

# Кинетика отклика тока детекторов TlBr в поле $\gamma$ -излучения высокой мощности дозы

© И.М. Газизов<sup>¶</sup>, В.М. Залетин<sup>+</sup>, В.М. Кукушкин, М.С. Кузнецов\*, И.С. Лисицкий\*

ОАО „Институт физико-технических проблем“,  
141980 Дубна, Московская область, Россия

<sup>+</sup> Университет „Дубна“,

141980 Дубна, Московская область, Россия

\* ОАО „Гиредмет“,

119017 Москва, Россия

(Получена 30 августа 2011 г. Принята к печати 12 сентября 2011 г.)

Исследована кинетика отклика фототока легированных и нелегированных образцов TlBr при облучении от  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  мощностью дозы от 0.033 до 3.84 Гр/мин. Кристаллы выращивались методом направленной кристаллизации расплава по Бриджмену–Стокбаргеру. Массовая доля вносимой примеси Pb в легированных кристаллах TlBr составляла 1–10 ppm, а примеси Ca — 150 ppm. Рост кристаллов проводился в вакууме, в парах брома, в атмосфере водорода и на воздухе. Для примесных кристаллов, легированных двухвалентными катионами, независимо от атмосферы роста, а также для кристаллов, выращенных в водороде, и кристаллов, выращенных при избытке таллия, наблюдался спад фототока. Постоянная спада фототока  $\tau$  составляла 30–1400 с и была пропорциональна удельному сопротивлению. Показано, что отклик тока может быть связан с фотолизом в кристаллах TlBr во время  $\gamma$ -облучения. Проведена оценка энергии дырочных ловушек, ответственных за медленное нарастание фототока, она составила величину 0.6–0.85 эВ.

## 1. Введение

Бромид таллия (TlBr) сравнительно давно привлекает разработчиков детекторов рентгеновского и  $\gamma$ -излучения [1]. Это бинарное соединение обладает высокой эффективностью регистрации фотонов благодаря атомному номеру составляющих элементов (Tl–81, Br–35) и большой плотности ( $7.56 \text{ г/см}^3$ ). Широкая запрещенная зона обеспечивает малые токи утечки и низкий уровень шумов [2]. Это открывает перспективы изготовления детекторов для регистрации и спектрометрии рентгеновского и  $\gamma$ -излучения при комнатной температуре [3].

Одной из сфер применения детекторов TlBr может являться область регистрации  $\gamma$ - и рентгеновского излучения в токовом режиме, особенно в полях высокой мощности излучения. Исползованию кристаллов TlBr в таких приборах может способствовать их высокая эффективность регистрации рентгеновского излучения. В то же время характеристики детекторов, работающих в токовом режиме, исследованы гораздо меньше. Восполняя данный пробел, мы в последнее время опубликовали несколько работ, посвященных изучению токового отклика кристаллов TlBr на  $\gamma$ -излучение источника  $^{137}\text{Cs}$  при комнатной температуре [4,5].

В данной работе продолжено изучение токового отклика детекторов TlBr в поле  $\gamma$ -излучения источника  $^{137}\text{Cs}$  и представлены результаты исследования кинетики фототока чистых и примесных кристаллов, выращенных при разных условиях.

## 2. Методика

### 2.1. Описание исходных кристаллов

Кристаллы TlBr выращивались методом Бриджмена–Стокбаргера. Очистку солей проводили обычными методами вакуумной дистилляции и направленной кристаллизации, выполняя их поочередно несколько раз. Уровень остаточного загрязнения примесями определялся масс-спектральным анализом и составлял по массе менее 0.1–1 ppm для большинства элементов. Подробно этапы получения кристаллов TlBr описаны в [6]. Кристаллы выращивались: в вакууме, в парах брома, в атмосфере водорода и на воздухе.

Обозначения кристаллов, выращиваемых при разных условиях, были следующие:

Lis1, Y2 — выращивание в вакууме, остаточное давление  $10^{-2}$  мм рт.ст.; кроме того, при выращивании кристалла Y2 обеспечивался избыток атомов таллия;

Lis4 — выращивание в атмосфере водорода;

Lis5 — выращивание на воздухе;

Lis3 — выращивание в атмосфере брома; остаточное давление паров брома составляло  $\sim 10$  мм рт.ст.

