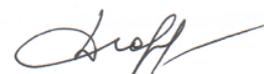


На правах рукописи



Дюрягина Наталья Сергеевна

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ
МАТЕРИАЛОВ ПРИ РАДИАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Челябинск - 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Южно-Уральский государственный университет (национальный исследовательский университет)»

Научный руководитель: Яловец Александр Павлович, доктор физико-математических наук, профессор, ФГАОУ ВО «Южно-Уральский государственный университет (Национальный исследовательский университет)», профессор

Официальные оппоненты: Волков Николай Борисович, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Лаборатория нелинейной динамики, ФГБУН Институт электрофизики УрО РАН, главный научный сотрудник
Беленков Евгений Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор, кафедра физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО «Челябинский государственный университет», профессор

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет», г. Томск

Защита состоится 15 мая 2019 г., в 14:00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.298.04 при ФГАОУ ВО «Южно-Уральский государственный университет (НИУ)» по адресу: 454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 76, ауд. 1001

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Южно-Уральского государственного университета и на сайте:

<https://www.susu.ru/ru/dissertation/d-21229804/dyuryagina-natalya-sergeevna>

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью организации, просьба направлять по адресу: 454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 76, ЮУрГУ. Ученый совет университета. Тел.: (351) 2679123. e-mail: morozovsi@susu.ru

Автореферат разослан « » _____ 2019 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физ.-мат. наук, доцент



С.И. Морозов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Нанокomпозиционные материалы получают путем смешения различных функциональных материалов при условии, если хотя бы один из используемых материалов в размерах не превышает 100 нм. В настоящее время нанокomпозиционные материалы широко используются в различных областях науки и техники, и исследование электрофизических (проводящих, оптических, диэлектрических) свойств таких материалов является актуальной и важной задачей современной физики твердого тела, поскольку на их основе можно создать новые функциональные материалы с уникальными свойствами. Это обусловлено тем, что свойства таких сред могут значительно отличаться от свойств, как объемных материалов, так и отдельных наночастиц, формирующих нанокomпозит, и зависеть от размеров, формы, упорядоченности и концентрации наночастиц [1].

На сегодняшний момент существует большое число экспериментальных работ, посвященных исследованию электрофизических свойств нанокomпозиционных материалов [1-4].

Известно, что электрофизические свойства диэлектрических и полупроводниковых материалов определяются кинетикой носителей заряда и зависят от энергетического спектра локализованных состояний. Кроме того, в работе [1] показано, что оптические свойства нанокomпозиционных материалов зависят от размеров и концентрации включений, что обусловлено изменением спектра разрешенных состояний в запрещенной зоне (эффектом квантового ограничения). Эти точки зрения на сегодняшний день являются общепризнанными [1-9], однако до настоящего времени нет теоретических работ, в которых бы они учитывались в общем виде.

Следовательно, теоретическое описание электрофизических свойств нанокomпозиционных материалов является актуальной и важной задачей, поскольку ее решение позволит достичь понимания наблюдаемых в эксперименте явлений.

Модель эффективной среды [5] позволяет определить эффективные параметры нанокompозита (коэффициент преломления, диэлектрическую проницаемость) нанокompозиционного материала в зависимости от размера и формы включений [6-7]. В других моделях учитывают только поляризационные взаимодействия, но не учитывают кинетику, что также не позволяет применить их для решения поставленной задачи.

Система уравнений Роуза-Фаулера наиболее полно описывает кинетику носителей заряда. В рамках данной модели описывают радиационную проводимость чистых полимеров, в том числе ПММА [9], а также термолюминесцентный выход беспримесного Al_2O_3 [10]. Однако реализуемые для этого методы решения системы уравнений Роуза-Фаулера получены для ограниченного числа локализованных состояний, либо для случая, когда спектр ловушек подчиняется экспоненциальному закону распределения. Таким образом, существующие методы решения системы уравнения Роуза-Фаулера не позволяют в полной мере описать электрофизические свойства нанокompозиционных материалов, поскольку при внедрении наночастиц, появляются дополнительные локализованные состояния, обусловленные включением наночастиц, и зависящие от их размера и концентрации.

В качестве объекта исследования были выбраны нанокompозиты полиметилметакрилат (ПММА) с включением наночастиц CdS, который обладает дырочной проводимостью, и оксид алюминия с включением наночастиц SrO (электронная проводимость). На основе нанокompозита ПММА+CdS создают различные фотогальванические и оптоэлектронные приборы [2-3], и условия повышенной радиации не должны влиять на работу данных приборов, поэтому возникает вопрос о радиационной стойкости данного материала. Под радиационной стойкостью понимают способность материала сохранять электрофизические свойства при воздействии радиации. Оксид алюминия и нанокompозиты на его основе, наоборот, являются чувствительными к облучению материалами, способными запоминать информацию о поглощенной дозе достаточно долгое время, пока образец не

будет подвержен внешнему воздействию, например нагреву [10,11]. Наноккомпозит $\text{Al}_2\text{O}_3+\text{SrO}$ был выбран в качестве модельного материала с электронной проводимостью.

Отсюда следует, что актуальной и важной задачей является исследование электрофизических свойств наноккомпозиционных материалов при воздействии ионизирующим излучением.

Основная **цель** диссертационной работы – разработать теоретическую модель для описания электрофизических свойств наноккомпозиционного материала при воздействии ионизирующего излучения и исследовать эти свойства в зависимости от размеров и концентрации наночастиц.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи**:

1. Разработка физической модели описания электрофизических свойств наноккомпозиционных материалов.
2. Нахождение энергетического спектра локализованных состояний при включении наночастиц в зависимости от радиуса и концентрации наночастиц.
3. Обобщение модели на случай радиационного облучения, а именно учет ионизации как матричного материала, так и наночастиц.
4. Разработка модели описания термостимулированной люминесценции (ТСЛ) наноккомпозиционных материалов.
5. Исследование радиационной проводимости наноккомпозиционных материалов в зависимости от размера, концентрации включений, а также мощности излучения и времени его воздействия.
6. Исследование термостимулированной люминесценции наноккомпозиционных материалов в зависимости от размера, концентрации включения, мощности излучения и времени его воздействия.

Научная новизна работы. Впервые для описания электрофизических свойств наноккомпозиционных материалов применена модель Роуза-Фаулера.

Разработан новый численный метод решения системы уравнений модели Роуза-Фаулера, который позволяет описать кинетику зарядов в случае произвольного спектра локализованных состояний.

Получены новые результаты по радиационной проводимости и термостимулированной люминесценции нанокпозиционных материалов в зависимости от мощности ионизирующего излучения, длительности воздействия, а также размера и концентрации наночастиц.

Научная и практическая ценность. Данное научное исследование позволит оптимизировать выбор параметров нанокпозитивов (материалы матрицы и включений, размер и концентрация включений) с целью получения новых материалов с заданными свойствами.

Достоверность научных результатов. В основу предложенной модели положено описание кинетики Роуза-Фаулера, которая является общепринятой и широко используется для интерпретации и прогнозирования обратимых процессов электрофизических свойств полимерных диэлектриков в полях ионизирующих излучений.

Представленные результаты находятся в хорошем согласии с данными, полученными с помощью других аналитических и численных методов описания радиационной проводимости чистых полимеров, а также с данными экспериментов по термостимулированной люминесценции чистого оксида алюминия. Результаты, полученные в данной работе для нанокпозиционных материалов, качественно согласуются с наблюдаемыми в экспериментах явлениями.

Положения, выносимые на защиту

1. Физическая модель описания электрофизических свойств нанокпозиционных материалов, основанная на рассмотрении кинетики носителей заряда в рамках модели Роуза-Фаулера с учетом ионизации включений.

2. Энергетический спектр и коэффициент захвата локализованных состояний, обусловленных включением сферических наночастиц в зависимости от размера.

3. Новый численно-аналитический метод решения системы уравнений Роуза-Фаулера для произвольного спектра локализованных состояний.

4. Время релаксации проводимости к равновесному значению возрастает с увеличением концентрации мелких примесных центров, что обусловлено уменьшением скорости рекомбинации носителей заряда вследствие захвата свободных зарядов на примесные центры.

5. Установившееся равновесное значение радиационной проводимости нанокompозита определяется соотношением концентраций собственных и примесных локализованных состояний, причем наибольший рост проводимости относительно его темнового значения наблюдается при облучении нанокompозита с концентрацией «примесных» состояний, не превышающей концентрацию собственных состояний.

