

УДК 535.417, 681.787

## ТРИ РЕЖИМА ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ФОТОЭДС В КРИСТАЛЛЕ ОКСИДА ГАЛЛИЯ

М. А. Брюшинин<sup>1</sup>, И. А. Соколов<sup>1</sup>, И. Н. Завестовская<sup>2,3</sup>,  
Р. В. Ромашко<sup>4,5</sup>, Ю. Н. Кульчин<sup>3,4,5</sup>

*В работе представлены результаты измерений нестационарной фотоЭДС в моноклинном кристалле  $Ga_2O_3$  на длине волны 457 нм. Кристалл обладает изолирующими свойствами и демонстрирует высокую прозрачность для видимого света, что не препятствует формированию динамической решетки пространственного заряда и регистрации сигнала нестационарной фотоЭДС во внешних электрических полях – нулевого, постоянного и переменного. Измеренная амплитуда сигнала анализируется в зависимости от частоты фазовой модуляции, пространственной частоты интерференционной картины и величины электрического поля. Для выбранной длины волны определены фотопроводимость кристалла, спектральная чувствительность и диффузионная длина фотовозбужденных носителей.*

**Ключевые слова:** нестационарная фотоЭДС, адаптивный фотоприемник.

Моноклинный оксид галлия  $\beta-Ga_2O_3$  обладает уникальной комбинацией физико-химических параметров, что обеспечивает его применение в различных областях современной электроники и оптики. Моноклинный оксид галлия  $\beta-Ga_2O_3$  с шириной запрещенной зоны  $\sim 4.8$  eV прозрачен в диапазоне от видимого до ближнего ультрафиолетового света, и эта особенность используется при реализации не чувствительных к солнечному излучению (solar-blind) фотодетекторов. Исследуемый материал характеризуется

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: i.a.sokolov@mail.ioffe.ru.

<sup>2</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

<sup>3</sup> НИЯИ “МИФИ”, 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31.

<sup>4</sup> Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, 690041 Россия, Владивосток, ул. Радио, 5.

<sup>5</sup> Дальневосточный федеральный университет, 690922 Россия, о. Русский, п. Аякс, 10.

высоким пробивным полем (6–8 МВ/см), умеренной подвижностью электронов и хорошей термической стабильностью, то есть теми качествами, которые востребованы для разработки радиочастотных и силовых полевых транзисторов и диодов Шоттки. Следует упомянуть предложенные методики расщепления воды под действием УФ-излучения и детектирования газов с использованием оксида галлия [1, 2].

Изучение  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ -фотоприемников, как правило, ограничивается измерениями вольт-амперной характеристики и отклика материала на амплитудно-модулированный свет [3, 4]. Известны методики, основанные на принципах динамической голографии, позволяющие существенно дополнить подобные исследования и существенно улучшить диагностику материала [5]. Эффект нестационарной фотоЭДС является одним из перспективных вариантов определения фотоэлектрических параметров широкозонных полупроводников [6, 7]. Электрический ток в фоточувствительной среде возникает вследствие периодических пространственных сдвигов решеток фотопроводимости и пространственного заряда относительно друг друга. Измерение зависимости сигнала от частоты фазовой модуляции и пространственной частоты интерференционной картины позволяет определить фотопроводимость, времена жизни носителей заряда, подвижность и диффузионную длину, а также концентрацию ловушечных центров. Данный эффект широко используется при разработке адаптивных фотоприемников фазомодулированных оптических сигналов [6, 7].

В наших недавних работах кристалл  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  был изучен указанным методом в зеленой области спектра [8], диффузионный режим возбуждения сигнала был также осуществлен на длине волны  $\lambda=457\text{ nm}$  [9]. В данной работе представлены результаты исследования эффекта нестационарной фотоЭДС для трех основных режимов возбуждения сигнала: в отсутствие внешнего электрического поля, а также в постоянном и переменном полях. Изучение и сравнение данных режимов возбуждения особенно актуально, так как в них реализуется локальный и нелокальный отклики материала.