Также исследовались примесные кристаллы, выращенные в вакууме или в парах брома, легированные Pb или Ca во время роста кристаллов. Массовая доля вносимой примеси Pb в кристаллах Lis10, Lis11, Lis9 составляла 1, 5, 10 ppm соответственно, а примеси Ca в кристалле Lis18 — 150 ppm. Остальные условия роста и изготовления этих кристаллов оставались неизменными и соответствовали условиям роста контрольного кристалла Lis1, выращенного в вакууме.

Пластины бромида таллия были вырезаны из кристаллов, выращенных в разных условиях. Дальнейшие

<sup>¶</sup> E-mail: gazizov@isotop.dubna.ru

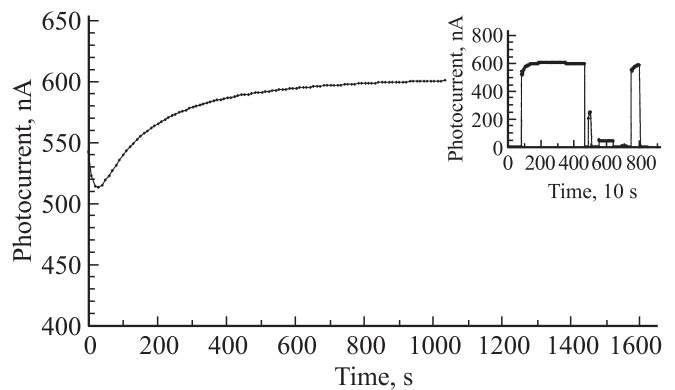
операции, включающие резку, шлифовку, полировку, напыление контактов, проводили при одинаковых условиях и режимах. Образцы кристаллов имели размеры приблизительно от  $3 \times 3$  до  $5 \times 5$  мм. Толщина кристаллов составляла от 0.4 до 1.0 мм. Контакты формировались вакуумным напылением металла (Au или In) с двух сторон. Площадь контактов была примерно равна  $3-10 \text{ мм}^2$ .

## 2.2. Методика измерений

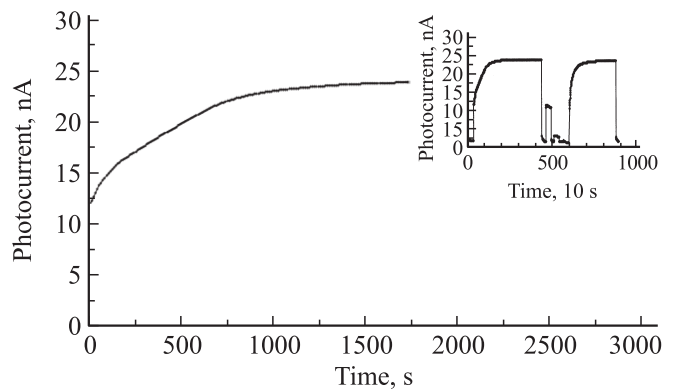
На образцах ТlBr измерялся фототок в поле источника  $\gamma$ -излучения  $^{137}\text{Cs}$  при напряжении 10 В. Мощность дозы излучения  $^{137}\text{Cs}$  в фиксированных точках стенда составляла 3.84, 2.10, 0.20, 0.033 Гр/мин и варьировалась изменением расстояния от источника до кристалла. Измерение фототока каждого образца в поле источника  $\gamma$ -излучения проводилось в следующей последовательности: измерялся ток при напряжении 10 В в поле 3.84 Гр/мин в течение  $\sim 80$  мин, затем кристалл находился в полях 2.10, 0.20, 0.033 и снова 3.84 Гр/мин, в течение 10 мин при каждом поле, с промежутками между облучениями 3 мин. Калибровка поля осуществлялась с помощью дозиметра на основе детектора, изготовленного из природного алмаза типа ПА. Дозиметр был предварительно аттестован на вторичном эталоне поглощенной дозы в воде от источника  $\gamma$ -излучения  $^{60}\text{Co}$  (РНЦ РХТ, г. Санкт-Петербург). Измерение тока проводилось с помощью универсального дозиметра RTW-Unidos E. Время интегрирования тока составляло 0.5 с. Считывалось каждое двадцатое значение измеренного тока, т.е. временной шаг измерения тока был выбран равным 10 с. Напряжение на образце во время проведения цикла измерений не изменялось.

