

УДК 535.376; 537.5

СПЕЦИФИКА ИМПУЛЬСНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НАНОСЕКУНДНОЙ И СУБНАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

© 2023 г. Академик РАН М. И. Яланин¹, В. И. Соломонов^{1,*}, А. В. Спирина¹, С. А. Шунайлов¹, К. А. Шарыпов¹, А. С. Макарова¹, А. И. Липчак¹

Поступило 06.09.2022 г.

После доработки 06.09.2022 г.

Принято к публикации 11.10.2022 г.

Представлены результаты сравнительных исследований параметров импульсной катодолюминесценции кристаллов и керамики, возбуждаемой пучками убегающих электронов длительностью 10–12 пс и пучками электронов длительностью 2 нс, генерируемые в вакуумном диоде. Показано, что спектр люминесценции и кинетика затухания полос в обоих случаях совпадают. При возбуждении пучком убегающих электронов наблюдается меньшая интенсивность свечения, а в некоторых случаях обнаружено наличие задержки появления люминесценции относительно начала действия электронного пучка. Механизм появления задержки при возбуждении пучком убегающих электронов связан с процессом разгорания люминесценции.

Ключевые слова: убегающие электроны, кристалл, керамика, люминесценция, спектр, кинетика

DOI: 10.31857/S2686740023010121, **EDN:** UNZTLK

В настоящее время имеется много работ [1–3], посвященных изучению импульсной катодолюминесценции (ИКЛ). Она отличается от люминесценции, возбуждаемой другими способами, относительно высокой яркостью и информативностью спектра, а также наличием специфической кинетики излучения, проявляющейся в возможности регистрации не только спада свечения, но и процесса его возникновения. ИКЛ обычно возбуждают при воздействии на вещество электронного пучка наносекундной длительности (1–20 нс) с энергией электронов порядка 100–200 кэВ и плотности тока 100–200 А/см². Такие пучки электронов генерируются достаточно сложными устройствами в вакуумных трубках с использованием эффекта взрывной эмиссии электронов [4, 5].

В последнее время достигнут значительный успех в генерации пучков убегающих электронов в газовом промежутке [6, 7]. Эти электроны эмитируются с границы прикатодного плазменного слоя в результате автоэмиссии из микровыступов кромки катода, возле которой усилено электрическое поле. Если напряженность этого поля

больше некоторого критического значения, а прирост энергии электронов при ускорении полем между столкновениями с молекулами превышает ионизационные потери, то эти электроны переходят в режим убегания. Такой режим функционирует в течение единиц-десятков пикосекунд, до тех пор, пока за счет расширения плазмы электрическое поле на границе плазменного слоя у катода не станет меньше критического. При этом ток убегающих электронов обрывается.

Возможность использования пучков убегающих электронов для возбуждения ИКЛ показана в ряде работ [8–10]. В работах [9, 10] для возбуждения люминесценции использовались пучки убегающих электронов длительностью 0.1 и 0.25 нс, генерируемые в газовом диоде, заполненном гелием до давления 60 и 30 торр соответственно. Максимальный ток пучка составлял 100 А/см², а энергия электронов до 300 кэВ. В этих работах показано, что при возбуждении такими пучками кристаллов Nd:YAG, сподумена и алмаза спектр люминесценции в диапазоне 200–800 нм идентичен спектру ИКЛ, возбуждаемой электронным пучком длительностью 2–10 нс. При исследовании кинетики обнаружено [9], что полосы люминесценции Nd:YAG появлялись приблизительно на 10 нс позже электронного пучка. В сподумене и алмазе люминесценция появлялась без задержки, а затем спадала с характерным временем 4.7–5 нс в сподумене [9] и 9–14 нс в алмазе [10].