6. Внедрение в оксид алюминия наночастиц, приводящих к формированию электронных «примесных» ловушек, концентрация которых на порядок меньше концентрации «собственных» локализованных состояний, приводит к увеличению приращения интенсивности ТСЛ в зависимости от поглощенной энергии ионизирующего излучения (чувствительность) при условии предварительного нагрева до 436 К. Увеличение чувствительности обусловлено более высоким коэффициентом захвата на «примесный» уровень в сравнении с собственным.

Личный вклад автора. В основу диссертации положены результаты научных исследований, выполненных автором в период 2014-2018 гг. Постановка цели и задачи исследования выполнены совместно с научным руководителем – профессором А.П. Яловцом. Решение системы уравнений Роуза-Фаулера, написание и отладка модели кинетики носителей заряда в нанокompозиционном материале проводилась совместно с научным руководителем. Написание и отладка модели по термостимулированной

люминесценции, моделирование отжига, а также проведение исследований и анализ полученных результатов – личный вклад диссертанта.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

67-я научная конференция профессорско-преподавательского состава, аспирантов и сотрудников, ЮУрГУ Секции естественных наук. (г. Челябинск, 2015); 5th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects: (Tomsk, 2016); XVIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (г. Екатеринбург, 2017); VI научная молодежная школа-конференция «Химия, физика, биология: пути интеграции». ФГБУН ИХФ РАН (г. Москва, 2018); XV Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук» Томск (г. Томск, 2018); 6th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects: (Tomsk, 2018).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 11 печатных работах, в том числе четыре [2, 3] – публикации в рецензируемых научных изданиях и журналах, рекомендованных ВАК Минобрнауки РФ, в том числе три [1, 3-4] – в издании, входящем в системы цитирования Scopus и Web of Science; [5] – свидетельство о регистрации программы для ЭВМ.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, библиографии. Полный объем диссертации 118 страниц, работа содержит, 35 рисунков, 4 таблиц и список литературы, включающий 110 наименования.

Диссертационная работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (научно исследовательская работа ФГАОУ ВО «ЮУрГУ (НИУ)»), проводимая в рамках государственного задания №3.9684.2017/БЧ (№2017122-ГЗ).

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулированы цель и задачи исследования. Показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения, кратко изложено содержание диссертации.

В первой главе проведен обзор экспериментальных и теоретических работ по электрофизическим свойствам нанокomпозиционных материалов.

В разделе 1.1 проведен общий обзор по функциональным свойствам материалов. Рассмотрены радиационные свойства чистых диэлектрических и полупроводниковых материалов, а также нанокomпозиционных материалов на их основе. Объяснен выбор рассматриваемых в дальнейшем материалов, используемых в качестве матрицы и включений.

В разделе 1.2 проведен обзор по существующим методам описания электрофизических свойств нанокomпозиционных материалов, а также чистых полимеров и диэлектриков, таких как оксид алюминия. Показано, что существующие модели описания электрофизических свойств нанокomпозиционных материалов, не позволяют описать термостимулированную люминесценцию и радиационную проводимость, так как не учитывают кинетику носителей заряда.

Для описания радиационной проводимости чистых полимеров и чистого оксида алюминия используют систему уравнений Роуза-Фаулера, которая учитывает генерацию носителей заряда, их рекомбинацию, захват на локализованные состояния и освобождения с них, за счет термоактивации. Однако используемые для этого методы решения системы уравнений Роуза-Фаулера реализованы для ограниченного числа локализованных состояний (одно или два)[8], либо когда спектр ловушек по энергиям подчинен определенному закону распределения (экспоненциальному, нормальному) [9]. Для нанокomпозиционного материала такие методы реализации не подходят, поскольку спектр локализованных состояний определяется размером и

концентрацией наночастиц. При радиусе наночастиц от 2 до 10 нм число состояний в спектре может варьироваться от 3 до нескольких десятков.

В разделе 1.3 сделаны общие выводы по всему обзору литературы, сформулирована цель и задачи диссертационной работы.

Вторая глава посвящена разработке метода описания электрофизических свойств нанокпозиционного материала при радиационном воздействии либо нагреве.

В разделе 2.1 рассматривается энергетический спектр локализованных состояний в нанокпозиционном материале. Известно, что диэлектрические и полупроводниковые материалы обладают собственными локализованными состояниями, которые обусловлены различными структурными дефектами. Эти «собственные» локализованные состояния рассматриваются в параграфе 2.1.1. ПММА обладает дырочным спектром локализованных состояний с экспоненциальным распределением ловушек по энергии:

$$N(E) = (N_0/kT_1) \exp(-E/kT_1), \quad (1)$$

где $N_0 = 10^{25} \text{ м}^{-3}$ – полная концентрация ловушек, $T_1 = 2150 \text{ К}$ характеристическая температура распределения для ПММА [12], E – энергия ловушки, отсчитанная от потолка валентной зоны. Для моделирования, непрерывный спектр локализованных состояний ПММА был заменен дискретным. Варьирование числа дискретных уровней показало, что для дискретизации достаточно 35 уровней. Дальнейшее увеличение числа уровней в спектре не влияет на результаты численного моделирования радиационной проводимости чистого ПММА. Другие параметры «собственных» ловушек ПММА: коэффициент захвата $k_3 \sim 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$; частотный фактор $\nu_0 \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ [9].

Спектр ловушек оксида алюминия можно представить в виде двух ловушек глубинами $E_1 = 1,3$ и $E_2 = 1,6$ эВ, отсчитанными от дна зоны проводимости [8, 10]. Другие параметры «собственных» локализованных состояний оксида алюминия: $k_3 \sim 10^{-20} \text{ м}^{-3}$; $\nu_1 \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$; $\nu_2 \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

В параграфе 2.1.2 рассматриваются локализованные состояния, обусловленные включением наночастиц, которые в данной диссертационной работе будут называться «примесными» локализованными состояниями.

При внедрении наночастиц из-за разниц уровней Ферми на границе наночастица-матрица образуется сферическая потенциальная яма с дополнительными локализованными состояниями. Рассматриваются два типа включений, которые образуют электронную потенциальную яму (донорное включение) и дырочную потенциальную яму (акцепторное включение).

Важно отметить, что эффект квантового ограничения заряда тем сильнее выражен, чем меньше радиус наночастиц, поэтому в данной диссертационной работе будут рассматриваться наночастицы радиуса $R_p \leq 10$ нм.

В данном параграфе решается задача о сферической потенциальной яме, обусловленной внедрением наночастиц, и находится энергетический спектр «примесных» локализованных состояний в зависимости от радиуса и концентрации наночастиц.

Уравнение Шредингера с потенциалом $U(r) = -U_0$, для $r \leq R_p$ и $U(r) = -U_0 (R_p/r) \cdot \exp[(r - R_p)/r_{Sh}]$, для $r \geq R_p$ решалось WKB методом. Здесь R_p – радиус наночастицы, U_0 – глубина потенциальной ямы, которая определяется разницей работ выхода материалов, выбранных в качестве матрицы и включения; r_{Sh} – радиус экранирования, который определяет ширину потенциальной ямы. r_{Sh} определяется таким образом, чтобы число локализованных состояний в потенциальной яме было достаточно для размещения в ней заряда $q_{pat} = U_0 \cdot C_{pat}$, где $C_{pat} = 4\pi\epsilon_0\epsilon R_p$ – емкость включения, ϵ – диэлектрическая проницаемость матрицы.

Захват свободных зарядов на уровень E примесной ловушки характеризуется, как и выше, соответствующим сечением захвата, которое представим в виде $\sigma_a(E) = \pi r_E^2 K_a$, где r_E – радиус потенциальной ямы для

состояния с энергией E , который находится из условия: $U(r_E) = E$, K_a – вероятность захвата заряда.

Частотный фактор в выражении для оценки времени жизни заряда в примесной ловушке за счет термического освобождения имеет вид: $\nu_0 \sim v_E / 2r_E$, где v_E – средняя скорость захваченного заряда. Из соотношения неопределенности $2r_E m_* v_E \sim h$ следует выражение для частотного фактора $\nu_0 = h / (4r_E^2 m_*)$, где m_* – эффективная масса.