## 3. Кинетика фототока

Во время измерения фототока на образцах ТlBr при облучении в поле  $\gamma$ -излучения источника  $^{137}\text{Cs}$  высокой мощности дозы наблюдалось медленное нарастание или спад фототока. Кинетика изменения фототока была достаточно сложной. На некоторых образцах после первоначального нарастания фототока происходил его спад в течение измерения. Релаксация тока зависела от предыстории, т.е. от времени, мощности дозы предварительного облучения и от времени хранения образцов. Обнаружены определенные закономерности изменения токовых характеристик на разных кристаллах, выращенных при разных условиях. Кинетика спада фототока при облучении характерна для: а) примесных кристаллов, легированных двухвалентными катионами, независимо от атмосферы роста; б) кристаллов, выращенных в водороде; в) кристаллов, выращенных при избытке таллия. Кинетика нарастания, в свою очередь, характерна для всех исследованных чистых кристаллов, за исключением кристаллов, выращенных в атмосфере водорода.



**Рис. 1.** Зависимость фототока образца ТlBr Lis1(2)15 от времени при облучении от  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  мощностью дозы 3.84 Гр/мин. На вставке — кинетика фототока образца в разных полях излучения  $\gamma$ -источника в течение полного цикла измерений.

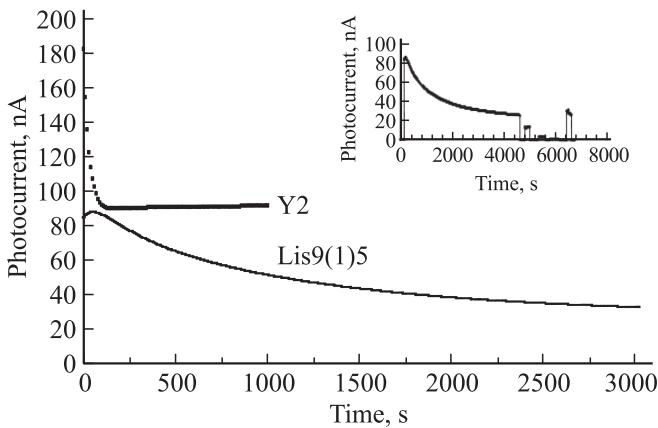


**Рис. 2.** Зависимость фототока образца ТlBr Lis5(2)6 от времени при облучении от  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  мощностью дозы 3.84 Гр/мин. На вставке — кинетика фототока образца в разных полях излучения  $\gamma$ -источника в течение полного цикла измерений.

На легированных кристаллах, выращенных в атмосфере брома, релаксация тока при меньших возбуждениях происходит также в виде нарастания тока.

На рис. 1 и 2 показаны временные зависимости фототока образцов Lis1(2)15 и Lis5(2)6 при облучении от  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  максимальной мощностью дозы 3.84 Гр/мин. На вставках к рисункам показаны кинетика фототока образцов во всех полях  $\gamma$ -источника в последовательности, указанной выше.

Как видно из рисунков, для этих образцов характерно медленное нарастание фототока. Кристалл Lis5, выращенный на воздухе, характеризуется большим временем нарастания, но меньшим значением фототока. Анализ временных характеристик фототока показал, что нарастание тока происходит в соответствии с экспоненциальным законом с постоянной нарастания  $\tau_{\text{in}} = 1.7 \cdot 10^2$  и  $3.7 \cdot 10^2$  с для образцов Lis1(2)15 и Lis5(2)6 соответственно. Поведение образцов Lis3, выращенных в атмо-



**Рис. 3.** Временная зависимость фототока образцов TlBr Y2 и Lis9(1)5 при облучении от  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  с мощностью дозы 3.84 Гр/мин. На вставке — кинетика фототока образца Lis9(1)5 в разных полях излучения  $\gamma$ -источника в течение полного цикла измерений.

сфере брома, носит такой же характер, как и образцов Lis1, выращенных в вакууме. Нарастание фототока во время облучения характерно для многих широкозонных кристаллов и может быть связано с заполнением ловушек.

Заметим, что даже на образцах, где кинетика фототока имеет ярко выраженный характер роста, на временных зависимостях, как правило, есть участок резкого спада тока (см. рис. 1). Спад фототока происходит примерно через 30 с после начала облучения и продолжается в течение 3 мин. Такой участок можно достаточно хорошо аппроксимировать экспонентой. На образцах, вырезанных из кристалла Lis5, выращенного на воздухе (см. рис. 2), релаксация тока в форме спада не наблюдалась.

