

# Создание центров окраски синхротронной радиацией в оптической керамике $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$

© И. Кудрявцева, П. Либлик, А. Луцки, Ч. Луцки, В. Нагирный, Е. Васильченко

Институт физики Тартуского университета,  
51014 Тарту, Эстония

(Поступила в Редакцию 19 октября 2000 г.)

Для оптической керамики содалита  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{2x}$  с  $x = 0.8$  при 80 К высокочувствительными методами фотостимулированной люминесценции измерен спектр создания F-центров фотонами 5–27 eV. Создание F-центров фотонами 5.6–8.5 eV происходит при возбуждении и ионизации иодных центров двух типов, а в области 8.2–27 eV — при создании электронных возбуждений алюмосиликатного каркаса, построенного из чередующихся ионов  $\text{Al}^{3+}$  и  $\text{Si}^{4+}$ , каждый из которых тетраэдрически окружен ионами кислорода. При использованных малых дозах облучения F-центры создаются в основном при захвате фотоэлектронов дорадиационными вакансиями иода. В области 23–25 eV эффективность создания F-центров улавливается в результате размножения электронно-дырочных пар.

Работа выполнена в рамках грантов Эстонского научного фонда № 3867 и 3868 и при поддержке Шведского научного фонда Крауфорда.

Измерение спектров создания F-центров и анионных вакансий вакуумной ультрафиолетовой радиацией позволило в прошлые годы обнаружить и изучить для щелочно-галогидных кристаллов (ЩГК) экситонный и электронно-дырочный механизмы создания элементарных радиационных дефектов [1,2]. Использование синхротронной радиации расширило область измерения спектров создания F-центров до 30 eV, где в кристаллах KBr, KCl и RbCl радиационные дефекты создаются в условиях размножения электронных возбуждений, способствующих, как оказалось, стабилизации F-центров при 300–450 К [3,4]. Высокочувствительная люминесцентная методика привлекалась ранее для измерения спектров создания F-центров фотонами 5–10 eV в галлогенсодержащих алюмосиликатах  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaBr})_{2x}$  [5] и  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{2x}$  [6,7].

В настоящей работе мы впервые приводим измеренные для содалита  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{2x}$  с  $x = 0.8$  спектры создания центров окраски синхротронным излучением (СИ) в области 5–27 eV. Процессы возбуждения различных свечений в данной области спектра изучены для этой керамики нами ранее [8].

Как известно, галогенсодержащие алюмосиликаты (содалиты) были разработаны в качестве высокоэффективных катодохромных материалов для записи черной строкой и долговременного хранения информации в скиатронах (см., например, [9,10]). Механизмы создания в содалитах больших концентраций F-центров (более  $10^{20}$  центров в  $1 \text{ cm}^3$ ), которые практически не разрушаются видимым светом при 300 К, изучены методом ЭПР [11] и оптическими методами (см., обзоры [10,12]). Нами изучены начальные стадии создания малых количеств центров окраски кри 80–300 К фотонами с энергией от 5 до 27 eV. Созданные при 80 К центры окраски легко разрушались облучением фотонами 2.05 eV (в области максимума F-полосы поглощения), что позволило измерить спектр создания F-центров синхротронной радиацией в

широкой спектральной области с помощью методики, не требующей после измерения каждой точки спектра прогревать содалит до 500 К. Исследование высокочувствительными люминесцентными методами малых количеств фотостимулируемых центров окраски позволило обсудить один из механизмов образования F-центров при оптическом создании электронных возбуждений иодных центров и алюмосиликатного каркаса. Особое внимание уделено области спектра 19–27 eV, в котором после поглощения одного фотона в содалите создаются две электронно-дырочные пары.