Полагая, что физическая природа захвата и термического освобождения носителей заряда одинакова для собственных и примесных локализованных состояний, можно дать оценку константам K_a и m_* . Собственные локализованные состояния в различных средах обусловлены различного рода дефектами их строения. Пространственные масштабы дефектов для кристаллов составляют единицы – сотни постоянных кристаллической решетки, для полимеров – размеры макромолекул. Если в качестве оценки пространственного масштаба собственного локализованного состояния взять величину порядка 1 нм, то для включений с такими же размерами можно найти искомые константы из условия, что коэффициенты захвата и частотные факторы для собственных и «примесных» локализованных состояний одинаковы. Найденные таким образом константы для акцепторного включения $K_a \sim 10^{-6}$, $m_* \sim 10^9 m_e$, (m_e – масса электрона), для донорного включения $K_a \sim 10^9$, $m_* \sim m_e$.

Раздел 2.2 посвящен генерации носителей заряда в нанокпозиционном материале. Скорости генерации носителей заряда в матрице S и во включении S_{pat} определяются в зависимости от объемной доли включений f_{pat} , мощности поглощенной дозы выбранного материала \dot{D}_γ и средней энергии образования пары электрон-дырка w_i : $S = (1 - f_{pat}) \dot{D}_\gamma \rho / w_i$ и $S_{pat} = f_{pat} (\dot{D}_\gamma \rho / w_i)_{pat}$, где параметры с индексом «pat» определены для включения.

Поскольку включение является центром локализованного состояния, то удаление из него электрона приведет к изменению заселенности данного локализованного состояния.

В случае донорного включения удаление электрона приведет к увеличению его положительного заряда, что приведет к захвату электрона из ловушки включением, то есть, по сути, имеет место освобождение электрона из ловушки. Полагаем, что ионизованное включение захватывает из ловушки электрон с минимальной энергией, то есть с наиболее глубокого уровня данного локализованного состояния. Образующиеся на глубоких уровнях вакансии заполняются за счет переходов электронов с более высоких уровней. Таким образом, при ионизации донорного включения в единицу времени в единице объема образуется S_{pat} свободных электронов и такое же количество вакансий на примесных электронных уровнях. В модели ионизация донорного включения реализуется при $S'_{pat} = S_{pat}$.

В случае акцепторного включения удаление из него электрона приведет, для восстановления термодинамического равновесия, к перетеканию из матрицы во включение электрона с минимальной энергией, то есть к генерации дырки с энергией, близкой к границе валентной зоны. Таким образом, при ионизации акцепторного включения в единицу времени в единице объема образуется S_{pat} свободных электронов и такое же количество захваченных на верхний уровень дырок. В модели ионизация акцепторного включения реализуется при $S'_{pat} = 0$.

В данной диссертационной работе выбранные материалы будут подвержены воздействию тормозного излучения в режиме облучения длительности от 3 до 100 с мощности 0,002 Вт/кг и длительности 100 нс и мощности от 10^5 до 10^{10} Вт/кг. Важно заметить, что при рассматриваемых здесь значениях поглощенной энергии $D_\gamma \leq 10^3$ Дж/кг, нагрев не превышает нескольких Кельвин, что позволяет пренебречь температурными эффектами.

Мощности дозы \dot{D}_γ , поглощенной материалами матрицы и включения, находились для случая облучения квантами тормозного излучения, генерируемого электронами с начальной энергией 1 МэВ в вольфрамовом поглотителе толщиной 260 мкм. Перенос быстрых электронов рассчитывался методом [13]. Дифференциальное макроскопическое сечение рождения тормозных квантов описывалось формулами [14]. Перенос тормозных квантов в поглотителе описывался кинетическим уравнением без учета рассеяния с использованием таблиц коэффициентов ослабления [15].

В разделе 2.3 сформулирована система уравнений Роуза-Фаулера для описания кинетики носителей заряда в нанокomпозиционном материале.

Поскольку на данном этапе нас будет интересовать только локальная электропроводность нанокomпозита при облучении, полагаем, что ионизация по объему однородна, эффекты заряжения не существенны и, дрейфом носителей заряда можно пренебречь. Отметим, что рассмотренные здесь модель и метод её реализации без труда обобщаются на случаи неоднородного облучения, учета заряжения и дрейфа носителей заряда, включая многомерное рассмотрение. Как правило, концентрации наночастиц в экспериментах не превышают 10 об. %, что позволяет пренебречь эффектом туннелирования заряда.

Система уравнений Роуза-Фаулера имеет вид:

$$\dot{n} = S - \alpha n \left[p + \sum_{l=1}^{l_0} p_l \right] - n \sum_{m=1}^{m_0} K_m + \sum_{m=1}^{m_0} \frac{n_m}{\tau_m} + S_{pat}; \quad (2)$$

$$\dot{p} = S - \alpha p \left[n + \sum_{m=1}^{m_0} n_m \right] - p \sum_{l=1}^{l_0} K_l + \sum_{l=1}^{l_0} \frac{p_l}{\tau_l}; \quad (3)$$

$$\dot{n}_m = K_m n - \frac{n_m}{\tau_m} - \alpha p n_m - S'_{pat} \delta_{m,m_0}, \quad 1 \leq m \leq m_0; \quad (4)$$

$$\dot{p}_l = K_l p - \frac{p_l}{\tau_l} - \alpha n p_l + (S_{pat} - S'_{pat}) \delta_{l,\tilde{l}_0+1}, \quad 1 \leq l \leq l_0, \quad (5)$$

где n, p – концентрации свободных электронов и дырок; n_m, p_l – концентрации захваченных на ловушки электронов и дырок, где $1 \leq m \leq m_0, 1 \leq l \leq l_0, m_0, l_0$ – количество электронных и дырочных локализованных состояний. Пусть состояния $1 \leq m \leq \tilde{m}_0, 1 \leq l \leq \tilde{l}_0$ относятся к локализованным состояниям матрицы нанокompозита (собственные локализованные состояния), а состояния $\tilde{m}_0 + 1 \leq m \leq m_0, \tilde{l}_0 + 1 \leq l \leq l_0$ относятся к «примесным» локализованным состояниям, которые образовались в результате внедрения наночастиц. Другие обозначения: α – коэффициент рекомбинации, $K_m = k_m (M_m - n_m)$, $K_l = k_l (L_l - p_l)$, k_m, k_l – коэффициенты захвата на электронные и дырочные ловушки, M_m, L_l – концентрации электронных и дырочных ловушек, $\tau_{m,l} = \exp(E_{m,l}/kT) / \nu_0$ – времена жизни зарядов на электронных и дырочных ловушках с энергией $E_{m,l}$ соответственно. S – скорость генерации носителей заряда за счет ионизации матрицы; S_{pat} – скорость генерации носителей заряда за счет ионизации включения. S'_{pat} – характеризует изменение захваченных носителей заряда на ловушках за счет ионизации.

В начальный момент времени концентрации носителей заряда имеют равновесные (темновые) значения n^0, p^0, n_m^0, p_l^0 . Эти значения могут быть найдены из решения системы (2)-(5) с нулевыми начальными условиями для концентраций свободных и захваченных на собственные ловушки зарядов и отсутствием вакансий на примесных ловушках.

В разделе 2.4 оценивается испускательная и поглощательная способность нанокompозиционного материала, с учетом изменения энергетического спектра локализованных состояний и поляризационного взаимодействия носителей заряда с излучением.

Считая, что свободные носители заряда подчиняются распределению Больцмана [16], рассматривается спектральное рекомбинационное излучение свободных носителей заряда (межзонный переход при $\hbar\omega \geq \Delta E$) $Q_1(\hbar\omega)$, а

также переходы зона проводимости – акцепторная ловушка (центр свечения) $Q_2(\hbar\omega)$ и донорная ловушка – валентная зона $Q_3(\hbar\omega)$ при $\hbar\omega \geq \Delta E - E_{m,l}$. Результирующая спектральная испускательная способность находится как сумма по процессам, сопровождающимся рекомбинационным излучением:

$$Q(\hbar\omega) = Q_1(\hbar\omega) + Q_2(\hbar\omega) + Q_3(\hbar\omega);$$

$$Q_1(\hbar\omega) = \alpha \hbar\omega \frac{np}{(kT)^3} \frac{(\hbar\omega - \Delta E)^2}{2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega - \Delta E}{kT}\right);$$

$$Q_2(\hbar\omega) = \alpha \hbar\omega \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{n}{(kT)^{3/2}} \sum_l p_l(\varepsilon_l) \sqrt{\varepsilon_l + \hbar\omega - \Delta E} \exp\left(-\frac{\varepsilon_l + \hbar\omega - \Delta E}{kT}\right);$$

$$Q_3(\hbar\omega) = \alpha \hbar\omega \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{p}{(kT)^{3/2}} \sum_m n_m(\varepsilon_m) \sqrt{\varepsilon_m + \hbar\omega - \Delta E} \exp\left(-\frac{\varepsilon_m + \hbar\omega - \Delta E}{kT}\right),$$

где концентрации свободных носителей заряда n, p находятся из решения системы (2)-(5); $\varepsilon_l = E_l$ и $\varepsilon_m = \Delta E - E_m$ – глубины локализованных состояний, определенные в параграфе 2.1, ΔE – ширина запрещенной зоны, E_l, E_m – энергии локализованных состояний, отсчитанные от потолка валентной зоны.