После прекращения возбуждения ток быстро падает до величины  $\sim (5-10)\%$  от установившегося значения. Временное разрешение методики при измерении фототока не позволяло точно определять время релаксации тока. Однако в любом случае релаксация тока после прекращения возбуждения происходит в 8–10 раз быстрее нарастания. Дальнейшее уменьшение тока происходило медленнее.

На рис. 3 показаны временные зависимости фототока образцов Y2 и Lis9(1)5 при облучении от  $\gamma$ -источником  $^{137}\text{Cs}$  с мощностью дозы 3.84 Гр/мин. Как видно из рисунка, для этих кристаллов характерен спад фототока. Начальный скачок тока на легированном образце Lis9(1)5 в отличие от чистых кристаллов происходит гораздо медленнее, с постоянной времени  $\sim 10$  с. Характер изменения тока для других примесных кристаллов Lis10, Lis11 с меньшим содержанием Pb был аналогичен наблюдаемому для кристалла Lis9. Фототок образца Y2 монотонно спадает примерно в 2 раза от начального уровня до некоторого значения. Кристалл Y2 был выращен в вакууме в условиях избытка таллия. Логарифми-

ческий анализ кривой показал, что релаксация тока  $I(t)$  подчиняется экспоненциальному закону с постоянной спада  $\tau = 30$  с:

$$I = I_0 + Ae^{-t/\tau}, \quad (1)$$

где  $I_0$  — темновой ток кристалла при напряжении 10 В,  $A$  — подгоночный параметр.

Постоянная спада релаксации тока при меньших значениях мощностей доз оказалась практически такой же. Повторное измерение при мощности поглощенной дозы 3.84 Гр/мин показало аналогичный спад тока при одинаковой первоначальной величине. Таким образом, за время проведения полного цикла измерений при пониженных и нулевых значениях мощности поглощенной дозы в течение  $\sim 30$  мин происходило восстановление исходного зарядового состояния ловушек. Анализ временных характеристик на других кристаллах также показал экспоненциальный закон спада ионизационного тока. Исключение составили лишь образцы, изготовленные из кристалла Lis4, выращенного в атмосфере водорода. Временную характеристику спада фототока для этих образцов можно разложить на две экспоненциальные компоненты с постоянными спада 11 и 130 с.

Результаты измерения постоянных спада сведены в таблицу, где также указаны атмосфера роста и удельное сопротивление кристаллов. Как видно из таблицы, фототок кристаллов с большим содержанием Pb имеет большие значения времени релаксации.

На рис. 4 показана зависимость постоянной спада фототока в поле источника  $\gamma$ -излучения  $^{137}\text{Cs}$  мощностью дозы 3.84 Гр/мин в кристаллах TlBr, выращенных в вакууме, от величины удельного сопротивления. Как видно из рис. 4, постоянная спада фототока  $\tau$  прямо пропорциональна удельному сопротивлению этих кристаллов. Заметим, что образцы Lis9(1)5 и Lis18S-5, легированные разными двухвалентными примесями и

Постоянная спада фототока нелегированных и легированных кристаллов TlBr, выращенных в различных условиях

Образец	Условия роста	Постоянная спада $\tau$ , с	Удельное сопротивление, $10^{10}$ Ом · см
Lis1(2)15	Вакуум	37	1.09
Lis2(2)10	Вакуум; избыток таллия	30	0.68
Lis3(2)17	Остаточное давление паров Br	48	1.7
Lis4(1)8	Водород	11 $1.3 \cdot 10^2$	1.0
Y(2)2	Вакуум; избыток таллия	30	0.8
Lis10(3)2.1	Вакуум; Pb 1 ppm	$1.7 \cdot 10^2$	3.8
Lis11(3)10	Вакуум; Pb 5 ppm	$3.6 \cdot 10^2$	8.3
Lis9(1)5	Вакуум; Pb 10 ppm	$1.2 \cdot 10^3$	18
Lis18S-5	Вакуум; Ca 150 ppm	$1.4 \cdot 10^3$	17

имеющие примерно одинаковые удельные сопротивления, показывают близкие параметры релаксации тока.

Восстановление начального уровня фототока при повторном измерении происходило неодинаково, и этом процесс коррелировал с постоянной спада  $\tau$ . Медленно восстанавливались примесные кристаллы, легированные двухвалентными катионами (рис. 3, образец Lis9(1)5, вставка), и кристалл Lis4, выращенный в атмосфере водорода.