## 1. Объекты и методика исследования

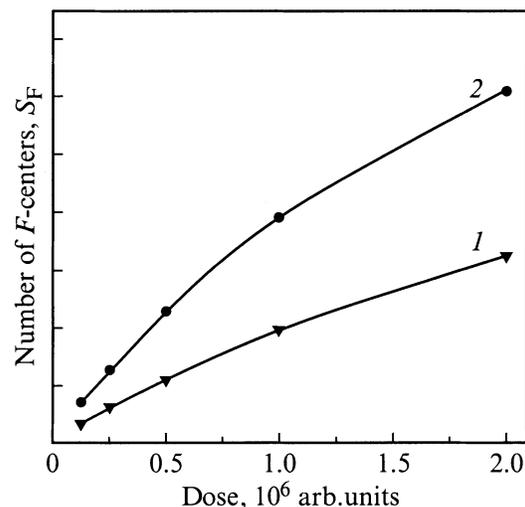
Структура галогенсодержащих алюмосиликатов (содалитов) описана в [3,4]. Состоящий из чередующихся тетраэдров  $\text{AlO}_4$  и  $\text{SiO}_4$  алюмосиликатный каркас содалита образует трехмерную систему кубооктаэдрических полостей ( $\beta$ -ячеек). В  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{2x}$  (так называемом I-содалите) при  $x = 1$  в центре каждой ячейки расположен ион иода  $\text{I}^-$ , который тетраэдрически окружен четырьмя ионами  $\text{Na}^+$ . При  $x = 0.8$  часть  $\beta$ -ячеек содержит только по три иона  $\text{Na}^+$ . Условно можно говорить о наличии в такой полости дивакансии (анионной вакансии  $v_a$  и катионной вакансии  $v_c$ ). Около  $10^{17}$  ячеек в  $1 \text{ cm}^3$  содержит по одной вакансии ( $v_a$  или  $v_c$ ). После создания в содалите электрона проводимости и дырки в валентной зоне электрон локализуется в ячейке с одиночной  $v_a$ , образуя F-центр с характерной полосой поглощения. Спектр ЭПР такого центра содержит 13 линий, характеризующих взаимодействие локализованного электрона с четырьмя ионами  $\text{Na}^+$ , а ядерный момент каждого из них имеет величину 3/2 [11]. Обнаружены также центры окраски, ЭПР-сигнал которых содержит 10 линий, образующихся при взаимодействии локализованного электрона с тремя ионами  $\text{Na}^+$  [15]. Захват создаваемых при облучении дырок осуществляется на

ионах  $\Gamma^-$ , окруженных четырьмя или только тремя ионами  $\text{Na}^+$  [5].

Долгое время содалиты изучались в виде порошков или тонких слоев, служащих покрытием экранов в скиатронах. В работе [16] впервые описаны прозрачные в широкой области спектра оптические керамики галогенсодержащих алюмосиликатов, центры окраски в которых после облучения рентгеновскими лучами ( $X$ -облучения) изучены в [12,17]. Оптические керамики получены при высокотемпературной рекристаллизации порошковых содалитов под высоким давлением в вакууме. Из блока керамики вырезались и полировались пластины  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$  размеров  $10 \times 10 \times 0.8 \text{ mm}$ ; такие пластины изучались ранее в нашей лаборатории высокочувствительными люминесцентными методами [7,8,18].

Основные эксперименты по исследованию люминесценции и центров окраски с применением СИ осуществлены в Лунде (Швеция) на пучке BL52 накопительного кольца MAX-1 СИ с нужной энергией фотонов  $h\nu_e$  выделялось первичным вакуумным монохроматором и попадало на изучаемую керамику, помещенную в криостат (8–300 К) с вакуумом  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  mbar. Люминесценция регистрировалась в режиме фотонов через вторичный монохроматор. После прекращения облучения через другое оптическое окно и еще один монохроматор на содалит направлялось видимое излучение лампы накаливания с нужной энергией фотонов  $h\nu_s$ , стимулирующей вспышку свечения. Вспышка возникает при фотоионизации F-центров и последующей рекомбинации электронов проводимости с дырками, локализованными на иодных центрах и других дефектах содалита. Для каждого  $h\nu_e$  после облучения постоянной квантовой дозой СИ при 80 К регистрировалась (в течение 15 с) светосумма фотостимулированной фотоны  $h\nu_s = 2.1 \text{ eV}$  люминесценции  $3.5 \text{ eV}$  ( $S_F$ ), которая и характеризовала число созданных облучением F-центров. После регистрации  $S_F$  осуществлялась дополнительная подсветка  $h\nu_s$ , приводящая к полному разрушению созданных облучением F-центров. Более подробно описание аналогичной методики исследования спектров создания F-центров в ЩГК дано в [3,19]. На рис. 1 приведены измеренные при 80 К зависимости  $S_F$  от дозы для  $h\nu_e = 16$  и  $24 \text{ eV}$ . В дальнейшем при измерении всего спектра создания F-центров мы использовали одинаковую дозу  $5 \cdot 10^5$  условных единиц в области линейной зависимости регистрируемой световой суммы  $S_F$  от квантовой дозы облучения.