*Экспериментальная установка.* Экспериментальная установка для исследования нестационарной фотоЭДС в  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  показана на рис. 1. Излучение одночастотного твердотельного лазера с длиной волны  $\lambda=457\text{ nm}$  расширяется и разделяется на два луча. Эти лучи направляются на кристалл, где создают интерференционную картину с пространственной частотой  $K$ , контрастом  $m$  и средней интенсивностью  $I_0$ . Сигнальный луч модулируется по фазе с амплитудой  $\Delta = 0.51$  и частотой  $\omega$  с помощью электрооптического модулятора. Плоскость поляризации обоих лучей перпендикулярна плоскости падения. Возникающий фототок создает напряжение на нагрузочном резисторе  $R_L$ . Это

напряжение усиливается и затем измеряется селективным вольтметром. Внешнее высокое напряжение поступает от источника постоянного напряжения или от генератора с присоединенным высокочастотным трансформатором. Частота синусоидального внешнего напряжения составляет 101 кГц. Перед предусилителем устанавливается дополнительный режекторный фильтр на эту частоту, чтобы избежать перегрузки входных цепей. В экспериментах с внешними полями устанавливаются следующие параметры:  $m = 0.38$ ,  $R_L = 100 \text{ k}\Omega$  для нулевого поля,  $m = 0.20$ ,  $R_L = 10 \text{ k}\Omega$  для постоянного поля и  $m = 0.38$ ,  $R_L = 5.2 \text{ k}\Omega$  для переменного поля.

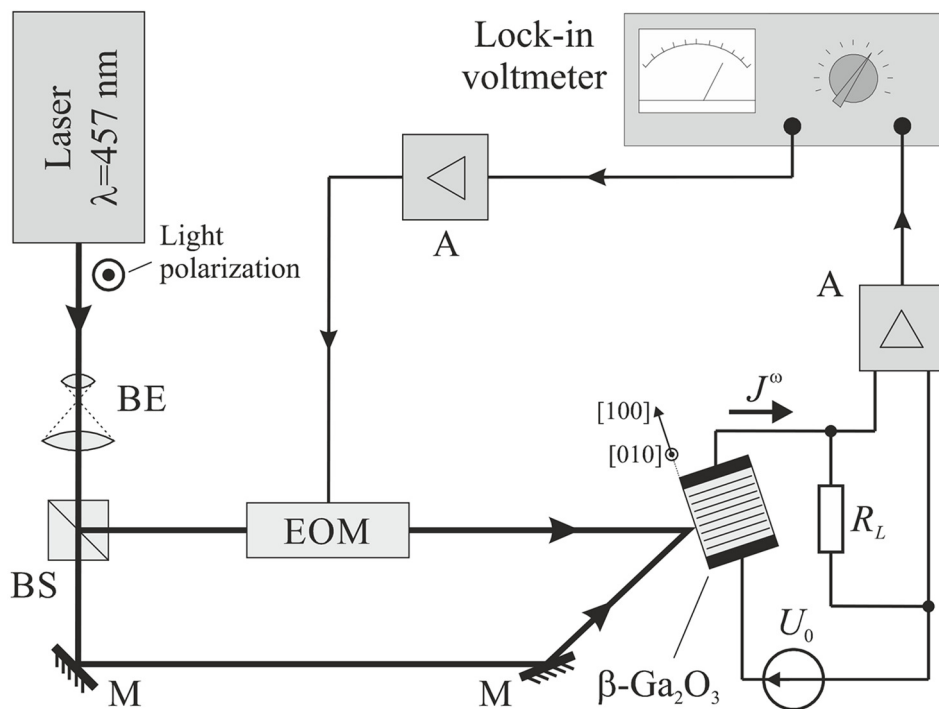


Рис. 1: Экспериментальная установка для исследования нестационарной фотоЭДС во внешнем электрическом поле. BE – расширитель луча, BS – светоделитель, EOM – электрооптический модулятор, M – зеркало, A – усилитель.