Поглощение материала $\Sigma(\hbar\omega) = \Sigma_s(\hbar\omega) + \Sigma_p(\hbar\omega)$ учитывает межзонные переходы $\Sigma_s(\hbar\omega)$, переходы зона-примесь и поляризационные взаимодействия носителей заряда с электромагнитным полем излучения $\Sigma_p(\hbar\omega)$ [17]:

$$\Sigma_s(\hbar\omega) \sim A_s(\hbar\omega - dE)^a, \quad (6)$$

где A_s – коэффициент пропорциональности; $dE = \Delta E$ – межзонный переход; $dE = \Delta E - E_{m,l}$ и $dE = E_{m,l}$ – переход зона-примесь. Для прямого разрешенного перехода степень $a = 1/2$, для прямого запрещенного перехода – $a = 3/2$, непрямого разрешенного перехода – $a = 2$ и непрямого запрещенного перехода – $a = 3$.

Для нахождения спектральной интенсивности излучения $I(z, \cos\vartheta, \omega)$, решается кинетическое уравнение переноса излучения через вещество. При отсутствии внешнего фотовозбуждения, пренебрегая рассеянием в силу малой

концентрации включений, и считая, что испускание излучения изотропно, в одномерном рассмотрении кинетическое уравнение переноса излучения через вещество будет иметь вид:

$$I(z, \cos \vartheta, \omega) = \int_0^{\infty} \frac{1}{4\pi} Q(z - \xi \cos \vartheta, \omega) \exp[-\tau(z, z - \xi \cos \vartheta, \omega)] d\xi.$$

Здесь $z' = z - \xi \cos \vartheta$; $z \in [0, a]$ – координата по оси Z , a – толщина образца; $d\xi = dz / \cos \vartheta$, ϑ – угол между направлением движения кванта и осью Z ; $\tau(z, z', \omega) = \int_0^{\xi} \Sigma(z', \omega) d\xi'$ – оптическая длина пути, пройденного излучением частоты ω от точки z' до z . В одномерном случае спектральная интенсивность излучения $Y(a, \omega)$ и выход излучения $I(a)$ определяются формулами $Y(a, \omega) = 2\pi \int_0^1 I(a, \cos \vartheta, \omega) \cos \vartheta d \cos \vartheta$ и $I(a) = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} Y(z, \omega) \cdot d\omega$, где ω_{\min} , ω_{\max} – минимальная и максимальная частота испускаемого кванта.

В разделе 2.5 описан метод решения системы уравнений Роуза-Фаулера, реализованный для произвольного спектра локализованных состояний.

Общая идея решения системы (2)-(5) заключается в нахождении приближенного аналитического решения для некоторого временного интервала Δt , который выбирается так, чтобы минимизировать отклонение полученного аналитического решения от точного.

Обозначим полные концентрации носителей заряда электронов n_t и дырок p_t :

$$n_t = n + \sum_{m=1}^{m_0} n_m; \quad p_t = p + \sum_{l=1}^{l_0} p_l.$$

Тогда из (2)-(5) следуют уравнения для полных концентраций носителей заряда:

$$\dot{n}_t + \tilde{\alpha}(n_t + \rho_t)n_t = S_{\Sigma}; \quad \dot{p}_t + \tilde{\alpha}(p_t - \rho_t)p_t = S_{\Sigma}, \quad (7)$$

где $\tilde{\alpha} = \alpha \left(1 - \frac{\sum_m n_m / n_t}{\sum_l p_l / p_t} \right)$; $S_{\Sigma} = S + S_{pat} - S'_{pat}$.

В приближении постоянства $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}(t_k)$ на временном шаге $\Delta t = t_{k+1} - t_k$, считая известными $n_t(t_k) = n_t^{(k)}$ и $p_t(t_k) = p_t^{(k)}$ были найдены решения для полных концентраций носителей заряда:

$$n_t^{(k+1)} = A(1 - b_n) / (1 + b_n) - \rho_t / 2; \quad p_t^{(k+1)} = A(1 - b_p) / (1 + b_p) + \rho_t / 2, \quad (8)$$

где:
$$b_n = \frac{A - n_t^{(k)} - \rho_t / 2}{A + n_t^{(k)} + \rho_t / 2} \exp(-2\tilde{\alpha}A\Delta t), \quad b_p = \frac{A - p_t^{(k)} + \rho_t / 2}{A + p_t^{(k)} - \rho_t / 2} \exp(-2\tilde{\alpha}A\Delta t),$$

$$A = \sqrt{S_{\Sigma} / \tilde{\alpha} + (\rho_t / 2)^2}.$$

Уравнения (2)-(3) для свободных зарядов можно записать в виде:

$$\dot{n} + A_n n = Q_n; \quad \dot{p} + A_p p = Q_p, \quad (9)$$

где коэффициенты $A_n = \alpha p_t + \sum_m K_m$; $Q_n = S + S_{pat} + \sum_m n_m / \tau_m$; $A_p = \alpha n_t + \sum_l K_l$;

$Q_p = S + \sum_l p_l / \tau_l$ полагаются постоянными на шаге интегрирования. В этом случае уравнения (9) имеют простое аналитическое решение.

Уравнения (4)-(5) для локализованных носителей заряда можно записать в виде:

$$\dot{n}_m + a_m(t) n_m = \beta_m n(t) - S'_{pat} \delta_{m,m_0}; \quad \dot{p}_l + a_l(t) p_l = \beta_l p(t) + (S_{pat} - S'_{pat}) \delta_{l,\tilde{l}_0+1}, \quad (10)$$

где $a_m(t) = \alpha p + k_m n + \tau_m^{-1}$, $\beta_m = k_m M_m$, $a_l(t) = \alpha n + k_l p + \tau_l^{-1}$, $\beta_l = k_l L_l$.

Временная зависимость коэффициентов $a_m(t), a_l(t)$ находится из аналитического решения уравнений (9). В этом случае система уравнений (10) имеет также аналитическое решение.

Поскольку решения уравнений (7), (9) и (10) находятся в приближении малого изменения величин $\sum_m n_m, \sum_l p_l$ на шаге интегрирования, то критерий выбора временного шага можно записать в виде:

$$\Delta t = \xi \cdot \min \left(\sum_l p_l / \sum_l \dot{p}_l, \sum_m n_m / \sum_m \dot{n}_m \right),$$

где множитель ξ определяет допустимое относительное приращение суммарной заселенности ловушек. Численные эксперименты показали, что оптимальное значение $\xi \sim 0,001$. Изменение ξ в интервале $10^{-2} - 10^{-4}$ приводит к изменению решения в пределах нескольких процентов во временном интервале $10^{-10} - 10^9$ с.

В главе три представлены тестовые расчеты для проверки адекватности построенной модели.

В разделе 3.1 проводится сравнение с другими решениями системы уравнения Роуза-Фаулера, реализованными для двухловушечного случая и для экспоненциального распределения ловушек. Наши результаты полностью согласуются с аналитическим решением модели Ван-Линта [18].

На рис. 1 показано вполне удовлетворительное согласие наших результатов с численным решением, полученным в работе [9], где рассматривалась радиационная проводимость полимеров в режиме непрерывного облучения с экспоненциальным распределением ловушек (1) с различными параметрами распределения T_1 .

В разделе 3.2 проводится проверка применимости формул (6) для расчета спектрального коэффициента поглощения чистого ПММА в УФ-Видимом диапазоне. На рис. 2 видно, что расчет качественно согласуется с экспериментом [3].