#### 4. Обсуждение

Уменьшение фототока или счетных характеристик во времени в результате поляризации при облучении от  $\gamma$ -источника высокой мощности характерно для детекторов, изготовленных на основе высокоомного материала, таких как природный алмаз [7] и CdTe [8]. Детекторам на основе ПВг также присущи явления поляризации [9]. Однако некоторые описанные факты на измеренных образцах ПВг, такие как зависимость постоянной спада фототока от величины удельного сопротивления и экспоненциальный вид характеристик, сложно объяснить поляризацией образцов.

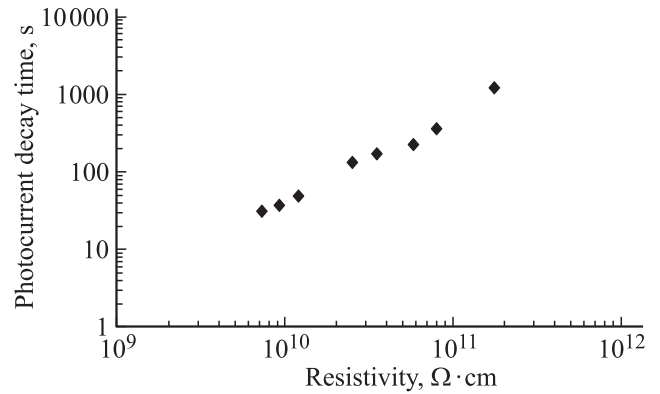
В целом нарастание и спад тока могут иметь чисто электронную или ионно-электронную природу. Мы связали спад тока с ионными процессами, происходящими при облучении кристалла. Во-первых, медленное восстановление начального уровня фототока трудно объяснить электронной перезарядкой ловушек в образцах; во-вторых, постоянная спада фототока коррелирует с концентрацией анионных вакансий и (или) межузельных ионов таллия, обуславливающих ионную проводимость в кристаллах ПВг [10]. Наконец, термическая активация постоянной времени спада фототока образцов ПВг, измеренная в [11] при температурах около комнатной, происходила с энергией 0.24 эВ. Как известно, энергия активации переноса анионных вакансий в кристаллах ПВг составляет 0.25 эВ [10].

Наблюдаемую релаксацию тока в форме спада можно объяснить размножением и укрупнением точечных дефектов (кластерообразование) при облучении кристалла от интенсивных  $\gamma$ -источников и образованием эффективных центров рекомбинации. Моделирование процесса фотолиза показало, что число свободных электронов в кристалле при облучении изменяется со временем как

$$n \approx C_1 + C_2 e^{-\beta_1 N_i t}, \quad (2)$$

где  $N_i$  — концентрация подвижных анионных вакансий  $V_a^+$ ,  $\beta_1$  — коэффициент нейтрализации электрона, захваченного на ловушку, подвижными анионными вакансиями,  $C_1$  и  $C_2$  — константы, в которые входят параметры генерации и захвата носителей, а также нейтрализации электронов.

Как видно из (2), постоянная времени спада  $\tau$  обратно пропорциональна концентрации анионных вакансий  $V_a^+$ , что соответствует экспериментальным данным (рис. 4).



**Рис. 4.** Зависимость постоянной спада фототока  $\tau$  в поле источника  $\gamma$ -излучения  $^{137}\text{Cs}$  мощностью дозы 3.84 Гр/мин в кристаллах ПВг от величины удельного сопротивления кристаллов.

В дальнейшем предполагается продолжить исследование релаксации фототока в кристаллах ПВг в полях  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  высокой мощности с целью интерпретации полученных результатов и уточнения механизма спада тока.

Сопоставляя вид собственных дефектов, присущих кристаллам, выращенным в разных атмосферах [10], и кинетику фототока на этих кристаллах, можно предположить, что нарастание тока связано с дырочным переносом, а спад — с электронным вкладом в общий ток образца. Так, в кристаллах, выращенных в атмосфере брома, доминируют катионные вакансии, которые в ПВг проявляют акцепторные свойства, а в кристалле, выращенном в водороде, доминируют кластеры таллия, имеющие донорные свойства.

Можно также получить грубую оценку величины энергии глубоких дырочных ловушек в чистых и примесных кристаллах, с которыми связано медленное дырочное нарастание тока.