Кроме измерений с использованием СИ было проведено исследование тех же керамик  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$  на лабораторных установках Института физики Тартуского университета. Спектры поглощения керамики после облучения электронным пучком (6 keV) или  $X$ -лучами (50 keV) регистрировались на спектрофотометре SPECORD 40M. Спектры катодолюминесценции измерялись в режиме счета фотонов через двойной вакуумный монохроматор (4–10 eV) или двойной монохроматор

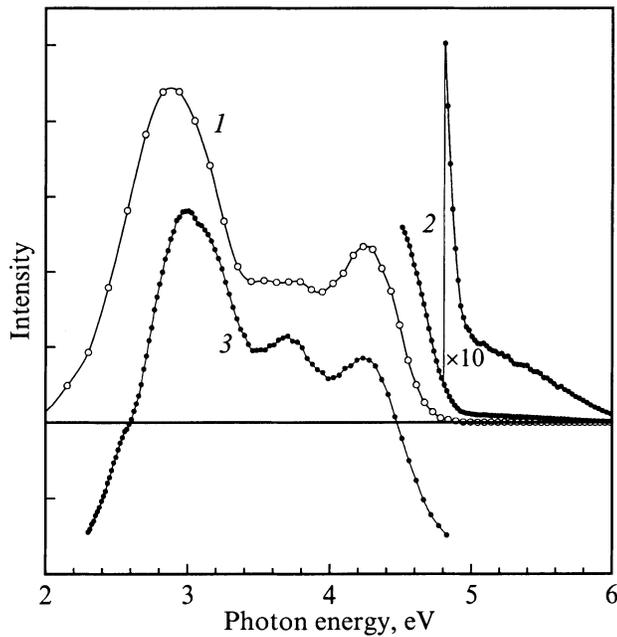


**Рис. 1.** Зависимости количества F-центров  $S_F$  от дозы облучения фотонами  $h\nu_e = 16$  (1) и  $24 \text{ eV}$  (2), измеренный при 80 К для керамики  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$ .

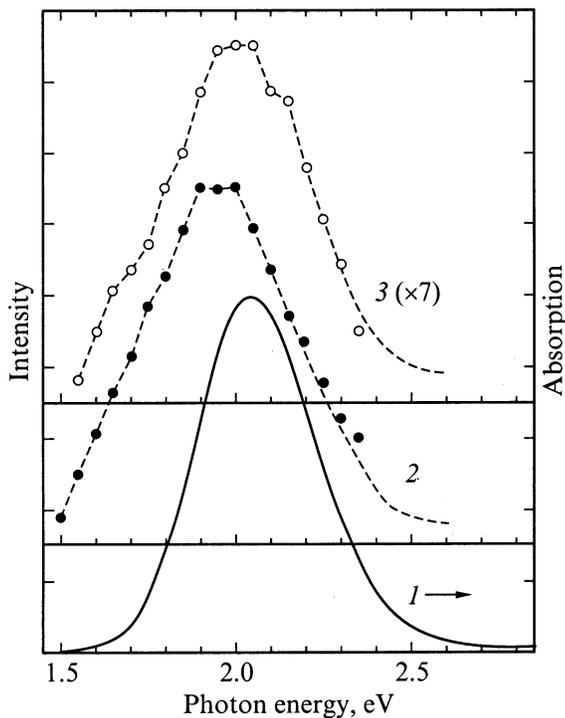
ДМР-4 (2–6 eV) в области температур 8–300 К. Спектры стимуляции оптической вспышки, а также термоактивационные характеристики были измерены для керамического содалита, облученного при 80–300 К монохроматической радиацией 5–10 eV через монохроматор ВМР-2. Установка позволяла осуществлять стимуляцию вспышки свечения через двойной монохроматор ДМР-4, а регистрацию термо- и фотостимулированной люминесценции при нагреве от 80 до 550 К — через светосильный монохроматор МЗД-2 или светофильтр УФС-6. Аналогичная методика для изучения ЩГК описана в [19].