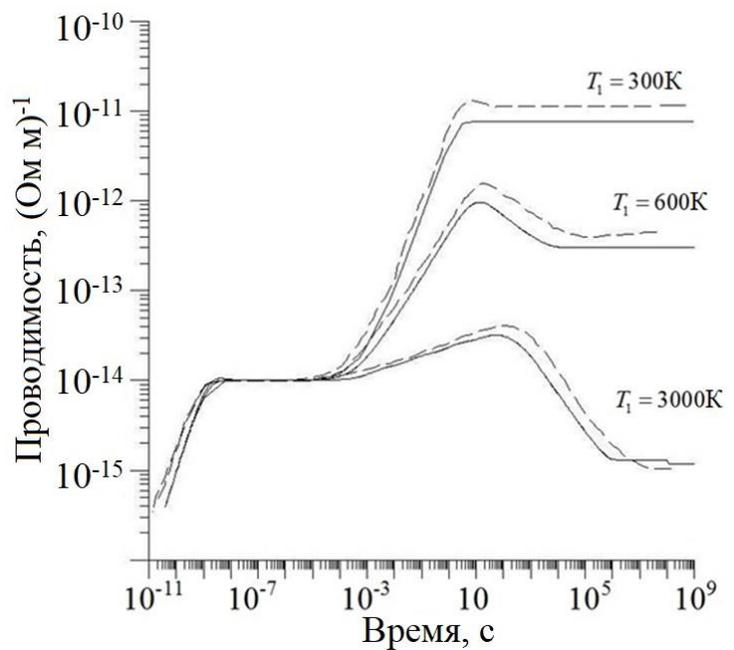


Рис. 1. Расчет радиационной проводимости чистого ПММА при непрерывном облучении в зависимости от параметра распределения: «сплошная линия» - наши результаты; «пунктир» - численный расчет [9].

Коэффициенты

пропорциональности A_s из формулы (6) для ПММА получились порядка $10^4 \text{ см}^{-1} \cdot (\text{Эрг})^{-a}$, что согласуется с литературными данными [17].

В разделе 3.3 проводится сравнение с экспериментом, описанном в работе [10] об интенсивности

термостимулированной люминесценции чистого оксида

алюминия. На рис. 3 видно, что наши расчеты получили хорошее согласие с экспериментом. Также при вариации скорости нагрева в наших расчетах наблюдается смещение основного пика термолюминесценции в сторону высоких температур с увеличением скорости нагрева, согласно эксперименту [10].

Четвертая глава

посвящена численным исследованиям

электрофизических свойств

нанокомпозиционных материалов в рамках разработанной модели. В экспериментах, перед облучением материалы подвергаются отжигу с целью опустошения ловушек. В нашей работе мы также проводим предварительный отжиг нанокомпозиционных материалов, чтобы опустошить «примесные»

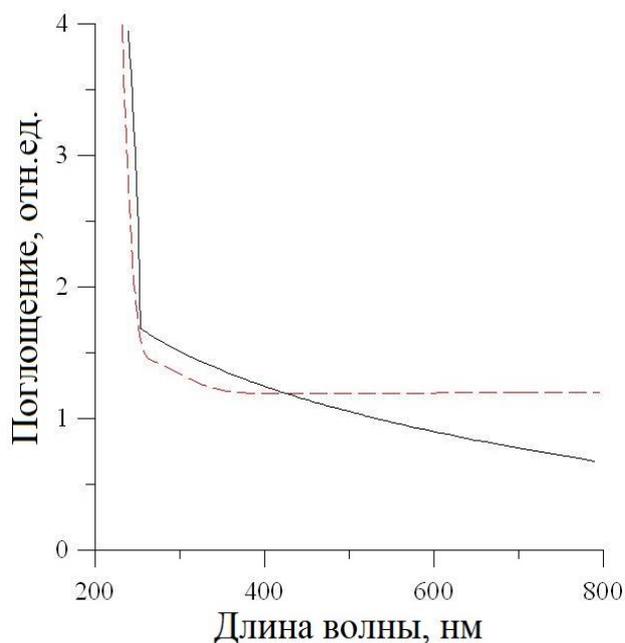


Рис. 2. Коэффициент поглощения чистого ПММА: «сплошная линия» - наши результаты; «пунктир» - эксперимент [4].

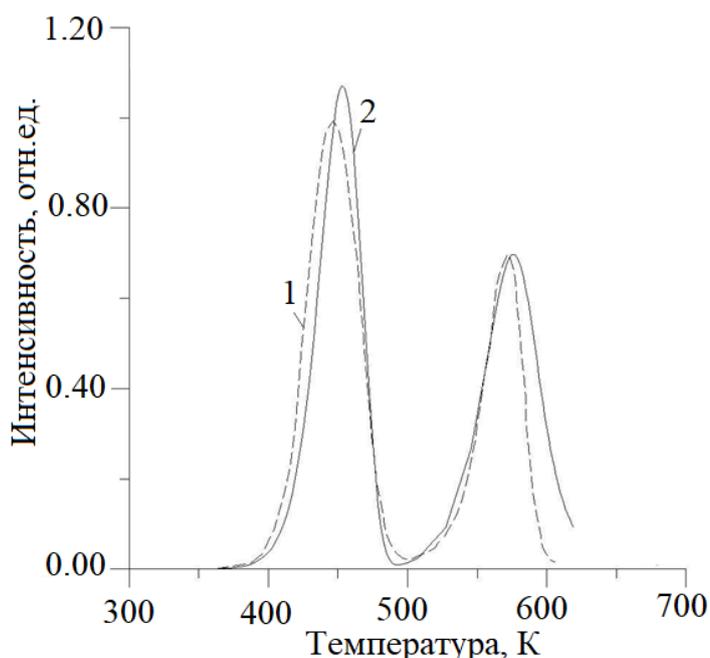


Рис. 3. Интенсивность ТСЛ чистого оксида алюминия после предварительно обработки (нагрев до 436 К и охлаждения до 300К). Скорость нагрева 2 К/с до 620 К. 1 – эксперимент [10], 2 – наши результаты.

локализованные состояния и получить после охлаждения установившиеся населенности локализованных состояний, используемые в качестве начальных условий для расчета кинетики носителей заряда в процессе облучения.

В рамках диссертационной работы исследуется термостимулированная люминесценция оксида алюминия и нанокompозита на его основе. Термостимулированная люминесценция нанокompозита на основе ПММА не рассматривается, поскольку для того, чтобы освободить носители заряда с глубоких ловушек для их дальнейшей рекомбинации необходимо нагреть материал до температуры ~ 600 К, что превышает температуру плавления ПММА 430 К.

В разделе 4.1 приведены результаты исследования радиационной проводимости чистого ПММА и нанокompозита ПММА+CdS в зависимости от радиуса и концентрации наночастиц.

На рис. 4 показано, что во время облучения, когда процесс генерации носителей заряда доминирует, радиационная проводимость возрастает до некоторого значения, которое

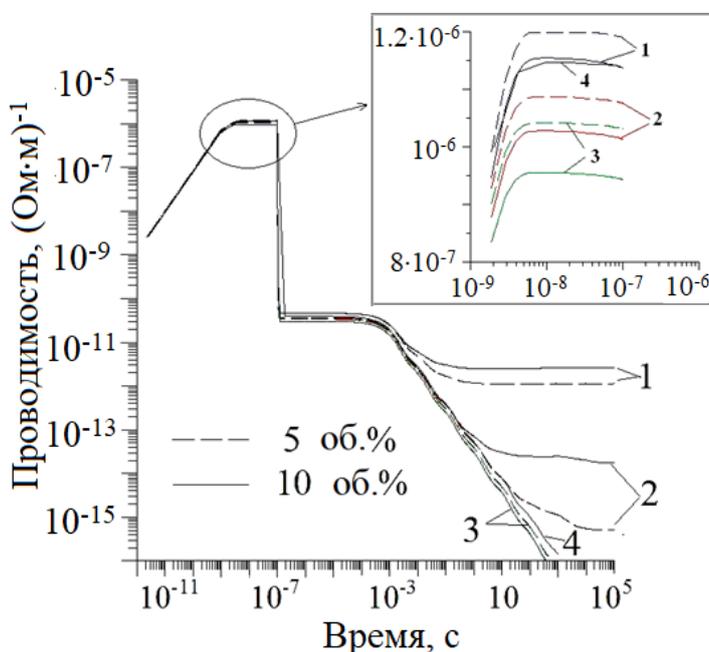


Рис. 4. Радиационная проводимость нанокompозита ПММА с включением наночастиц CdS в зависимости от радиуса CdS (1) – 2 нм; (2) – 5 нм; (3) – 10 нм; (4) – чистый ПММА. Мощность поглощенной дозы $\dot{D}_\gamma = 10^8$ Вт/кг.