¹ Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

*E-mail: plasma@iep.uran.ru

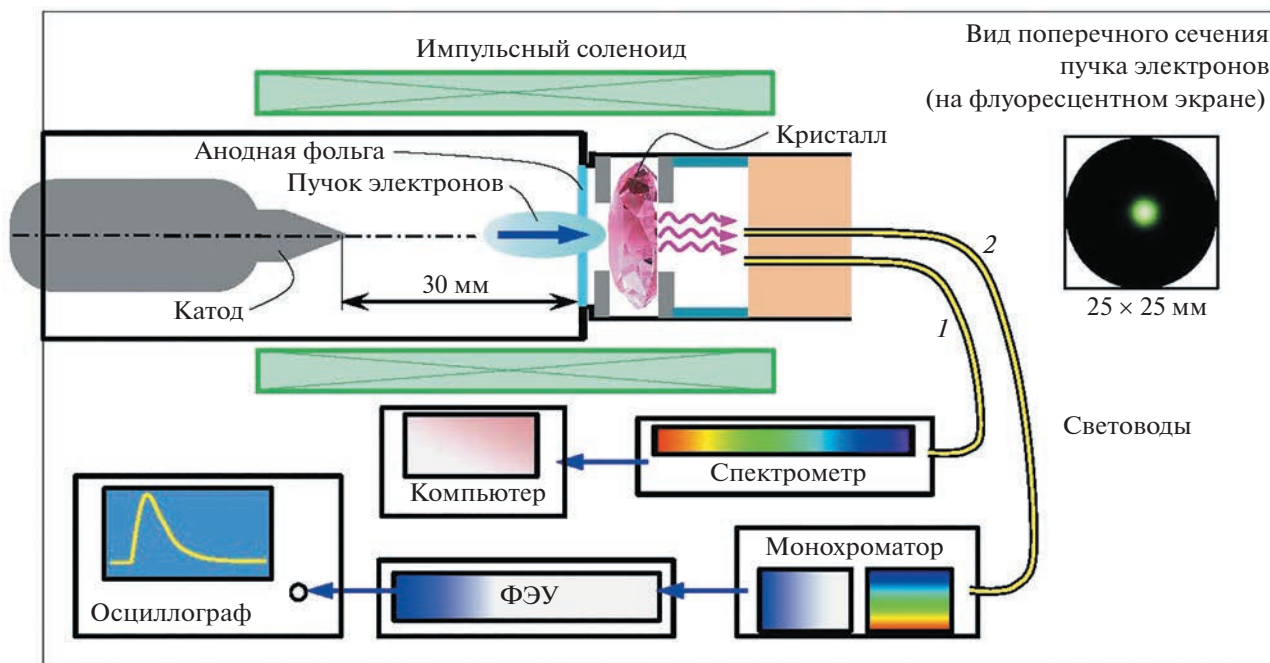


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки. Вверху справа приведено свечение люминесцирующего экрана под действием электронного пучка.

В [8] с помощью ФЭУ, чувствительным в интервале 380–620 нм, исследовалась кинетика люминесценции кальцита, шеелита, флюорита, алмаза и кимберлита при их облучении пучком убегающих электронов длительностью 0.25 нс (10^9 электронов в импульсе) при средней энергии электронов 270 кэВ. Авторы обнаружили люминесценцию всех указанных выше минералов в наносекундном интервале (0–50 нс) после электронного пучка. Во всех этих работах [8–10] при измерении кинетики спектральный интервал выделялся с помощью широкополосных светофильтров.

Для выяснения природы появления задержки свечения и наличия люминесценции в наносекундном интервале в настоящей работе используются два способа возбуждения – пучок убегающих электронов длительностью 10–12 пс, сфокусированный на объекте с помощью магнитного поля [5], и пучок электронов длительностью 2 нс. Сравнительные исследования позволят выявить особенности возбуждения импульсной катодолюминесценции.

ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 представлена схема выходного узла экспериментальной установки. Формирование высоковольтных импульсов с перестраиваемыми амплитудой и длительностью обеспечивалось

устройствами, описанными в [11–14]. Промежуток катод–анод заполнен воздухом атмосферного давления. По передающей линии на катод подавался высоковольтный импульс с амплитудой – 150 кВ и крутизной фронта до 10^{15} В/с. Длительность импульса, составляющая около 250 пс на полувысоте, достаточна для ускоренного движения до анода электронов, эмиссия которых возникает на фронте напряжения примерно при 80 кВ. Использовался конический стальной катод, удаленный на 30 мм от анодной алюминиевой фольги толщиной 15 мкм. Для создания однородного магнитного поля $B_z \approx 1$ Тл в области эмиссии и ускорения убегающих электронов применен импульсный соленоид, магнитное поле которого удерживает убегающие электроны вблизи оси системы [5].

Для визуализации электронного пучка [15] использовался листовой рентгеновский люминофор, устанавливаемый вместо анодной фольги. Временные параметры электронного пучка измерялись с помощью коллекторного датчика [16], устанавливаемого за анодной фольгой, и осциллографа Tektronix DPO73304D.