## 2. Спектры люминесценции и спектры стимуляции оптической вспышки

На рис. 2 приведены спектры катодолюминесценции I-содалита, измеренные при 9 К через монохроматор ДМР-4 (кривая 1) и двойной вакуумный монохроматор (кривая 2). В длинноволновой области зарегистрированы (как и в [18] при  $X$ -облучении) три основные полосы свечения с максимумами 4.2, 3.6 и  $\sim 2.9 \text{ eV}$ . В коротковолновой области удалось впервые зарегистрировать значительно более слабую полосу люминесценции в области 5–6 eV. Ранее было показано, что полоса 3.6 eV соответствует свечению  $\Gamma^-$ -центров в кубооктаэдрических  $\beta$ -ячейках с тремя ионами  $\text{Na}^+$ . Наличие катионной вакансии в этом случае способствует эффективному захвату дырок такими  $\Gamma^-$ -центрами [5]. Люминесценция 4.2 eV обусловлена эксимерным свечением иодных центров, возникающих при возбуждении  $\Gamma^-$ -центров с регулярной  $\beta$ -ячейке, расположенной рядом с  $\beta$ -ячейкой, содержащей  $\nu_c$  [18]. Мы предпринимали неоднократные попытки обнаружить в галогенсодержащих алюмосиликатах свечение одиночных ионов  $\Gamma^-$  в  $\beta$ -полостях, окру-



**Рис. 2.** Спектры катодолуминесценции при 9 К (1, 2) и спектр люминесценции при возбуждении  $h\nu_e = 24$  эВ при 80 К (3) керамики  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$ . Спектр 2 измерен с помощью солнечно-слепого ФЭУ через двойной вакуумный монохроматор.



**Рис. 3.** Спектр поглощения керамики  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$  после облучения электронами 6 кэВ при 80 К и последующего нагрева до 300 К (1) и спектры стимуляции равным числом фотонов свечения 3.5 эВ непосредственно после облучения фотонами 7.7 эВ при 80 К (2) и после прогрева облученного образца до 195 К и охлаждения до 80 К (3).

женных такими же регулярными полостями, что должно было исключить возможность возникновения эксимерного свечения иодных центров. Мы предполагаем, что свечение таких центров нам удалось зарегистрировать в области 5–6 эВ при облучении электронным пучком 6 кэВ. Аналогичное слабое свечение метастабильных одногалогидных экситонов при низких температурах обнаружено и в некоторых ШГК [20,21]. Свечение в области 2–3 эВ, по мнению исследователей изучавших безгалогидные алюмосиликаты (например, цеолит G), может соответствовать излучательному распаду электронных возбуждений алюмосиликатного каркаса [10]. Как следует из рис. 2 (кривая 3), при возбуждении в области поглощения алюмосиликатного каркаса фотонами 24 эВ при 80 К в спектре излучения содалита возникают такие же полосы свечения с максимумами 2.9 эВ (самая интенсивная и явно неэлементарная), 3.6 и 4.2 эВ, что и при возбуждении электронным пучком.

На рис. 3 (кривая 1) приведен спектр поглощения керамики  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$  после воздействия электронным пучком 6 кэВ при 80 К и последующего нагрева до 300 К. Как и другие авторы, измерявшие спектры поглощения облученных X-лучами или электронами керамик I-содалита [12], мы получили при 300 К несколько асимметрично вытянутую в коротковолновую область F-полосу с максимумом 2.05 эВ и полушириной 0.39 эВ. При охлаждении до 80 К эта полоса несколько сужается (до  $\sim 0.3$  эВ) и незначительно смещается в сторону больших энергий (максимум при 2.08 эВ). Эта полоса в основном соответствует F-центру — электрон, захваченный галогидной, вакансией, окруженной четырьмя ионами  $\text{Na}^+$ .