Исследуется тот же образец  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , что и в наших предыдущих работах [8, 9]. Он имеет размеры  $2.00 \times 2.15 \times 1.35 \text{ mm}^3$  по кристаллографическим осям [100], [010] и направлению, перпендикулярному плоскости (001), соответственно. Передняя и задняя поверхности ( $2.00 \times 2.15 \text{ mm}^2$ ) представляют собой сколотые грани кристалла (001), дополнительная обработка не применялась. Ток возбуждается вдоль оси [100] ( $\mathbf{K} \parallel [100]$ ), электроды нанесены на боковые поверхности, перпендикулярные этому направлению.

*Результаты и обсуждения.* Главное, что следует отметить – возможность уверенного детектирования сигнала нестационарной фотоЭДС в кристалле  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  при возбуждении на длине волны 457 нм. Сигнал имеет сравнительно небольшую амплитуду, и тем не менее, надежное детектирование достигается при отношении сигнал/шум 0-40 dB во всех трех режимах, рассмотренных ниже. Фаза сигнала указывает на электронный тип фотопроводимости материала.

В отсутствие внешнего поля реализуется диффузионный механизм возбуждения сигнала нестационарной фотоЭДС, решетка электрического поля возникает в объеме фоточувствительной среды за счет диффузии свободных носителей заряда. Частотная зависимость амплитуды сигнала приведена на рис. 2. На представленной зависимости наблюдается растущий участок на низких частотах, за которым следует плато. Такое поведение обычно объясняется следующим образом: решетка свободных электронов (решетка фотопроводимости) и решетка поля пространственного заряда отслеживают медленные движения интерференционной картины при малых частотах возбуждения  $\omega$ . Относительный пространственный сдвиг между этими решетками сохраняется примерно равным  $\pi/2$ , что дает незначительный усредненный дрейфовый ток. При увеличении  $\omega$  решетка пространственного заряда перестает отслеживать смещения картины, становясь практически неподвижной, относительные сдвиги между решетками увеличиваются, сигнал достигает максимума на частотно-независимом участке. Следующее выражение известно из теории эффекта [6, 7] и хорошо описывает это поведение:

$$J^\omega = S \frac{m^2 \Delta}{2} \sigma_0 E_D \frac{-i\omega\tau_M}{1 + i\omega\tau_M(1 + K^2 L_D^2)}. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_0$  – средняя удельная фотопроводимость,  $E_D = (k_B T/e)K$  – диффузионное поле,  $\tau_M = \varepsilon_0 \varepsilon / \sigma_0$  – время максвелловской релаксации,  $L_D$  – диффузионная длина электронов [5],  $S$  – площадь электрода. Частота среза  $\omega_1$  разделяет область роста сигнала и плато:

$$\omega_1 = [\tau_M(1 + K^2 L_D^2)]. \quad (2)$$

Измеряя частоту среза  $\omega_1$ , легко оценить время максвелловской релаксации и удельную проводимость образца [см. выражение (2) для малых  $K$ ]. Для выбранной интенсивности  $I_0 = 3.8 \text{ W/cm}^2$  фотопроводимость составляет  $\sigma_0 = 2.3 \times 10^{-9} \text{ } \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ . Как амплитуда сигнала в области  $\omega > \omega_1$ , так и частота среза линейно зависят от интенсивности света:  $|J^\omega|, \omega_1, \propto I_0$ .