На рис. 2а представлены распределения заряда (кривая 1) и пиковой плотности тока (кривая 2) убегающих электронов по радиусу пучка, полученные в месте установки образцов при фиксированном значении магнитного поля $B_z \approx 1$ Тл. Примерно 90% заряда электронов сосредоточено в центральной области пучка, что иллюстрируется

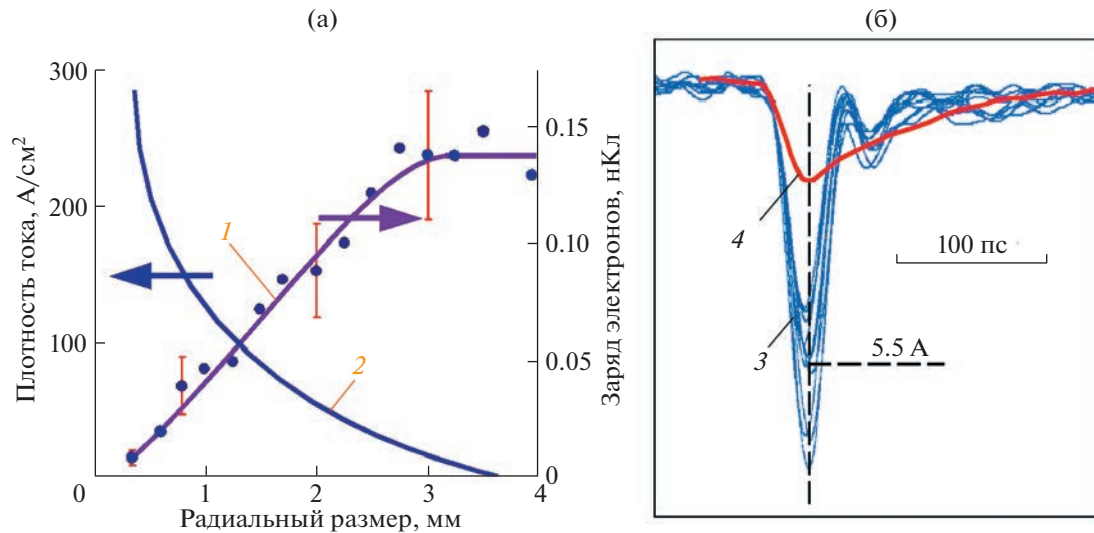


Рис. 2. а — Заряд (1) и пиковая плотность тока (2) пучка убегающих электронов, прошедших через коллиматоры с разными радиусами отверстий; б — импульсы тока убегающих электронов непосредственно на месте анодной фольги (3) и на расстоянии 6 см от нее (4).

свечением люминесцентного экрана (рис. 1, вставка). Осциллограммы тока пучка убегающих электронов, измеренные непосредственно на месте анодной фольги, приводятся на рис. 2б (серия кривых 3). Видно, что, несмотря на разброс по амплитуде, форма импульса тока электронов повторяется. Здесь же (рис. 2б, кривая 4) приводится импульс тока, измеренный на расстоянии 6 см от анодной фольги и смещенный по времени на 290 пс относительно кривых 3 (на рисунке пики этих токов представлены совмещенными по времени). Данный результат времяпролетных измерений указывает на присутствие в пучке электронов с энергией около 200 кэВ. Основная же доля убегающих электронов имеет меньшие энергии.

С учетом коррекции измеряемой длительности фронта импульса и переходной характеристики осциллографа (13 пс) [17], реальная длительность на полувысоте (FWHM) тока пучка убегающих электронов в области анодной фольги составляла $t_{e1} = 10\text{--}12$ пс, что совпадает с [16]. Таким образом, в зоне диаметром менее 0.7 мм плотность тока достигает величины $j_{e1} = 300$ А/см². В этом случае пиковая плотность мощности сгустка электронов равна $P_{e1} \approx 45$ МВт/см², но при этом его энергия невелика и составляет 0.22 мДж.

Для объективного сравнения параметров люминесценции, возбуждаемой пучком убегающих электронов, все люминесцентные исследования дополнительно проводились на установке КЛАВИ [18, 19] при возбуждении электронными пучками длительностью $t_{e2} = 2$ нс (FWHM), средней энергии электронов $\epsilon_{e2} = 170$ кэВ, плотности тока $j_{e2} = 130$ А/см² и плотности пиковой мощности