На рис. 3 приведены также спектры стимуляции (равным числом фотонов разных частот) свечения 3.5 эВ, выделенного монохроматором МЗД-2 (с добавочным фильтром УФС-6). Кривая 2 получена непосредственно после облучения фотонами  $7.7 \pm 0.1$  эВ при 80 К, а кривая 3 — после дополнительного прогрева облученного образца до 195 К и охлаждения до 80 К. При таком нагреве происходит ослабление интенсивности вспышки в максимуме почти в 7 раз. Ослабление происходит неравномерно по контуру; длинноволновая часть спектра стимуляции ослабляется значительно больше, чем коротковолновая. Этот и другие эксперименты показали, что при 80 К фотоны 7.7 эВ создают в керамике не только основные F-центры, но и центры окраски с более длинноволновым поглощением. Спектры стимуляции облученных при 80 К керамик I-содалита свидетельствуют о наличии по крайней мере двух типов центров окраски. При фотоионизации I-центров фотонами 7.7 эВ кроме основных F-центров создаются также центры с максимумом поглощения в области  $\sim 1.7$  эВ, которые, судя по данным ЭПР, соответствуют захваченному в  $\beta$ -ячейке электрону, окруженному не четырьмя, а тремя ионами  $\text{Na}^+$  [15]. Нами измерены спектры стимуляции вспышки (в области 1.8–2.4 эВ) выделенного фильтром

УФС-6 свечения (2.8–3.6 eV) для керамики, облученной равными квантовыми дозами фотонов 5.7, 6.7, 7.6 и 10.2 eV. Сразу после облучения при 80 К контуры спектров стимуляции оказались почти одинаковыми. Дополнительное селективное высвечивание облученного образца при 80 К фотонами 1.7 eV приводило к более резкому ослаблению длинноволновой части спектра стимуляции, измеренному после такой процедуры. При разных  $h\nu_e$  облучение создает не только основные F-центры, но и центры окраски с более длинноволновым поглощением.

### 3. Спектры создания F-центров синхротронной радиацией

В дальнейшей работе мы сосредоточили внимание на измерении спектров создания основных F-центров в  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$ , регистрируя светосумму фотостимулированной фотоны  $h\nu_s = 2.1 \pm 0.03$  eV вспышки свечения 3.5 eV в облученной при 80 К керамике. На рис. 4 приведены спектр отражения керамики при 8 К и спектр создания F-центров фотонами 5–10.5 eV. В длинноволновой части спектра создания F-центров видны два узких максимума при 5.75 и 6.7 eV, которые смещены относительно максимумов в спектре отражения (6.1 и 6.97 eV) примерно на 0.3 eV в длинноволновую сторону. Приведенные в [8] данные позволили нами интерпретировать максимумы отражения как спин-орбитальный дублет при электронных переходах в ионах  $\Gamma^-$ , расположенных в регулярных  $\beta$ -ячейках. В спектре создания F-центров также наблюдается спин-орбитальный дублет (смещенный на 0.3 eV), который можно интерпретировать как проявление электронных переходов в  $\Gamma^-$ -центрах, окруженных лишь тремя ионами  $\text{Na}^+$ . Такие центры имеют эффективный отрицательный заряд, что значительно увеличивает эффективное сечение захвата ими дырок, создаваемых при поглощении радиации алюмосиликатным каркасом ( $h\nu_e \geq 8.5$  eV). Из-за наложения вторых порядков СИ нам не удалось пока измерить спектр создания F-центров в области 10.5–12.5 eV.

На рис. 5 приведены спектр отражения при 8 К и спектр создания F-центров при 80 К, измеренные для I-содалита в области 13–27 eV. Приведенные на рис. 4 и 5 части спектра создания F-центров измерены при одинаковых дозах облучения, и величины  $S_F$  отложены по осям ординат в единой шкале. Область 8.5–27 eV спектра создания F-центров соответствует практически не изученной области фундаментального поглощения алюмосиликатного каркаса [6,8] и требует особого обсуждения. Пока мы можем обсудить эту проблему лишь в первом приближении, опираясь на количественные данные об оптических характеристиках монокристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  (см. [22,23] и приведенные там ссылки), теоретические расчеты энергетических зон для кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  (см., например, [24,25]), а также