Варьируя угол между падающими лучами, мы можем изменять пространственную частоту  $K$ , соответствующая зависимость амплитуды сигнала показана на вставке

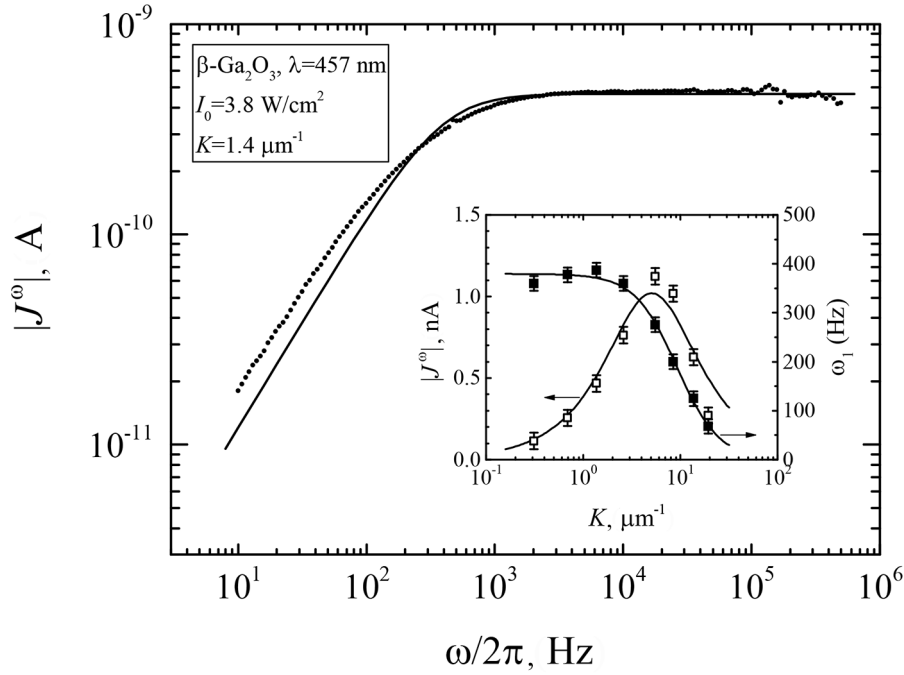


Рис. 2: Частотная зависимость нестационарной фотоЭДС в диффузионном режиме возбуждения сигнала ( $E_0 = 0$ ). Вставка: зависимости максимальной амплитуды сигнала и частоты среза от пространственной частоты.

рис. 2. Сигнал растет при малых  $K$  из-за соответствующего увеличения амплитуды решетки электрического поля:  $J^\omega \propto E_{SC} \propto E_D \propto K$ . Уменьшение сигнала при высоких пространственных частотах  $K$  связано с диффузионным “размытием” решетки фотопроводимости. Зависимость имеет максимум при  $K = L_D^{-1}$ , и эта особенность эффекта нестационарной фотоЭДС часто используется для определения диффузионной длины носителей. Для исследуемого кристалла этот параметр составляет  $L_D = 200$  нм. Частота среза  $\omega_1$  также зависит от  $K$  [см. вставку рис. 2 и выражение (2)]. Эта зависимость дает меньшую оценку диффузионной длины  $L_D = 110$  нм, что может быть связано с неоднородностью средней интенсивности света.

Амплитуду нестационарной фотоЭДС можно увеличить, приложив к кристаллу внешнее постоянное напряжение [6, 7]. Увеличение амплитуды – не единственное изменение, наблюдаемое во внешнем поле: частотная зависимость нестационарной фотоЭДС становится резонансной (рис. 3). Данный резонансный максимум связан с возбуждением волны пространственной перезарядки ловушек – собственной моды колебаний пространственного заряда в полупроводниках [5].

Волны пространственной перезарядки ловушек распространяются вдоль приложенного электрического поля и демонстрируют необычный закон дисперсии, т.е. зависимость  $\omega_r(K)$ :

$$\omega_r = (\tau_M K L_0)^{-1}. \quad (3)$$

Здесь  $L_0 = \mu\tau E_0$  – дрейфовая длина электронов в электрическом поле  $E_0$ ,  $\mu$  и  $\tau$  – подвижность и время жизни электронов. Такой закон дисперсии действительно наблюдается в наших экспериментах с  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

Возбуждение волны пространственной перезарядки ловушек происходит при достаточно высоких электрических полях, в которых выполняется условие  $KL_0 \gg 1 + K^2 L_D^2$ . Амплитуда нестационарной фотоЭДС в этом случае достигает

$$J^\omega = S \frac{m^2 \Delta}{2} \sigma_0 E_0 \frac{KL_0}{1 + K^2 L_D^2}, \quad (4)$$

демонстрируя квадратичный рост сигнала в зависимости от напряженности приложенного поля [6].