остается постоянным до конца облучения из-за равновесия между процессами генерации, рекомбинации и захвата носителей заряда на ловушки. После отключения облучения, равновесие нарушается, и рекомбинация и захват носителей заряда на ловушки приводят к резкому падению значения радиационной проводимости на несколько порядков. Затем наблюдается некоторое плато, обусловленное равновесием между процессами захвата на ловушки и их термического освобождения. Дальнейшее падение радиационной

проводимости обусловлено рекомбинацией освободившихся с ловушек носителей заряда.

Следует заметить, что в случае нанокпозиционных материалов радиационная проводимость после облучения стремится к некоторому значению, которое держится постоянным или слабо меняется со временем. Это значение будем называть равновесным в силу равновесия между процессами рекомбинации носителей заряда, захвата на ловушки и термического освобождения. Заметим, что чистый ПММА после облучения бесконечно долго возвращается к своему равновесному значению из-за большой доли мелких ловушек, которые задерживают процесс становления равновесия после облучения и уменьшают скорость релаксации к равновесному значению.

При внедрение наночастиц CdS концентрации 1 и 5 об.% наблюдаются следующие закономерности.

1. Рост концентрации наночастиц приводит к увеличению равновесного значения радиационной проводимости, поскольку наночастицы являются источником дополнительных носителей заряда (рис.4).

2. Увеличение скорости релаксации к равновесному значению после облучения с уменьшением размера наночастиц и увеличением их концентрации, что объясняется уменьшением доли мелких «примесных» ловушек с уменьшением размера наночастиц.

3. Независимость установившегося после облучения равновесного значения проводимости от поглощенной дозы ионизирующего излучения, поскольку внедрение наночастиц приводит к полному заполнению глубоких ловушек, которые отвечают за накопление информации о поглощенной дозе излучения.

В разделе 4.2 исследуется радиационная проводимость чистого оксида алюминия и наноккомпозита Al_2O_3+SrO в режиме импульсного и длительного облучения.

В параграфе 4.2.1 рассматривается чистый Al_2O_3 . Показано, что радиационная проводимость оксида алюминия во время облучения на много порядков выше, чем равновесное значение (рис. 5). После облучения, оксид алюминия за доли секунды достигает нового равновесного значения, которое зависит от поглощенной энергии ионизирующего излучения. Малое время релаксации обусловлено полным отсутствием в модели мелких «собственных» ловушек, а зависимость от дозы ионизирующего излучения обусловлена тем, что глубокие ловушки, отвечающие за накопление информации о поглощенной дозе, перед облучением полностью опустошены.

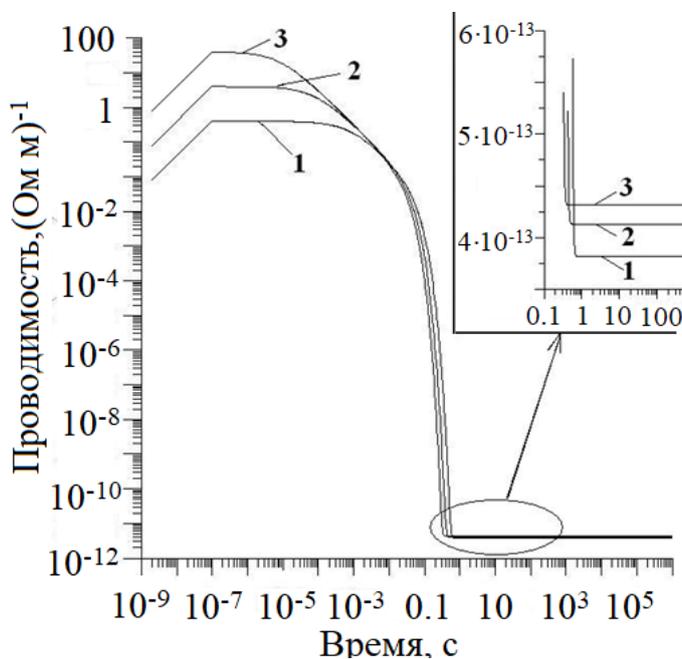


Рис. 5. Радиационная проводимость чистого оксида алюминия при импульсном облучении (100 нс) мощностью 1- 10^8 Вт/кг, 2 – 10^9 Вт/кг и 3 – 10^{10} Вт/кг.

На рис. 6 можно наблюдать, что установившееся после облучения равновесное значение радиационной проводимости слабо зависит от мощности поглощенной дозы. Однако в случае длительного облучения значение радиационной проводимости немного выше, чем в случае импульсного облучения, что обусловлено разными процессами становления равновесного значения: в случае импульсного облучения основным процессом является рекомбинация носителей заряда, в случае длительного облучения – захват носителей заряда на ловушки.

Так же можно наблюдать, что при увеличении поглощенной дозы установившееся после облучения значение радиационной проводимости выходит на насыщение, что обусловлено ограничением накопления информации о поглощенной дозе, а именно фиксированной концентрацией локализованных состояний. С увеличением дозы ионизирующего излучения, генерируется больше свободных носителей заряда, которые захватываются на локализованные состояния. Свободных ловушек становится меньше, и, следовательно, уменьшается вероятность дальнейшего захвата.

В параграфе 4.2.2 исследуется радиационная проводимость нанокompозита $\text{Al}_2\text{O}_3+\text{SrO}$. Наночастицы являются источниками дополнительных носителей заряда, поэтому при внедрении наночастиц SrO в оксид алюминия наблюдается увеличение значения радиационной проводимости нанокompозита с увеличением концентрации и уменьшением размера наночастиц.

В случае, когда концентрация примесных локализованных состояний выше, чем концентрация собственных локализованных состояний:

1. темновая проводимость нанокompозита достигает значений: 10 $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ для наночастиц 5 и 10 нм и 10^3 $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ для наночастиц радиуса 2 нм при объемной доле наночастиц 1% , поскольку наночастицы являются источником дополнительных носителей заряда;

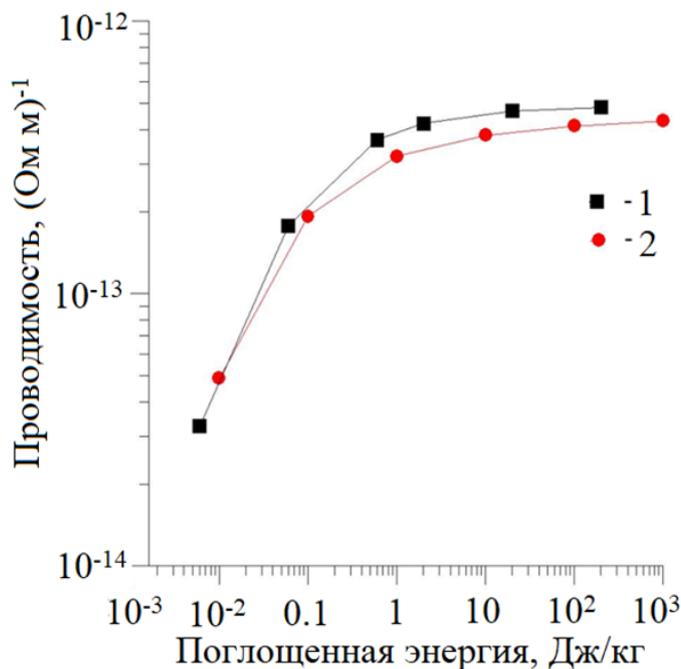


Рис. 6. Равновесная радиационной проводимости чистого Al_2O_3 в зависимости от поглощенной энергии ионизирующего излучения: 1 – облучение мощности $0,002$ Вт/кг и длительности от 3 до 10^4 с; 2 – облучение мощности от 10^5 до 10^{10} Вт/кг и длительности 100 нс.

2. после облучения радиационная проводимость нанокompозита меньше чем за 10^{-4} с возвращается к своему темновому значению. Большая скорость релаксации обусловлена малой долей мелких ловушек, а полное заполнение глубоких ловушек приводит к тому, что установившееся значение радиационной проводимости не зависит от мощности поглощенной дозы.