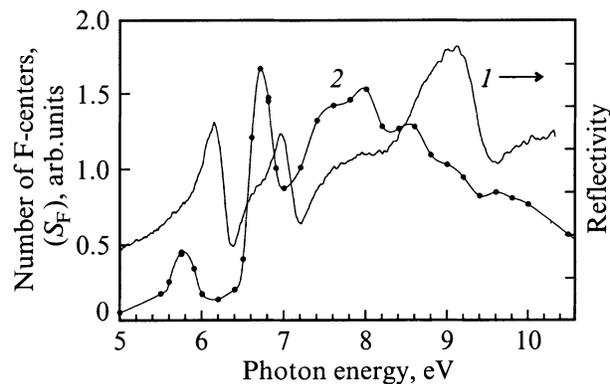


Рис. 4. Спектр отражения при 8 К (1) и спектр создания F-центров фотонами 5–10.5 eV при 80 К (2) керамики  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$ .

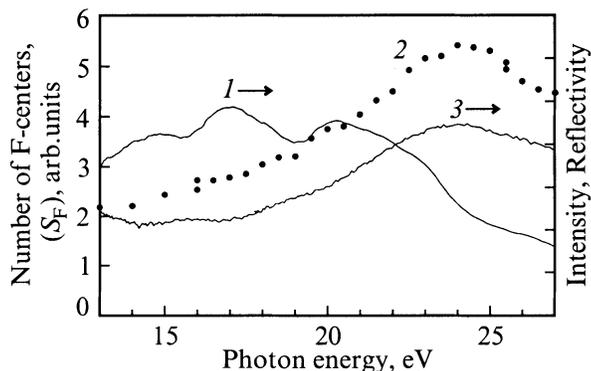
на общий анализ спектров электронных возбуждений в кристаллическом кварце (см., например, [26]).

В монокристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  длинноволновая экситонная полоса поглощения при 8 К имеет максимум в области 8.97 eV. Свечение автолокализованных экситонов (7.6 eV) эффективно возбуждается фотонами 8.9–9.3 eV при прямом оптическом создании экситонов [22]. В  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{2x}$  четкий пик в спектре отражения при 8 К расположен (рис. 4) в области 8.5–9.3 eV. По теоретическим расчетам для октаэдра  $\text{AlO}_6$  в  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , переходы, соответствующие переносу заряда с ионов кислорода на ионы  $\text{Al}^{3+}$ , лежат в несколько более коротковолновой области, чем для тетраэдра  $\text{AlO}_4$  в кристаллах  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  [24]. В монокристаллах кварца, построенных из тетраэдров  $\text{SiO}_4$ , при прямых фотопереходах экситоны создаются фотонами 10.6 eV, а непрямые межзонные переходы осуществляются в области  $h\nu > 8$  eV [26],

Для алюмосиликатного каркаса содалита фотосоздание экситонов при 8 К можно ожидать в области 8.5–11 eV. В этой же области часть поглощаемых фотонов, по-видимому, может создавать и разделенные электроны и дырки. В области 12–30 eV в спектре должны доминировать электронные переходы, соответствующие созданию дырок в широкой, сложной по структуре валентной кислородной зоне и электронов в сложной зоне проводимости.

### 4. Размножение электронных возбуждений

Как следует из рис. 5, эффективность создания F-центров, при оптической ионизации которых возникает рекомбинационное свечение 3.5 eV, резко возрастает при переходе от 18 eV к области  $\sim 25$  eV. Удвоение эффективности создания F-центров при переходе от 16 к 24 eV, как следует из рис. 1, наблюдается во всей области изученных нами квантовых доз синхротронной радиа-



**Рис. 5.** Спектр отражения при 8 К (1), спектр создания F-центров фотонами 13–27 eV при 80 К (2) и спектр возбуждения свечения 3.5 eV при 80 К (3) керамики  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$ .

ции. Мы связываем этот эффект с детально изученным для многих ШГК [2–4], а также для оксидов металлов (см., например, [22]) размножением электронных возбуждений (РЭВ), когда после поглощения одного фотона создаются дырка и горячий электрон проводимости, энергия которого достаточна для создания вторичной электронно-дырочной пары.