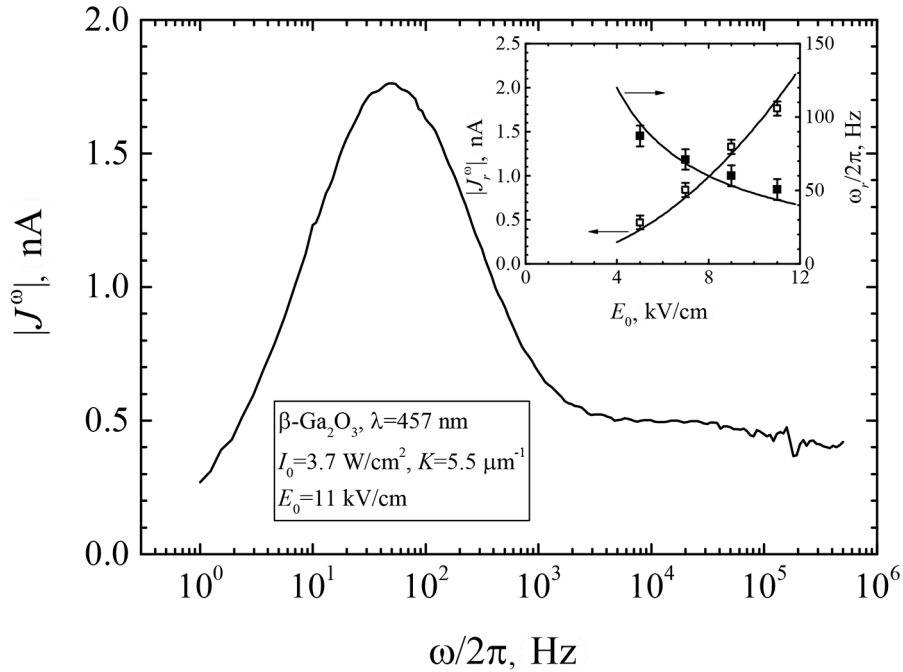


Рис. 3: Частотная зависимость нестационарной фотоЭДС, возбуждаемой в постоянном электрическом поле. Вставка: зависимости резонансной амплитуды и резонансной частоты от напряженности постоянного поля.

Нами были измерены зависимости резонансной амплитуды и резонансной частоты от постоянного поля  $E_0$  (рис. 3, вставка), их поведение хорошо соответствует выражениям (3) и (4).

Следует отметить, что резонансный максимум оказался намного шире, чем его теоретическая оценка [6]: ширина  $\delta\omega/2\pi = 250$  Гц определена из экспериментальной зависимости на рис. 3, а ширина  $\delta\omega/2\pi = 2(\omega_r/2\pi)(1 + K^2L_D^2)/KL_0 = 23$  Гц рассчитана для  $\omega_r/2\pi = 49$  Гц и  $L_D = 200$  нм ( $\mu\tau = 1.6 \times 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/В). Это рассогласование, вероятно, связано с неоднородностью интенсивности света  $I_0$  и электрического поля  $E_0$ , а также с недостаточно низким контрастом  $m$ , который в теории подразумевается  $m \ll 1$ .

