τ_i (7) на ловушке с начальной глубиной E' без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) энергии поляризации δE (6)

Рассмотрим возможность того, что формирование дополнительной задержки моментов высвечивания фотонов радиолуминесценции, описываемое функцией $f_G(t)$ (5), обусловлено природой размена энергии вышеупомянутых зарядовых состояний. Так как $\Delta = 3\sigma$ в выражении (5) порядка $0,5 \dots 1,5 \cdot 10^{-9}$ с, а δE для рассматриваемых систем порядка $0,1$ эВ [24], то речь должна идти о глубинах исходных ловушек, не превышающих $0,1$ эВ (см. выражение (6) и рис 2), т.е. об очень мелких исходных ловушках [7, 14, 25].

Как видно из рис. 2, где приведены результаты расчета, показывающего влияние поляризационных эффектов на автолокализацию носителя заряда на ловушке с начальной энергией E' , значения E' , способные обусловить наблюдаемую дополнительную задержку моментов локализации фотонов радиолуминесценции, не превышают $4kT$. Таким образом, любое температурно-активируемое колебание фрагментов макромолекул полимера, либо мо-

лекул в элементарной ячейке кристалла способно выступать в качестве начальной ловушки, инициирующей наблюдаемые эффекты. Естественно, в качестве таких исходных ловушек могут выступать также и мелкие структурные ловушки носителей заряда.

Э.А. Силинышем с сотрудниками было убедительно показано, что в энергетической диаграмме молекулярного кристалла систему ловушек зарядовых состояний с учетом поляронной природы последних можно представить в виде распределений Гаусса. Это справедливо как для случая, когда центр распределения лежит на уровне электронной проводимости ($E_t = 0$) и, соответственно, на уровне проводимости дырок (E_t равно ширине запрещенной зоны ΔE_G), так и для случая, когда соответствующие центры распределений лежат внутри запрещенной зоны [25, 26].

$$N(E) = \sum_i \frac{(N_t)_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left[-\frac{(E - E_{t_i})^2}{2\sigma_i^2}\right]. \quad (8)$$

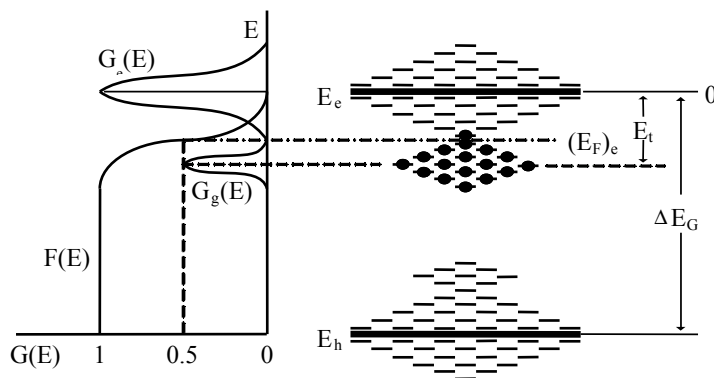


Рис. 3. [26]. Схематическая диаграмма локальных состояний молекулярного кристалла для двух типов распределения Гаусса. $G_e(E)$ – гауссово распределение ловушек вблизи зоны проводимости; $G_g(E)$ – гауссово распределение ловушек, расположенных внутри запрещенной зоны E_G с максимумом глубины E_t .

Рассмотрим такую систему и, считая, что время локализации на уровне с энергией E_i равно τ_i , введем обозначения:

$$\Delta E_i \equiv E_i - E_t, \quad (9)$$

$$\Delta \tau_i \equiv \tau_i - \tau_t. \quad (10)$$

С учетом выражения (7), используя (9) и (10), нетрудно получить:

$$\Delta \tau_i = v^{-1} \exp(E_i/kT) \left[\exp(\Delta E_i/kT) - 1 \right]. \quad (11)$$

Для узкого распределения энергий $\Delta E/kT < 1$ и выражение (11) с учетом (10) приводит к:

$$\Delta \tau_i \approx \Delta E_i \left(\tau_i/kT \right). \quad (12)$$

Выражение (12) показывает, что для системы не только мелких, но и любых ловушек с малым разбросом энергий относительно E_t , гауссово описание (8) распределения энергий определит гауссов вид описания разброса моментов локализации зарядо-

вых состояний, а следовательно, и задержки моментов высвечивания сцинтилляционных фотонов (5). Это и было получено для твердотельных органических сцинтилляторов. Учитывая выше обсуждавшиеся оценки значения глубин ловушек, способных (с учетом эффекта поляризации) обусловить наблюдаемые дополнительные задержки моментов высвечивания сцинтилляционных фотонов, необходимо отметить, что ими могут быть даже очень мелкие ловушки, глубина которых сравнима с kT . Таким образом, наличие очень мелких ловушек (вплоть до динамических, порождаемых случайным колебанием соседних молекул) с учетом поляризационных механизмов должно порождать наблюдаемые эффекты.