Электронно-дырочный механизм РЭВ проявляется в  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$  как в спектре возбуждения свечения 3.5 eV при 80 К (рис. 5), так и при возбуждении этого же свечения при 8 К, когда в спектре излучения доминирует свечение 4.2 eV [8]. Мы впервые зарегистрировали аналогичный эффект РЭВ для содалитов и по спектру создания F-центров (рис. 5). Отметим, что в области спектра от 18 до 23 eV коэффициенты отражения (и поглощения) сохраняют примерно одинаковую величину, поэтому в этой области не должно быть резких изменений эффективности свечения, обусловленных разной глубиной проникновения возбуждающей радиации в керамику. Как показали наши измерения, в содалитах приповерхностные безызлучательные рекомбинации электронов и дырок проявляются значительно слабее, чем в монокристаллах оксидов металлов с простой структурой (например, в MgO), где пробеги электронов проводимости и горячих дырок значительно больше.

Электронно-дырочные механизмы РЭВ в широкозонных диэлектриках обычно имеют минимальную пороговую энергию, вдвое превосходящую ширину зоны запрещенных энергий ( $E_g$ ). Однако, как правило, реально хорошо различимый эффект РЭВ наблюдается лишь при энергиях, заметно превышающих величину  $2E_g$ . Дело в том, что поглощенный фотон передает свою избыточную сверх  $E_g$  энергию не только электрону, но и дырке. Однако из-за узости валентных зон (по сравнению с величиной  $E_g$ ) полученная дыркой энергия недостаточна для создания вторичной электронно-дырочной пары.

В кристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$   $E_g = 9.4$  eV, а процессы РЭВ четко выражены лишь при  $h\nu_e > 23$  eV  $> 2E_g$  [22].

В кристаллах  $\alpha\text{-SiO}_2$  резкое усиление собственного свечения 2.26 eV начинается при 8 К в области  $h\nu_e = 21.5$  eV  $> 2E_g$  [8]. Для  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$  процессы РЭВ отчетливо зарегистрированы нами при  $h\nu_e > 19$  eV. В содалите нарастание эффективности свечения осуществляется в области РЭВ менее резко, чем в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  или  $\text{SiO}_2$ , и  $S_F$  удваивается лишь к 25 eV. Мы полагаем, что в содалите удвоенная величина  $E_g$  больше 19 eV, что согласуется с утверждением о преимущественно экситонной природе электронного возбуждения, соответствующего пику 9 eV в спектре отражения (рис. 4). Начало роста эффективности электронно-дырочного механизма создания F-центров удалено от области удвоения эффективности более чем на 6 eV, что свидетельствует о большой ( $> 6$  eV) ширине сложной валентной зоны алюмосиликата, связанной преимущественно с  $2p$ -состояниями кислорода.

Спад эффективности создания F-центров при  $h\nu_e > 26$  eV (рис. 5) может быть связан с изменением механизма поглощения СИ в этой области. В кристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  фотоны  $h\nu_e > 25$  eV осуществляют ионизацию не  $2p^6$ , а  $2s^2$ -оболочек кислорода, что существенно усложняет процессы РЭВ [22,24]. Аналогичные переходы, по-видимому, осуществляются при  $h\nu_e > 25$  eV и в алюмосиликатном каркасе содалитов.

Наши эксперименты показали, что создаваемые при 80 К F-центры, фотоионизация которых приводит к возбуждению рекомбинационных свечений иодных центров, полностью отжигаются при нагреве до 320 К. Особенно резко этот отжиг, сопровождаемый термостимулированной люминесценцией, осуществляется в области 200–260 К. При облучении  $\text{Na}_6\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{NaI})_{1.6}$  большими дозами X-лучей или электронов при 295 К в керамике создаются фотоустойчивые F-центры, для отжига которых содалит необходимо нагревать до 450–550 К. Механизм этого явления, конечно, отличается от рассмотренного в настоящей работе электронно-дырочного процесса с участием  $\Gamma^-$ -центров и дорациационных анионных вакансий. Процессы создания синхротронной радиацией термо- и фотоустойчивых F-центров в содалитах в области прямого возбуждения и ионизации  $\Gamma^-$ -центров, и особенно при образовании экситонов и электронно-дырочных пар в области фундаментального поглощения алюмосиликатного каркаса, еще предстоит изучить.