$P_{e2} \approx 22$ МВт/см², по порядку величины, близкой к P_{e1} . Это означает, что скорость генерации электронно-дырочных пар $G = P_e / (e \cdot d \cdot \epsilon_i)$ [1, 2] обоими пучками электронов в одних и тех же образцах приблизительно одинакова $G_1 \approx G_2 \approx 10^{27}$ см⁻³ с⁻¹. Близкими оказываются и характерные времена ионизации вещества обоими пучками $\tau_i \approx (G \cdot B)^{-1/2} \approx 3$ нс. Здесь e — заряд электрона, $d \approx 100$ мкм — средняя глубина проникновения инжектируемых электронов в вещество, $\epsilon_i \approx 20$ эВ — энергия ионизации вещества, $B \approx 10^{-10}$ см³ с⁻¹ — константа скорости квадратичной рекомбинации электронно-дырочных пар. Однако же максимальная концентрация электронно-дырочных пар $n_{ehm} \approx G \cdot t_e$, достигаемая в веществе при воздействии пучка убегающих электронов (10^{16} см⁻³), почти на два порядка меньше, чем для наносекундного пучка (10^{18} см⁻³).

В качестве объектов исследования использовались поликристаллические образцы (оптическая керамика) Nd:Y₂O₃ с содержанием оксида неодима 1 мол. %, неактивированные поликристаллы иттрий-алюминиевого граната (YAG) и активированные церием (Ce:YAG) с содержанием 0.5, 3 и 4 мол. % оксида церия и неодимом (Nd:YAG) с содержанием 1 мол. % оксида неодима. Также использовались монокристаллические образцы Nd:YAG, рубина (Cr:Al₂O₃) и сапфира (Ti:Al₂O₃). Толщина всех образцов не превышала 2–3 мм. Выбор данных образцов обусловлен хорошей изученностью их люминесцентных свойств при разных способах возбуждения [1, 2, 20].

В силу технических причин на первой установке образцы устанавливались на оси пучка убегаю-

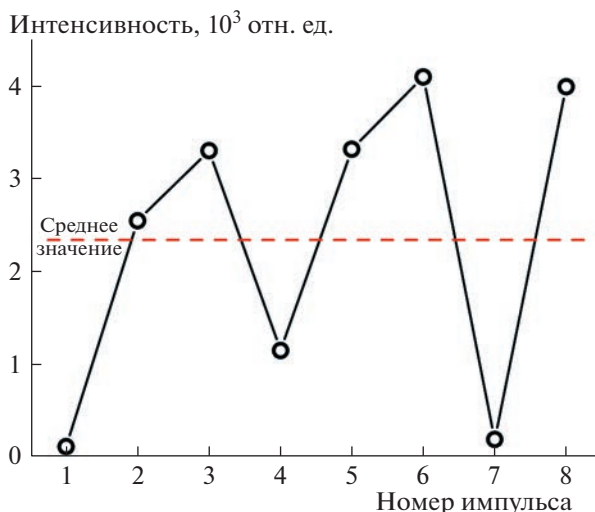


Рис. 3. Разброс интенсивности полосы люминесценции ионов хрома при 694.3 нм в монокристалле рубина от импульса к импульсу при возбуждении убегаящими электронами.

щих электронов на расстоянии 6 мм от выходной фольги, а люминесценция регистрировалась “на просвет”, т.е. со стороны, противоположной облучаемой поверхности образца (рис. 1), так же, как и в [9, 10]. На второй установке люминесценция регистрировалась “на отражение” — со стороны облучаемой поверхности образца под углом 45° к ее нормали.

Для измерения люминесцентных параметров на обеих установках использовалась одна и та же фотоспектрометрическая аппаратура. Посредством многожильного кварцевого световода длиной 1.5 м световой поток люминесценции передавался на регистрирующую аппаратуру (рис. 1). Для получения интегральных по времени спектров люминесценции в диапазоне 200–850 нм использовались спектрометры с фотоприемниками на основе ПЗС-линеек с оптическими усилителями, совмещенными с персональным компьютером [18, 19]. Для регистрации кинетики использовались фотоэлектронные умножители ФЭУ-100 и ФЭУ-62, совмещенные с цифровым осциллографом Tektronix DPO4034B с полосой пропускания 350 МГц. При этом спектральный участок шириной 4 нм отдельных полос люминесценции в диапазоне 200–1200 нм выделялся посредством монохроматора МДР-41. При кинетических измерениях запуск осциллографа осуществлялся сигналом с делителя напряжения, формирующего электронный пучок. Сигнал подавался на вход первого канала осциллографа посредством 50-омного коаксиального кабеля длиной 3 м, поэтому задержка входящего сигнала относительно импульса напряжения с учетом аттенюаторов составляла 16 нс. На второй канал осциллографа подавался сигнал с ФЭУ. Этот сигнал задержан относительно

импульса люминесценции образца на 8.5 нс за счет прохождения в световоде и монохроматоре, а также передачи его на вход осциллографа коаксиальным кабелем длиной 1.5 м (задержка 7.5 нс). Таким образом, схема передачи обеспечивала одинаковую задержку сигналов люминесценции и напряжения на входах осциллографа. На обеих установках измерения проводились на воздухе при комнатной температуре образцов.