Если поляризационные явления столь эффективно изменяют картину формирования сцинтилляционного импульса, то почему эффект дополнительной задержки фотонов радиолуминесценции не на-

блюдается у жидких сцинтилляторов? Для ответа на этот вопрос достаточно рассчитать радиус устойчивого поляризационного окружения R избыточного электрона, находящегося на молекуле жидкого сцинтиллятора. Приравнявая энергию поляризации, создаваемую одиночным зарядом e в среде с поляризуемостью молекул α к энергии kT , нетрудно получить:

$$R = \sqrt[4]{(e^2 \alpha) / (2 kT)}. \quad (13)$$

Учитывая, что для рассматриваемых сред $\alpha = (1,6 \dots 3,2) \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$ [7], получим $R \sim 1,0 \text{ нм}$, что срав-

нимо с размером органических молекул. Иными словами, рекомбинация носителей заряда, порождающая возбуждение молекул, а следовательно, и сцинтилляцию, должна в основном происходить в геминальных парах и определяться частотой их столкновений, равной для рассматриваемых невязких систем 10^{-12} с . Поэтому процесс рекомбинации будет короче характерной длительности переноса энергии электронного возбуждения от молекул основы к молекулам добавки.



Рис. 4. Схематическая диаграмма процесса формирования сцинтилляционного импульса в областях низкой плотности активации органических молекулярных систем

На рис. 4 схематически нанесены процессы, приводящие к формированию сцинтилляционной вспышки в областях низкой плотности активации. Данное описание, по сравнению с более ранними [1–4], содержит дополнительно этапы «локализации носителей заряда с формированием поляронных состояний», а также «миграции и рекомбинации поляронных состояний».

ВЫВОДЫ

Приведенные результаты позволяют утверждать, что теория сцинтилляционного процесса органических сцинтилляторов должна учитывать специфику образования зарядовых состояний в этих объектах под действием ИИ. Для органических молекулярных систем перенос избыточного носителя заряда происходит медленнее, чем установление поляризационного окружения вокруг него. Для времен локализации порядка 10^{-10} с это должно приводить к формированию не только молекулярных, но и решеточных поляронов. Как было показано в [26], в связи с обратным ходом температурной зависимости подвижности решеточного и молекулярного по-

ляронов возможна их взаимная компенсация в широком диапазоне температур. Подвижность зарядовых состояний как бы перестает зависеть от температуры. Это эквивалентно ситуации, когда число рекомбинаций в единицу времени при данной плотности возбуждения не будет зависеть от температуры, и, следовательно, не будет наблюдаться изменение светового выхода сцинтиллятора с изменением температуры в диапазоне, где возможен подобный эффект. По-видимому, подобные рассуждения способны дать единственное объяснение наблюдаемому экспериментально отсутствию зависимости от температуры для органических сцинтилляционных кристаллов в диапазоне не уже чем $-60^\circ \text{C} \dots +60^\circ \text{C}$ [1, 7].

ЛИТЕРАТУРА

1. J.B. Birks. *The theory and practice of scintillation counting*. London: "Pergamon Press", 1967, 662 p.
2. T.A. King, R. Voltz. The time dependence of scintillation intensity in aromatic materials // *Proceeding of the Royal Society*. 1966, v. A289, p. 424–439.
3. G. Laustriat. The luminescence decay of organic scintillators // *Molecular Crystals*. 1968, v. 4, N1,