В соответствии с [12] изменение числа дырок в валентной зоне для модели с захватом на уровень прилипания  $\beta$ -типа (уровни однократного прилипания) записывается в виде

$$p = G\tau(1 - \gamma M\tau e^{-t/\tau_{in}}), \quad (3)$$

где постоянная времени нарастания фототока  $\tau_{in} = \gamma N_v e^{-E/kT}$ . Здесь  $p$  — концентрация дырок в валентной зоне,  $N_v$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне,  $G$  — темп генерации носителей,  $\tau$  — время жизни дырок,  $\gamma$  — коэффициент захвата дырок свободными ловушками. Энергию ловушек  $E$  можно рассчитать, используя измеренное время нарастания тока, как

$$E = -kT \ln\left(\frac{\tau_{in}}{\gamma N_v}\right), \quad (4)$$

где  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана.

В катионной подрешетке кристаллов TlBr преобладают катионные вакансии  $V_c^-$  и мелкие ионизованные доноры в катионных узлах, связанные с замещением катиона на двухвалентный катион металла. Будучи противоположно заряженными, такие дефекты образуют ассоциаты  $\{Me^{+2}V_c^-\}$ , где  $Me^{+2}$  — двухвалентный катион металла. В таких донорно-акцепторных парах энергия катионной вакансии относительно потолка валентной зоны зависит от межатомного расстояния пары. Предполагая, что дырки захватываются комплексами, связанными с катионной вакансией [5], выберем сечение захвата дырок носителей в диапазоне  $\sigma = 10^{-14} - 10^{-17}$  см<sup>2</sup>. Большая величина сечения предполагает захват на кулоновский центр, а малая — на нейтральную ловушку донорно-акцепторной пары. Эффективная плотность электронных состояний вблизи дна зоны проводимости и валентной зоны равна  $N_c = 1.9 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и  $N_v = 5.7 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> соответственно. При расчете были использованы эффективные массы электрона и дырки, равные  $0.18m_0$  и  $0.38m_0$  соответственно [13]. В результате расчетов получены следующие величины энергии ловушек:  $E = 0.86 - 0.60$  эВ. Наиболее глубокий уровень соответствует энергии изолированной катионной вакансии  $V_c^-$ .

Работ, связанных с исследованиями центров захвата и рекомбинации в TlBr, мало. В [14], основываясь на результатах исследований методом токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ТРСГУ), авторы указывают параметры нескольких ловушек. Наиболее глубокий уровень имеет энергию активации  $\sim (0.58 - 0.60)$  эВ. Так, в кристалле Lis10 наблюдался пик, соответствующий ловушке с энергией  $0.57$  эВ и сечением захвата  $10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Хорошо выраженные пики ТРСГУ при более высоких температурах, однако, при стандартной обработке пиков давали неоднозначные результаты. Сопоставляя эти величины, можно предположить, что ловушка, ответственная за нарастание токов с постоянной времени  $10$  с в исследованных примесных образцах TlBr, соответствует катионной вакансии  $V_c^-$  вблизи иона  $Pb^{2+}$  с энергией  $0.57$  эВ. В то же время энергия уровня изолированных катионных вакансий, в основном присутствующих в чистых кристаллах Lis1 и Lis3, равна  $0.85$  эВ.

## 5. Заключение

Таким образом, в чистых и примесных кристаллах TlBr, выращенных в разных условиях, а значит, имеющих различную систему собственных дефектов, наблюдается различный вид кинетики фототока при облучении образцов от  $\gamma$ -источника <sup>137</sup>Cs с высокой мощностью дозы. В результате исследования выявлены центры, ответственные за наблюдаемые формы и параметры временных характеристик отклика тока. Медленное нарастание фототока в исследуемых образцах определяется глубокими дырочными ловушками с энергиями  $0.6 - 0.85$  эВ. Указанные ловушки связаны с катионными

вакансиями  $V_c^-$  и донорно-акцепторными парами с их участием. Установлено также, что легирование кристаллов двухвалентными катионами Pb или Ca замедляет релаксацию фототока более чем на порядок. Постоянная спада тока на исследуемых кристаллах оказалась пропорциональной величине их удельного сопротивления. Релаксация отклика фототока в полях  $\gamma$ -излучения высокой мощности дозы может быть связана с фотолизом, протекающим в кристаллах TlBr при облучении, и образованием эффективных центров рекомбинации.