Для снижения уровня помех, обусловленных электромагнитной наводкой при генерации электронного пучка, измерение кинетики люминесценции проводились при нагрузке ФЭУ на входное сопротивление осциллографа $R = 1$ МОм. Такой способ позволяет получить значительно усиленные сигналы с ФЭУ, но при этом измеряется напряжение

$$U_R = R \frac{\exp(-t/\tau_a)}{\tau_a} \int_0^t I_p(t') \exp(t'/\tau_a) dt', \quad (1)$$

представляющее собой свертку фототока ФЭУ I_p и аппаратной функции измерительной цепи

$$f(t, t') = \exp[-(t - t')/\tau_a], \quad (2)$$

где $(t - t')$ — временной промежуток между моментом интегрирования t и текущим значением фототока t' в промежутке $0-t$, $\tau_a = RC$ — характерное время разряда емкости или аппаратное время измерительной цепи. В нашем случае $\tau_a = 169 \pm 2$ мкс для ФЭУ-100 и 172 ± 2 мкс для ФЭУ-62. Сигнал фототока находился путем деконволюции свертки (1), уравнение которой удобно записать в следующем виде:

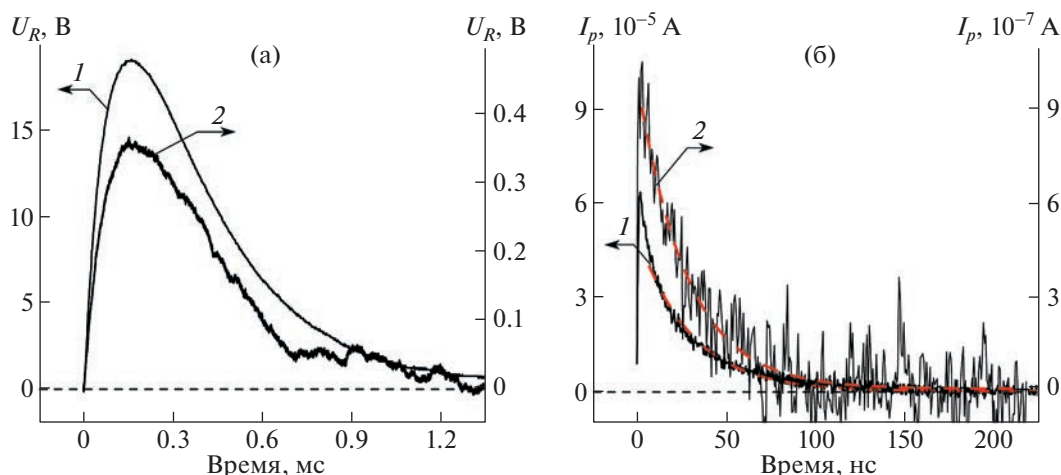


Рис. 4. Поведение кинетики линии люминесценции неодима при 885 нм в монокристалле Nd:YAG “на отражение” на установке КЛАВИ (1) и “на просвет” при возбуждении убегающими электронами (2): а – измеренная свертка фототока, б – деконволюция свертки (фототок).

$$I_p = \frac{\tau_a}{R} \left(\frac{dU_R}{dt} + \frac{U_R}{\tau_a} \right). \quad (3)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При регистрации интегрирующими по времени фотоприемниками спектры люминесценции исследованных образцов, возбуждаемой убегающими электронами на первой установке, оказались качественно подобными спектрам, измеренным на установке КЛАВИ [1, 2, 20], так же, как и в [8, 9]. Особенности спектров люминесценции, возбуждаемой пучками убегающих электронов, являются меньшая интенсивность всех полос спектра и повышенный разброс их значений от импульса к импульсу (рис. 3), обусловленный большей нестабильностью амплитуды тока пучка убегающих электронов.