В случае, когда концентрация примесных локализованных состояний меньше концентрации собственных глубоких ловушек оксида алюминия:

1. во время облучения значение радиационной проводимости нанокompозита с малым содержанием наночастиц (<1об.%) совпадает со значением для чистого оксида алюминия, что говорит о том, что основной вклад в ионизацию нанокompозита в этом случае дает ионизация матрицы;

2. внедрение наночастиц малой концентрации приводит к увеличению времени релаксации к равновесному значению, поскольку увеличивается доля мелких ловушек;

3. равновесное значение после облучения зависит от мощности поглощенной дозы, поскольку, глубокие ловушки нанокompозита оказываются не до конца заполненными и, следовательно, способными накапливать информацию о поглощенной дозе.

В параграфе 4.3 исследуется термостимулированная люминесценция предварительно облученного нанокompозита на основе оксида алюминия. Рассматриваются малые концентрации наночастиц ($5 \cdot 10^{-5}$ об.%), что в случае радиуса наночастиц 2 нм - на два порядка меньше концентрации собственных локализованных состояний.

Облученные разной мощности и длительности нанокompозиционные материалы нагревались до 620 К со скоростью 2 К/с. Также были получены кривые ТСЛ после предварительной обработки до 436 К после облучения. На кривой ТСЛ наблюдается 2 пика, как в случае чистого оксида алюминия.

Из рис. 7 следует, что внедрение наночастиц SrO в оксид алюминия приводит к следующим закономерностям.

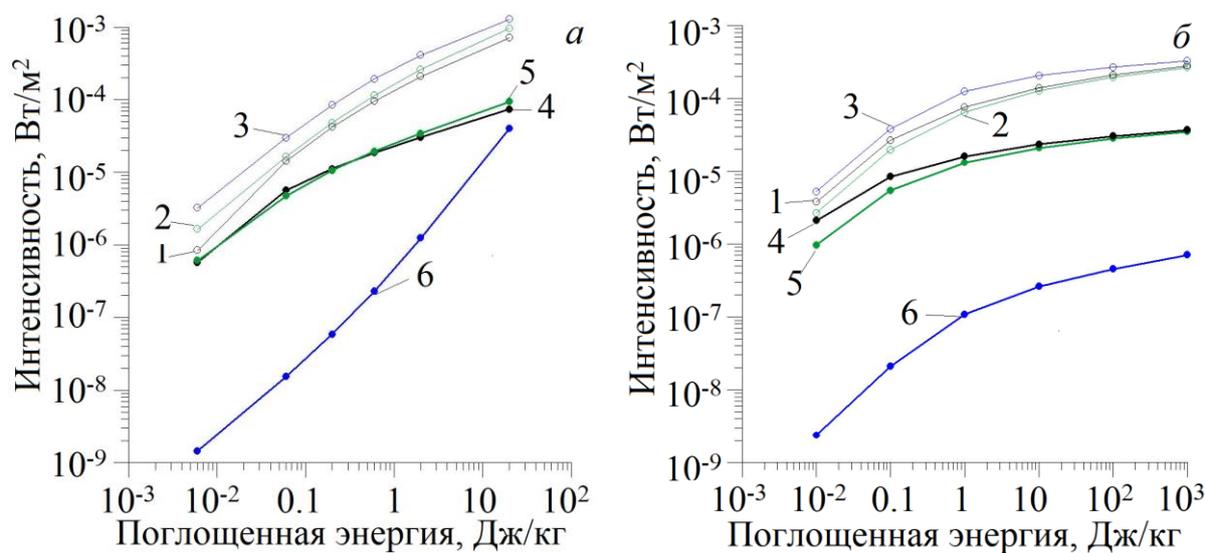


Рис. 7. Зависимость интенсивности основного пика ТСЛ от поглощенной энергии ионизирующего излучения: 1,4 – чистый Al_2O_3 , 2,3, 5,6 – нанокompозит $\text{Al}_2\text{O}_3+\text{SrO}$. 1-3 – без предварительного нагрева, 4-6 – после предварительного нагрева. В зависимости от радиуса SrO: кривые 2,5 – 10 нм, 3,6 – 2 нм. (а) длительность импульса от 3 до 1000 с, мощность поглощенной дозы ионизирующего излучения 0,002 Вт/кг; (б) длительность импульса 100 нс, мощность поглощенной дозы варьировалась в диапазоне от 10^5 до 10^{10} Вт/кг

1. Увеличение интенсивности основного пика ТСЛ с уменьшением радиуса наночастиц в случае необработанного материала, поскольку наночастицы являются источником дополнительных носителей заряда, которые дают вклад в рекомбинационное излучение нанокompозиционного материала, и при одной и той же объемной доле концентрация наночастиц меньшего радиуса больше.

2. Уменьшение интенсивности основного пика ТСЛ с уменьшением радиуса наночастиц в случае предварительно обработанного после облучения материала. «Примесные» ловушки SrO глубиной не превышают собственную ловушку 1,3 эВ и, поэтому, в результате предварительной обработки опустошаются вместе с ней.

3. Увеличение зависимости интенсивности первого пика ТСЛ от поглощенной дозы в случае обработанного нанокompозита с включением наночастиц радиуса 2 нм. Это обусловлено большим коэффициентом захвата на «примесные» ловушки, что в процессе предварительной обработки увеличивает вероятность перезахвата на «примесные» ловушки и уменьшает вероятность

рекомбинации, что приводит к большому различию в значениях населенностей «примесных» ловушек при изменении дозы ионизирующего излучения. В случае больших наночастиц большой коэффициент захвата не играет роли, поскольку их концентрация пренебрежительно мала.

4. В случае облучения большими мощностями интенсивность пика ТСЛ с увеличением поглощенной энергии, как бы выходит на насыщение, это объясняется тем, что в случае облучения большими мощностями основным процессом становления равновесия является рекомбинация, а в случае малых мощностей – захват на ловушки.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Разработана физическая модель описания электрофизических свойств нанокomпозиционных материалов, основанная на рассмотрении кинетики носителей заряда в рамках модели Роуза-Фаулера. Найден новый метод решения системы уравнений Роуза-Фаулера для произвольного спектра локализованных состояний. Тестовые расчеты продемонстрировали эффективность данного метода.

Из решения уравнения Шредингера был найден энергетический спектр локализованных состояний, обусловленных включением сферических наночастиц. Показано, что с увеличением размера наночастиц, увеличивается число энергетических уровней в спектре локализованных состояний, обусловленных включением наночастиц, причем увеличивается доля мелких ловушек. Также проведена оценка параметров (коэффициента захвата и частотного фактора) для «примесных» локализованных состояний.

Предложенная модель ионизации нанокomпозита учитывает как ионизацию матрицы, так и ионизацию включений. Ионизация включений учитывает изменение концентрации, как свободных носителей заряда, так и заселенность «примесных» энергетических состояний.

Исследование электрофизических свойств чистых ПММА и оксида алюминия, а также нанокomпозитов на их основе показало, что:

1. полупроводниковые наночастицы являются источником дополнительных носителей заряда, что приводит к увеличению значения темновой проводимости нанокomпозиционного материала с ростом концентрации наночастиц;

2. скорость релаксации к равновесному значению зависит от доли мелких ($E_m \leq kT$) ловушек в спектре, поскольку мелкие ловушки задерживают процесс рекомбинации и, следовательно, становление равновесия;

3. после облучения нанокomпозиционный материал стремится к новому равновесному значению, которое совпадает с темновым значением, в случае, когда концентрация «примесных» ловушек превышает концентрацию «собственных» ловушек матрицы. Поскольку глубокие ловушки ($E_m \gg kT$), которые отвечают за накопление заряда, в этом случае, оказываются полностью заполненными и не способными сохранять информацию о поглощенной дозе ионизирующего вещества;

4. в случае, когда концентрация «примесных» ловушек не превышает концентрацию собственных ловушек, нанокomпозиционный материал становится более чувствительным к радиации, чем чистый материал, поскольку «примесные» ловушки обладают большим сечением захвата и активнее захватывают носителей заряда во время облучения;

5. при облучении большими мощностями основным процессом становления равновесия является рекомбинация, при облучении малыми мощностями – захват на ловушки.