Авторы глубоко благодарны М. Кирму и И Мартинсону за содействие в выполнении настоящей работы и обсуждение полученных результатов.

## Список литературы

- [1] Ч.Б. Лущик, Г.Г. Лийдя, М.А. Эланго. ФТТ 6, 8, 2256 (1964).
- [2] Ч.Б. Лущик, А.Ч. Лущик. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. Наука, М. (1989). 263 с.

- [3] A. Lushchik, I. Kudryavtseva, Ch. Lushchik, E. Vasil'chenko, M. Kirm, I. Martinson. *Phys. Rev.* **B52**, 14, 10069 (1995).
- [4] A. Lushchik, E. Feldbach, R. Kink, Ch. Lushchik, M. Kirm. *Phys. Rev.* **B53**, 9, 5379 (1996).
- [5] В.П. Денкс, А.Э. Дудельзак, Ч.Б. Лущик, Т.В. Руус, Н.П. Сошин, Т.И. Трофимова. *ФПС* **24**, 1, 37 (1976).
- [6] В.П. Денкс. *ФТТ* **36**, 6, 1679 (1994).
- [7] Р.А. Денисов, В.П. Денкс, А.Э. Дудельзак, В.С. Осминин, Т.В. Руус. *ФПС* **27**, 1, 149 (1977).
- [8] M. Kirm, V. Demidenko, V. Denks, E. Feldbach, A. Lushchik, Ch. Lushchik, I. Martinson. *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **101–103**, 593 (1999).
- [9] V.W. Faughnan, I. Gorog, P.M. Heyman, I. Shidlovsky. *Proc. IEEE* **61**, 7, 927 (1973); *Adv. Image Pickup Display* **4**, 87 (1981).
- [10] В.П. Денкс. *Тр. ИФ АН ЭССР* **55**, 14 (1984).
- [11] S.D. McLaughlan, D.J. Marshall. *Phys. Lett.* **A32**, 5, 343 (1970).
- [12] Л.С. Болясникова, А.Н. Востров, В.А. Демиденко, В.П. Денкс, В.С. Корсаков. *Тр. ИФ АН ЭССР* **58**, 142 (1986).
- [13] J. Löns, H. Schulz. *Acta Cryst.* **23**, 5, 434 (1967).
- [14] Д. Брек. *Цеолитовые молекулярные сита*. Мир, М. (1976). 781 с.
- [15] В.П. Денкс, Е.А. Васильченко, В.С. Корсаков, Т.Н. Кярнер, В.О. Семан. *ФТТ* **30**, 1, 73 (1988).
- [16] Ф.К. Вольнец, В.А. Демиденко, Р.А. Денисов, В.П. Денкс. *Письма в ЖТФ* **8**, 4, 232 (1982).
- [17] В.П. Денкс. *ФТТ* **35**, 6, 1499 (1993).
- [18] В.П. Денкс, В.В. Мюрк, Е.А. Васильченко. *ФТТ* **38**, 4, 1004 (1996).
- [19] Ч.Б. Лущик, Е.А. Васильченко, И.А. Кудрявцева, М.М. Кирм, А.Ч. Лущик. *Изв. вузов. Физика* **11**, 30 (1996).
- [20] Ч.Б. Лущик, А.Ч. Лущик, Е.А. Васильченко, Ф.А. Савихин. *ФТТ* **37**, 2, 528 (1995).
- [21] K. Kan'no, N. Itoh, Y. Nakai. *J. Phys. Soc. Jap.* **47**, 3, 915 (1979).
- [22] M. Kirm, G. Zimmerer, E. Feldbach, A. Lushchik, Ch. Lushchik, F. Savikhin. *Phys. Rev.* **B60**, 1, 502 (1999).
- [23] В.Н. Абрамов, М.Г. Карин, А.И. Кузнецов, К.К. Сидорин. *ФТТ* **21**, 1, 80 (1979).
- [24] W.Y. Ching, Y.-N. Xu. *J. Am. Ceram. Soc.* **77**, 404 (1994).
- [25] Shang-Di Mo, W.Y. Ching. *Phys. Rev.* **B54**, 23, 16555 (1996).
- [26] I. Godmanis, A. Trukhin, K. Hübner. *Phys. Stat. Sol.* **B176**, 279 (1983).