Кроме того, при регистрации спектра люминесценции “на просвет” на установке с убегающими электронами наблюдается перераспределение интенсивностей спектральных компонент во внутрицентровых полосах люминесценции относительно спектров, зарегистрированных “на отражение” на установке КЛАВИ. А именно, наблюдается заметное снижение интенсивностей компонент, для которых оптические переходы заканчиваются на основном уровне центра. Это характерно для полос переходов ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2-9/2}$ в Nd:YAG и Nd:Y₂O₃, в которых ослабленными являются коротковолновые крылья (869–875 нм) полосы перехода ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ иона Nd³⁺. Полоса иона титана Ti³⁺ при 720 нм хорошо проявляется в сапфире “на отражение” на установке КЛАВИ,

но отсутствует в спектре “на просвет” при возбуждении убегающими электронами. Это явление связано с самопоглощением полос при прохождении излучения сквозь толщу образца.

Кинетика интенсивностей полос люминесценции, снятых на обеих установках, также оказалась подобной (рис. 4). В первом приближении кривые деконволюции всех полос хорошо аппроксимируются экспоненциальными кривыми (рис. 4б, красные пунктирные линии). Времена затухания люминесценции при возбуждении убегающими электронами отличаются от измеренных на установке КЛАВИ в среднем на 10–15%. В частности, для линии люминесценции иона неодима при 885 нм в Nd:YAG (рис. 4б) время жизни уровня составило 166 и 177 мкс при возбуждении субнаносекундным и наносекундным пучком электронов соответственно. Это расхождение обусловлено, в основном, повышенной погрешностью измерения кинетики при возбуждении убегающими электронами из-за более низкой интенсивности люминесценции и возрастания отношения шум/сигнал. К тому же для внутрицентровых полос на переходах, заканчивающихся на основном состоянии, в кривых затухания проявляется немонотонность спада интенсивностей (рис. 4а, кривая 2).

При кинетических исследованиях обнаружено, что полосы люминесценции всех образцов регистрировались после электронного пучка с задержкой t_z (рис. 5).

Причем при возбуждении пучком электронов длительностью 2 нс эта задержка являлась статистически постоянной величиной $t_{z0} = 37 \pm 3$ нс (рис. 5б), соответствующей времени пролета электронов в диодной системе умножения ФЭУ

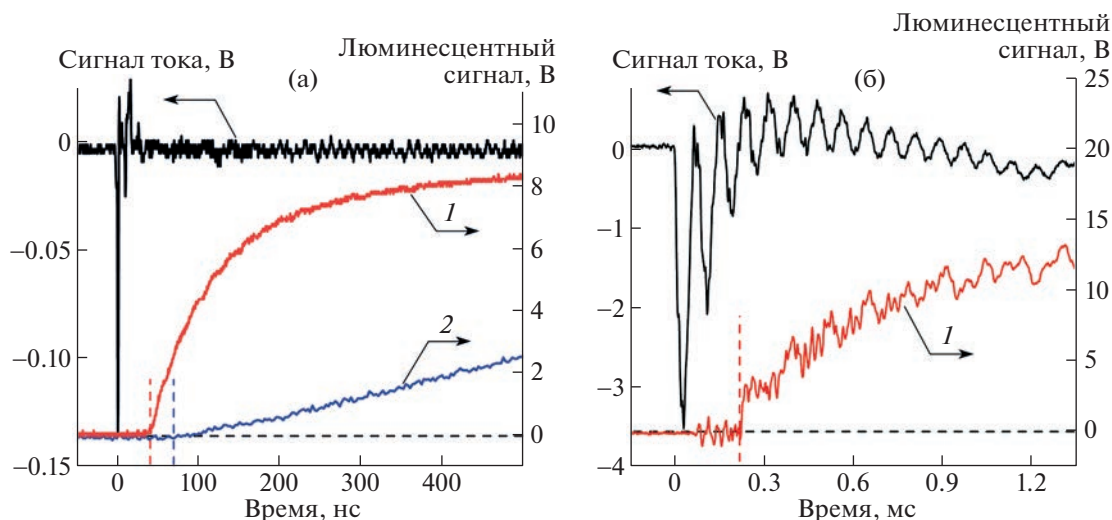


Рис. 5. Задержка люминесценции относительно момента облучения пучком убегающих электронов (а) и на установке КЛАВИ (б): 1 – полоса люминесценции Се:YAG при 560 нм, 2 – полоса люминесценции Nd:YAG при 525 нм.