Исследование термостимулированной люминесценции чистого оксида алюминия и нанокomпозита с включением наночастиц SrO показало, что внедрение в оксид алюминия наночастиц, приводящих к формированию дополнительных электронных локализованных состояний, концентрация которых на порядок меньше концентрации собственных ловушек оксида алюминия, увеличивает зависимость интенсивности основного пика ТСЛ от поглощенной энергии ионизирующего излучения (чувствительность) при

условии предварительного нагрева до 436 К. Увеличение чувствительности обусловлено более высоким коэффициентом захвата на «примесный» уровень в сравнении с собственным.

Таким образом, поставленная цель исследования достигнута, а задачи решены.

Список публикаций автора по теме диссертации:

Публикации в научных изданиях, рекомендованных ВАК Минобрнауки РФ:

1. Dyuryagina, N.S. Using Rouse-Fowler Model to Describe Radiation-Induced Electrical Conductivity of Nanocomposite Materials / N.S. Dyuryagina, A.P. Yalovets // Journal of Physics: Conference series.– 2017.–V.830, №1.– P.0123130–7.
2. Dyuryagina, N.S. Population kinetics of localized states in nanocomposite materials under radiation effect / N.S. Dyuryagina, A.P. Yalovets // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика».–2018.– Т.10, №1.– С.58–67.
3. Дюрягина, Н.С. Радиационная электропроводность нанокomпозиционных материалов / Н.С. Дюрягина, А.П. Яловец // Журнал технической физики. 2018. Т. 88, № 6. С. 864-873 / Dyuryagina, N.S. Radiation-induced electrical conductivity of nanocomposite materials / N.S. Dyuryagina, A.P. Yalovets // J. Technical Physics.–2018.–V.63, №6.– P.838–847.
4. Dyuryagina, N.S. Thermoluminescence of Irradiated Nanocomposite Material Based on Aluminum Oxide / N.S. Dyuryagina, A.P. Yalovets // Journal of Physics: Conference series.–2018.–V.1115, №5.– P.052022-30.

Свидетельство о регистрации программ для ЭВМ:

5. Программа для ЭВМ «NANO_COM – программа расчета кинетики носителей заряда в нанокomпозиционном материале при воздействии ионизирующего излучения»: свидетельство № 201761931 / Н.С. Дюрягина, А.П. Яловец; правообладатель ФГАОУ ВО «Южно-Уральский государственный университет (национальный исследовательский университет)». Заявка 18.04.2017 № 2017613467; зарегистрирована в Реестре программ для ЭВМ 22.08.2017.

Другие публикации:

6. Дюрягина, Н.С. Метод расчета электрофизических свойств нанокomпозиционных материалов // Н.С. Дюрягина, А.П. Яловец / Наука ЮУрГУ: материалы 67-й научной конференции преподавательского состава, аспирантов и сотрудников ЮУрГУ. Секции естественных наук. – Издательский центр ЮУрГУ, 2015. – С. 233–241.
7. Dyuryagina, N.S. Using Rouse-Fowler Model to Describe Radiation-Induced Electrical Conductivity of Nanocomposite Materials / N.S. Dyuryagina, A.P. Yalovets // 5th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2016): Abstracts. – Tomsk: TPU Publishing House, 2016. – P.343.

8. Дюрягина, Н.С. Роль примесных локализованных состояний в формировании электрофизических свойств нанокпозиционного материала / Н.С. Дюрягина, А.П. Яловец // Тезисы докладов. XVIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-18). – Екатеринбург: ИФМ УрО РАН, 2017. – С.183.
9. Дюрягина, Н.С. Влияние локализованных состояний на проводящие свойства нанокпозиционного материала / Н.С. Дюрягина, А.П. Яловец // Сборник тезисов докладов VI научной молодежной школы-конференции «Химия, физика, биология: пути интеграции». - Москва: ФГБУН ИХФ РАН, 2018. – С. 23–24
10. Dyuryagina N.S. Role of Localized States due to Nanoparticle Inclusion in Formation of electrical Conductive Properties of Nanocomposite Materials / N.S. Dyuryagina // Сборник научных трудов XV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых: в 7т. Т. 1: Физика. – Томск: Издательский Дом ТГУ, 2018. – С.24–26
11. Dyuryagina N.S. Thermoluminescence Spectra of Irradiated Nanocomposite Materials / N.S. Dyuryagina, A.P. Yalovets // 6th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2018). Abstracts. – Tomsk: TPU Publishing House, 2016. – P.505

Список цитируемой литературы

1. Beecroft, L.L. Nanocomposite Materials for Optical Applications / L.L. Beecroft, C.K. Ober // J. Chem. Mater. – 1997. – V. 9, Iss. 6. – P. 1302–1317.
2. Шамилов, Р.Р. Композиты полиметилметакрилата на основе квантовых точек CdSe и CdSe/CdS, синтезированных в водно-этанольной среде / Р.Р. Шамилов, Ю.Г. Галяметдинов // Вестник Казанского технологического университета. – 2013. – Т. 16, № 15. – С. 322–324.
3. Padmaja, S. Tunable luminescence and transmittance nature of CdS:PMMA nanocomposites for optoelectronic applications / S. Padmaja, S. Jayakumar // Optics and Laser Technology. – 2019. – V. 112. – P. 409–412.
4. Zidan, H.M. Structural and optical properties of pure PMMA and metal chloride-doped PMMA films / H.M. Zidan, M. Abu-Elnader // Physics B. – 2005. – V. 355. – P. 308–317.
5. Головань, Л.А. Оптические свойства нанокпозитивов на основе пористых систем / Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров // Успехи физических наук. – 2007. – Т. 177, № 6. – С.619–638.
6. Покутний, С.И. Экситонные состояния в наносистемах / С.И. Покутний, А.П. Шпак, В.Н. Уваров, М.С. Покутний // Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies. – 2009. – Т. 7. – С. 941–944.
7. Дзюба, В.П. Модель нелинейного пропускания света диэлектрическими нанокпозитивами / В.П. Дзюба, А.Е. Краснюк, Ю.Н. Кульчин, И.В. Дзюба // Физика и техника полупроводников. – 2011. – Т. 45, № 3. – С. 306 – 311.

8. Nikiforov, S.V. Simulation of sublinear dose dependence of thermoluminescence with the inclusion of the competitive interaction of trapping centers / S.V. Nikiforov, V.S. Kortov // *Physics of the Solid State*. – 2014. – V. 56, Iss. 10. – P. 2064–2068.
9. Тютнев, А.П. Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующего излучения / А.П. Тютнев, В.С. Саенко, К.Д. Пожидаев, Н.С. Костюков. – М.: Наука, 2005. – 453с.
10. Мильман, И.И. Температурное тушение в люминесценции анионодефектных кристаллов $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ / И.И. Мильман, В.С. Кортов, В.И. Кирпа // *Физика твердого тела*. – 1995. – Т. 37, № 4. – С. 1149–1159.
11. Кортов, В.С. Твердотельная дозиметрия / В.С. Кортов, И.И. Мильман, С.В. Никифоров // *Известия Томского политехнического университета*. – 2000. – Т. 303. – С. 35–45.
12. Вайсберг, С.Э. Исследование радиационной электропроводности полимеров / С.Э. Вайсберг, В.П. Сичкарь, В.Л. Карпов // *Высокомолекулярные соединения*. – 1971. – Т. (А)8, № 11. – С. 2502–2507.
13. Кононов, Б.А. Перенос быстрых электронов в слоистых материалах // Ю.М. Степанов, А.П. Яловец // *Атомная энергия*. – 1977. – Т. 42, № 4. – С. 326–328.
14. Kosh, H.W. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data / H.W. Kosh, J.W. Motz // *Rev. Mod. Phys.* – 1959. – V. 31. – P. 920–955.
15. Немец, О.Ф. Справочник по ядерной физике / О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. – Киев: Наукова думка, 1975. – 416 с.
16. Орешкин, П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков / П.Т. Орешкин. – М.: «Высшая школа», 1977. – 448 с.
17. Панков, Ж. Оптические процессы в полупроводниках. / Ж. Панков. – М.: «Мир», 1973. – 457с.
18. Ванников, А.В. Радиационные эффекты в полимерах. Электрические свойства / А.В. Ванников, В.К. Матвеев, В.К. Сичкарь, А.П. Тютнев. – М.: Наука, 1982. – 273 с.