Исследования выполнены в рамках проекта МНТЦ #2728.

## Список литературы

- [1] I. Rahman, R. Hofstadter. Phys. Rev. B, **29** (6), 3500 (1984).
- [2] В.М. Залетин, И.П. Барков, И.М. Газизов, В.С. Хрунов, И.С. Лисицкий, М.С. Кузнецов. Атом. энергия, **106** (4), 214 (2009).
- [3] Т.К. Hitomi, O. Muroi, T. Shoji. Nucl. Instr. Meth. A, **436**, 160 (1999).
- [4] И.М. Газизов, В.М. Залетин, В.М. Кукушкин, В.С. Хрунов. ФТП, **45** (5), 647 (2011).
- [5] I.M. Gazizov, V.M. Zaletin. Nucl. Sci. Symp. Conf. Record (Knoxville, TN, IEEE, 2010) p. 3704.
- [6] И.С. Лисицкий, Н.Б. Смирнов, М.С. Кузнецов, А.В. Говорков, Е.А. Кожухова, А.М. Волкова, В.М. Залетин. В сб.: *Гуредмет*, 2007 (М., ЗАО „Принт“, 2007).
- [7] M. Buccioli, E. Borchi, M. Bruzzi, M. Casati, P. Cirrone, G. Cuttone, C. Angelis, I. Lovic, S. Onori, L. Rafaele, S. Sciorrtino. Nucl. Instr. Meth. A, **552**, 189 (2005).
- [8] D. Vartsky, M. Goldberg, Y. Eisen, Y. Shamai, R. Dukhan, P. Siffert, J.M. Koebel, R. Regal, J. Gerber. Nucl. Instr. Meth. A, **263**, 457 (1988).
- [9] И.М. Газизов, М.С. Кузнецов, И.С. Лисицкий, В.М. Залетин. Изв. вузов. Матер. электронной техники **55** (3), 13 (2011).
- [10] T. Onodera, K. Hitomi, T. Shoji. Nucl. Instr. Meth. A, **568**, 433 (2006).
- [11] V. Kazukauskas, A. Jurgilaitis, J. Vaitkus, V. Gostilo, M. Shorohov. Mater. Science (Medziagotyra), **14** (2), 97 (2008).
- [12] С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках (М., Физматгиз, 1963).
- [13] S.D. Mahanti, C.M. Varma. Phys. Rev. B, **6**, 2209 (1972).
- [14] N.B. Smirnov, I.S. Lisitsky, M.S. Kuznetsov, A.V. Govorkov, E.A. Kozhukhova. Nucl. Sci. Symp. Conf. Record (San Diego, CA, IEEE, 2006) p. 3700.

Редактор Л.В. Шаронова

## Kinetics of the current response in TlBr detectors under high dose rate $^{137}\text{Cs}$ $\gamma$ -irradiation

*I.M. Gazizov, V.M. Zaletin<sup>+</sup>, V.M. Kukushkin, M.V. Kuznetsov<sup>≠</sup>, I.S. Lisitsky<sup>≠</sup>*

JSC „Institute of Physical-Technical Problems,  
141980 Dubna, Moscow Region, Russia

<sup>+</sup> Dubna University,

141980 Dubna, Moscow Region, Russia

\* JSC „GIREDMET“,

119017 Moscow, Russia

**Abstract** The kinetics of the photocurrent response in pure and doped TlBr detectors under  $^{137}\text{Cs}$   $\gamma$ -irradiation in dose rate range 0.033–3.84 Gy/min has been studied. The crystals were grown by Bridgman–Stockbarger directional solidification technique. Mass fraction of Pb or Ca introduced in the doped TlBr crystals was 1–10 and 150 ppm respectively. The crystals were grown in various atmospheres: vacuum, bromine vapor, hydrogen atmosphere and air. For the crystals doped with divalent cations, regardless of the atmosphere of growth, for crystals grown in hydrogen and crystals grown with an excess of thallium the photocurrent decay was observed. The relaxation time constants were 30–1400 s and were proportional to the resistivity of the crystals. It was shown that the photocurrent decay may be associated with the photolysis in the TlBr crystals under high dose rate  $\gamma$ -irradiation. It was obtained the evaluation of the hole traps energy to be responsible for the slow increase in photocurrent, it amounted to the value of 0.6–0.85 eV.