(согласно паспортам ФЭУ $t_{z0} \approx 35\text{--}40$ нс). Этот эффект практически не искажает импульс люминесценции, но инструментально сдвигает его от пучка возбуждающих электронов по шкале времени. При возбуждении убегающими электронами для разных полос люминесценции время задержки изменялось в пределах $t_z = 35\text{--}70$ нс, причем его значение увеличивалось с уменьшением интенсивности полос люминесценции – чем меньше интенсивность полосы, тем больше время задержки. Этот факт указывает на то, что при возбуждении убегающими электронами, кроме пролетной задержки t_{z0} , которая является характеристикой ФЭУ, присутствует дополнительная задержка, $t_{z1} = t_z - t_{z0}$, зависящая от интенсивности полос люминесценции.

Логично предположить, что механизм этой задержки связан с разгоранием люминесценции. Действительно, возбуждение излучательных уровней происходит в процессах передачи энергии центрам люминесценции от электронно-дырочных пар. Поэтому время разгорания люминесценции возрастает с уменьшением концентрации электронно-дырочных пар в веществе. Поскольку их начальная концентрация при облучении пучком электронов субнаносекундной длительности значительно меньше, чем при облучении пучком электронов наносекундной длительности, то это приводит к увеличению времени разгорания люминесценции при возбуждении убегающими электронами.

Заметим, что ни для одной спектральной полосы мы не обнаружили времен спада люминесценции порядка единиц наносекунд, как в [9, 10]. Скорее всего, зафиксированное в [9, 10] быстро-затухающее излучение имеет другую природу, на-