- p. 127–145.
4. B. Bengston, M. Moszynski. Study of the primary energy transfer process in ultrafast plastic scintillators // *Nuclear Instruments and Methods*. 1978, v. 155, N1, p. 221–231.
5. E. B. Fisher, R. Spohr. Production and use of nuclear tracks: imprinting structure on solids // *Review of Modern Physics*. 1983, v. 55, N4, p. 907–948.
6. В. М. Агранович, М. Д. Галанин. *Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах*. М.: «Наука», 1978, 384 с.
7. Н. З. Галунов, В. П. Семиноженко. *Теория и применение радиолоуминесценции органических конденсированных сред*. Киев: «Наукова думка», 1997, 280 с.
8. С. И. Вавилов. Теория влияния концентрации на флуоресценцию растворов // *ЖЭТФ*. 1943, т. 13, №1–2, с. 13–32.
9. М. Д. Галанин, И. М. Франк. Тушение флуоресценции средой, поглощающей свет // *ЖЭТФ*. 1951, т. 21, №2, с. 114–120.
10. М. Д. Галанин. Тушение флуоресценции растворов поглощающими веществами // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1951, т. 21, №2, с. 126–132.
11. Th. Forster Transfer mechanism of electronic excitation // *Discussions of Faraday Society*. 1959, v. 2, N27, p. 7–17.
12. R. L. Platzman. Superexcited states of molecules // *Radiation Research*. 1962, v. 17, N3, p. 419–423.
13. М. Поуп, Ч. Свенберг. *Электронные процессы в органических кристаллах*. В 2 т. М.: «Мир», 1985, т. 2, 464 с.
14. Н. З. Галунов. К вопросу о механизме радиолоуминесценции органических конденсированных сред // *Письма в ЖЭТФ*. 1993, т. 57, №9, с. 553–556.
15. N. Z. Galunov, O. A. Tarasenko. Luminescence kinetics of organic molecular materials for different types of excitation // *Functional Materials*. 1997, v. 4, N2, p. 272–279.
16. P. B. Lyons, S. E. Caldwell, L. D. Hocker, et. al. Subnanosecond plastic scintillators // *IEEE Transaction Nuclear Science*. 1977, v. NS-24, N1. p. 177–181.
17. K. G. Trisell, G. R. Trip, E. M. Lent, et. al. Subnanosecond plastic scintillators response time studies using laser produced X-ray pulsed excitation // *IEEE Transaction Nuclear Science*. 1977, v. NS-24, N1. p. 250–254.
18. А. с. 1163625 СССР, МКИ С 09 К 11/06, G 01 Т 1/204. *Жидкий сцинтиллятор* / Б. М. Красовицкий, Н. З. Галунов, И. В. Лысова, Л. Ш. Афанасиади, Ю. А. Цирлин // Бюл. 1993. №43, с. 190.
19. N. Z. Galunov. The study of the properties of organic bulk materials based on the new knowledge of their radioluminescence mechanism // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 1994, v. 252, p. 135–143.
20. Н. З. Галунов. Особенности механизма формирования импульсов света сцинтилляций в быстродействующих органических сцинтилляторах // *Журнал прикладной спектроскопии*. 1983, т. 39, №4, с. 659–663.
21. Л. Ш. Афанасиади, Н. З. Галунов, Б. М. Красовицкий, И. В. Лысова, Ю. А. Цирлин. Исследование формы сцинтилляционных импульсов быстродействующих жидких сцинтилляторов // *Приборы и техника эксперимента*. 1988, №5, с. 62–64.
22. N. Z. Galunov, B. M. Krasovitskii, O. N. Lyubenko, I. G. Yermolenko, L. D. Patsenker, A. O. Doroshenko. Spectral properties and applications of the new 7H-benzo[de]pyrazolo[5,1-a]isoquinolin-7-ones // *Journal of Luminescence*. 2003, v. 102-103, p. 119–124.
23. А. И. Китайгородский. *Смешанные кристаллы*. М.: «Наука», 1983, 733 с.
24. Э. А. Силинш. *Электронные состояния органических молекулярных кристаллов*. Рига: «Зинатне», 1978, 344 с.
25. E. A. Silinsh, V. Čapek. *Organic Molecular Crystals: Interaction, Localization and Transport Phenomena*. New York: «Institute of Physics», 1994, 402 p.
26. S. Nešpurek, E. A. Silinsh. Space-charge-limited currents theory for molecular crystals with local trapping states of gaussian distribution // *Physics Status Solidi*. Seria A. 1976, N2, p. 747–754.

ОСОБЛИВОСТІ СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО ПРОЦЕСУ В ОРГАНІЧНИХ СЦИНТИЛЯТОРАХ

М. З. Галунов, Б. В. Гриньов, О. А. Тарасенко

Роботу присвячено вивченню основних аспектів сучасних уявлень теорії формування миттєвої радіолоумінесценції органічних конденсованих середовищ. Основою цією теорії є розглядання процесів виникнення, переносу та рекомбінації зарядових станів, які генеруються під дією іонізуючого випромінювання в органічному молекулярному сцинтиляторі. Знання цих процесів поширює уявлення про фізику процесів, що вивчає радіаційне органічне матеріалознавство, дозволяє вести цілеспрямований пошук нових сцинтиляційних систем та планувати експерименти з їх використанням.

FEATURES OF SCINTILLATION PROCESS IN ORGANIC SCINTILLATORS

N. Z. Galunov, B. V. Grinev, O. A. Tarasenko

This paper is devoted to the main aspects of the modern theory of prompt radioluminescence formation in organic condensed media. The theory is based on detailed analysis of the processes of generation, transport and recombination of charge states generated under an action of ionizing radiation in organic molecular scintillators. These studies broaden the knowledge in the field of radiation organic materials science and allow carrying out a search of new scintillation systems as well as planning the experiments with their application.