пример, люминесценция на переходах внутри зоны проводимости и валентной зоны [21] или излучение Вавилова–Черенкова [22, 23]. Эти оба типа излучений характеризуются малой интенсивностью при большой ширине полосы, поэтому из-за узкого спектрального интервала регистрации ($\Delta\lambda \approx 4$ нм) и низкой интенсивности нам не удалось их зафиксировать.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при облучении пучком убегающих электронов длительностью 10–12 пс кристаллов и керамики в них возбуждается импульсная катодолуминесценция, спектр и кинетика затухания полос которой совпадают с таковыми при облучении пучками электронов наносекундной длительности. Отличительной особенностью является наличие задержки появления люминесценции после пучка убегающих электронов, обусловленной ее разгоранием. Возникающая при облучении пучками убегающих электронов люминесценция диэлектрических материалов может быть использована для обнаружения присутствия этих пучков в электроразрядных системах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Уральский федеральный университет, предоставивший осциллограф Tektronix DPO73304D, и Центр коллективного пользования ИЭФ УрО РАН за возможность использования в экспериментах импульсного высоковольтного оборудования.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ № 20-08-00018.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соломонов В.И., Михайлов С.Г. Импульсная катодолюминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ. Екатеринбург: Издательство УрО РАН, 2003. 182 с.
2. Соломонов В.И., Спирина А.В. Импульсная катодолюминесценция и ее применение. Beau Bassin: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2017. 181 с.
3. Полисадова Е.Ф. Люминесценция кристаллов с оксианионами и оксидных стекол при возбуждении импульсами потока электронов. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07. Томск, 2017. 363 с.
4. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М: Сов. радио, 1974. 256 с.
5. Коровин С.Д., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Мурзакаев А.М., Ростов В.В., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. Экспериментальное исследование взрывоэмиссионных графитовых катодов в импульсно-периодическом режиме работы // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 19. С. 30–39.
6. Mesyats G.A., Osipenko E.A., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I., Zubarev N.M. An ultra-short dense paraxial bunch of sub-relativistic runaway electrons // IEEE Electron device Lett. 2022. V. 43. No. 4. P. 627–630.
<https://doi.org/10.1109/LED.2022.3155173>
7. Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / Под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск: STT, 2015. 568 с.
8. Babich L.P., Becker K.H., Loiko T.V. Luminescence from minerals excited by subnanosecond pulses of runaway electrons generated in an atmospheric-pressure // IEEE Transactions on plasma science. 2009. V. 37. No 11. P. 2261–2264.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2009.2030577>
9. Бакиш Е.Х., Бураченко А.Г., Соломонов В.И. Люминесценция сподумена и граната, возбуждаемая субнаносекундными электронными пучками // Изв. вузов. Физика. 2011. Т. 54. № 6. С. 17–20.
10. Липатов Е.И., Бакиш У.Х., Бураченко А.Г., Соломонов В.И., Тарасенко И.Ф. Люминесценция кристаллов при возбуждении сверхкоротким лавинным электронным пучком // Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / Под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск: STT, 2015. С. 495–508.
11. Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I., Dyadkov A.N. The radan SEF-303A, a small high-current pulsed-power supply // Instrum. Exp. Tech. 1993. V. 36. P. 106.
12. Mesyats G.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I. Desk-top subnanosecond pulser: research, development and applications // Proc. SPIE Intense Microwave Pulses II. Los Angeles. 1994. V. 2154. P. 262–268.
<https://doi.org/10.1117/12.175753>
13. Yalandin M.I., Lyubutin S.K., Oulmascoulov M.R., Rukin S.N., Shpak V.G., Shunailov S.A., Slovikovsky B.G. High peak power and high average power subnanosecond modulator operating at a repetition frequency of 3.5 kHz // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30. Iss. 5. P. 1700–1704.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2002.805383>
14. Zubarev N.M., Kozhevnikov V.Yu., Kozyrev A.V., Mesyats G.A., Semeniuk N.S., Sharypov K.A., Shunailov S.A., Yalandin M.I. Mechanism and dynamics of picosecond radial breakdown of a gas-filled coaxial line // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. No. 12. 125008.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abc414>
15. Соломонов В.И., Липчак А.И., Михайлов С.Г. Визуализация сильноточных импульсных электронных пучков // ПТЭ. 1997. № 2. С. 78–80.
16. Mesyats G.A., Yalandin M.I., Zubarev N.M., Sadykova A.G., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Ulmashkulov M.R., Zubareva O.V., Kozyrev A.V., Semeniuk N.S. How short is the runaway electron flow in an air electrode gap? // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. 063501.
<https://doi.org/10.1063/1.5143486>
17. Mazda F.F. Electronic instruments and measurement techniques. Cambridge: Cambridge University Press, 1987. 320 p.
18. Соломонов В.И., Михайлов С.Г., Осипов В.В. Импульсный катодолюминесцентный анализатор веществ // ПТЭ. 2001. № 3. С. 164–165.
19. Solomonov V.I., Michailov S.G., Lipchak A.I., Osipov V.V., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I., Ulmashkulov M.R. CLAVI Pulsed Cathodoluminescence Spectroscopy // Laser Physics. 2006. V. 16. No. 1. P. 126–129.
<https://doi.org/10.1134/S1054660X06010117>
20. Соломонов В.И., Осипов В.В., Шитов В.А., Лукьяшин К.Е., Бубнова А.С. Собственные центры люминесценции керамических иттрий-алюминиевого граната и оксида иттрия // Оптика и спектроскопия. 2020. Т. 128. Вып. 1. С. 5–9.
<https://doi.org/10.21883/OS.2020.01.48831.117-19>
21. Вайсбурд Д.И., Семин Б.Н. Фундаментальная люминесценция ионных кристаллов при наносекундном облучении плотными электронными пучками // ДАН СССР. 1980. Т. 254. № 5. С. 1112–1116.
22. Спектральные и амплитудно-временные характеристики излучения Черенкова при энергиях электронов в сотни кэВ: монография / Е.Х. Бакиш, М.В. Ерофеев, В.Ф. Тарасенко, В.И. Олешко. Томск: STT, 2020. 180 с.
23. Бакиш Е.Х., Вуколов А.В., Ерофеев М.В., Науменко Г.А., Потылицын А.П., Тарасенко В.Ф., Бураченко А.Г., Шевелев М.В. Излучение Вавилова–Черенкова в видимой и УФ областях спектра при прохождении электронов с энергией 6 МэВ через кварцевую пластинку // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. Вып. 9. С. 584–588.
<https://doi.org/10.1134/S0370274X19090029>

SPECIFIC FEATURES OF PULSED CATHODOLUMINESCENCE UNDER EXCITATION BY NANOSECOND AND SUBNANOSECOND ELECTRON BEAMS

**Academician of the RAS M. I. Yalandin^a, V. I. Solomonov^a, A. V. Spirina^a,
S. A. Shunailov^a, K. A. Sharyov^a, A. S. Makarova^a, and A. I. Lipchak^a**

^a Institute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, Russia

Pulsed cathodoluminescence of crystals and ceramics was excited by runaway electron beams with a duration of 10–12 ps and electron beams with a duration of 2 ns generated in a vacuum diode. The results of comparative studies of their pulsed cathodoluminescence parameters are presented. The luminescence spectrum and the decay kinetics of the bands are shown to coincide in both cases. When excited by a beam of runaway electrons, a lower luminescence intensity is observed. Also in some cases a delay in the appearance of luminescence relative to the onset of the electron beam action was found. The mechanism for the delay appearance under excitation by a runaway electron beam is associated with the process of luminescence rise.

Keywords: runaway electrons, crystal, ceramics, luminescence, spectrum, kinetics