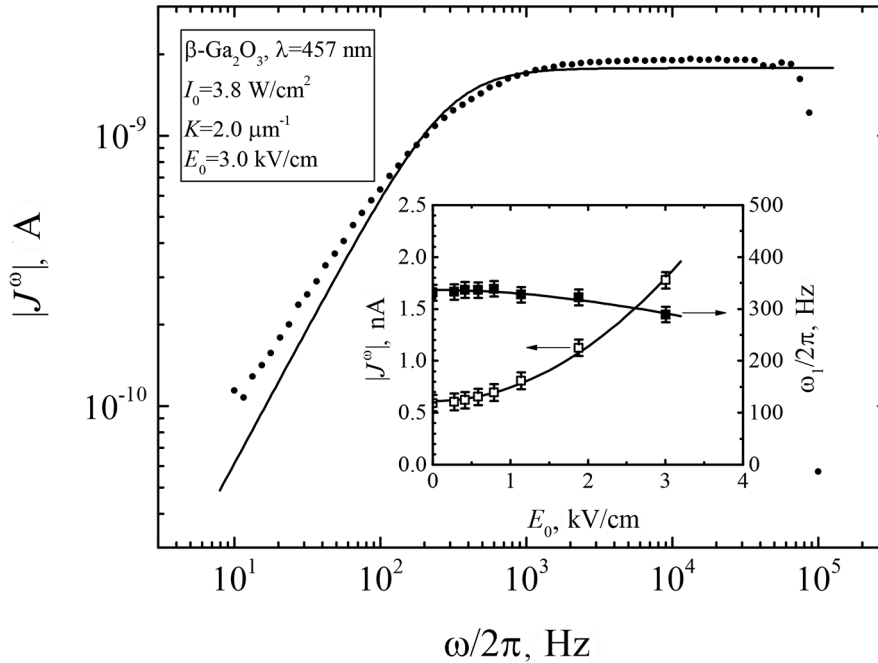


Рис. 4: Частотная зависимость нестационарной фотоЭДС, возбуждаемой в переменном электрическом поле. Вставка: зависимости максимальной амплитуды и частоты среза от эффективного значения приложенного переменного поля.

Приложение внешнего переменного напряжения – еще один способ увеличить амплитуду нестационарной фотоЭДС. В отличие от случая с приложенным постоянным напряжением, на частотной зависимости сигнала нет резонансных особенностей (рис. 4). Увеличение нестационарной фотоЭДС связано с более эффективным перераспределением носителей заряда между яркими и темными интерференционными полосами, что приводит к большей амплитуде записываемой решетки поля пространственного заряда

[5]. Рост амплитуды сопровождается уменьшением частоты среза, но частотная зависимость сохраняет вид, характерный для диффузионного режима возбуждения сигнала [7]:

$$J^\omega = S \frac{m^2 \Delta}{2} \sigma_0 E_D \frac{-i\omega\tau_M(1 + E_0^2/E_L^2)}{1 + i\omega\tau_M(1 + E_0^2/E_M^2)}, \quad (5)$$

$$\omega_1 = [\tau_M(1 + E_0^2)/E_M^2]^{-1}. \quad (6)$$

Здесь  $E_0$  – эффективное значение внешнего синусоидального электрического поля,  $E_L = k_B T / e L_D$  и  $E_M = (K \mu \tau)^{-1}$  – характерные значения этого поля.

Зависимости максимальной амплитуды нестационарной фотоЭДС (для  $\omega > \omega_1$ ) и частоты среза от эффективного значения приложенного переменного поля представлены на вставке рис. 4. Аппроксимация экспериментальной зависимости выражениями (5) и (6) дает еще одну оценку диффузионной длины:  $L_D = 120 - 130$  нм.

Полученные параметры кристалла  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  можно сравнить с характеристиками других материалов, исследованных в той же области спектра. Поскольку настоящий и предыдущие эксперименты проводились в разных условиях, т. е. при разных интенсивностях света, пространственных частотах и частотах фазовой модуляции, мы должны оценить нормированную максимальную амплитуду фотоЭДС:

$$R_m^\omega = J_m^\omega / [P_0 m^2 J_0(\Delta) J_1(\Delta) / 2], \quad (7)$$

где  $J_m^\omega$  – амплитуда нестационарной фотоЭДС, измеренная на оптимальных частотах ( $\omega > \omega_1$  и  $KL_D = 1$ ),  $P_0 = P_s + P_r$  – полная мощность света,  $P_s$  и  $P_r$  – мощности сигнального и опорного лучей, освещающих кристалл,  $J_n(\Delta)$  – функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка. Нормализованная амплитуда представляет особый интерес в области прикладной интерферометрии, где контраст и амплитуда фазовой модуляции обычно невелики ( $m, \Delta \ll 1$ ). В этом случае выражение (7) сокращается до  $R_m^\omega \simeq J_m^\omega / (P_s \Delta)$ , демонстрируя очевидную аналогию со спектральной чувствительностью фотодиода [6]. После подстановки значений с рис. 2 получаем  $R_m^\omega = 3.8 \times 10^{-7}$  А/Вт. Это значение меньше, чем у других широкозонных материалов, исследованных в синем спектральном диапазоне:  $R_m^\omega = 1.1 \times 10^{-4}$  А/Вт для  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $R_m^\omega = 3.3 \times 10^{-5}$  А/Вт для  $\text{SnS}_2$  [7, 9]. Существенная разница в величинах спектральной чувствительности прежде всего обусловлена соответствующей разницей коэффициентов поглощения света в данных кристаллах. Малая диффузионная длина  $L_D$  (произведение  $\mu\tau$ ) также приводит к низкой чувствительности  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .



Будучи введенной выражением (7), спектральная чувствительность может быть рассчитана также и для режимов, использующих внешнее электрическое поле:  $R_m^\omega = 2.4 \times 10^{-6}$  А/Вт для постоянного поля  $E_0 = 11$  кВ/см и  $R_m^\omega = 7.3 \times 10^{-7}$  А/Вт для эффективного переменного поля  $E_0 = 3.0$  кВ/см. Приложение электрического поля к кристаллу  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  увеличивает амплитуду фотоЭДС и спектральную чувствительность в несколько раз, а не на несколько порядков, как это было в  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  [6, 7]. Причина – в упомянутом небольшом значении произведения  $\mu\tau$  в исследованном  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

Спектральная чувствительность материала понимается как эффективность преобразования фазомодулированного света в электрический ток, а не как характеристика, описывающая способность фотоприемника принимать слабые сигналы [6]. В последнем случае следует учитывать уровень шума. Поскольку адаптивные фотоприемники на основе нестационарной фотоЭДС обычно работают в режиме тока короткого замыкания и без внешних напряжений, уровень шума определяется в основном тепловым шумом нагрузочного резистора  $R_L$ . В этом случае минимальная детектируемая амплитуда фазовой модуляции определяется как  $\Delta_{\min} = (4k_B T R_L^{-1} \delta f)^{1/2} / (R_m^\omega P_s)$ , где  $\delta f$  – полоса детектирования. Для нашей реализации датчика с использованием кристалла  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  и для характерных значений  $P_s = 1$  мВт и  $\delta f = 1$  Гц эта амплитуда равна  $\Delta_{\min} = 1.1 \times 10^{-3}$ .

Несмотря на сравнительно низкую чувствительность, можно отметить некоторые преимущества  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  над другими полупроводниками. Нестационарная фотоЭДС в исследуемом кристалле имеет равномерную частотную характеристику в диапазоне 0.1–500 кГц, тогда как аналогичная зависимость в  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  спадает при  $\omega/2\pi > 3$  кГц. Кристалл не демонстрирует никаких особенностей, связанных с мелкими ловушками. Статическая диэлектрическая проницаемость материала составляет  $\varepsilon \approx 10$  [1, 2], в то время как упомянутый кристалл силленита имеет  $\varepsilon = 56$  [5]. Это позволяет получить приемлемую частоту среза при более низкой интенсивности света.

В заключение отметим следующее: изучены фотоэлектрические свойства кристалла  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  с использованием метода нестационарной фотоЭДС для  $\lambda = 457$  нм. Реализовано возбуждение фотоЭДС без какого-либо приложенного напряжения, а также усиление сигнала в присутствии постоянного или переменного электрического поля. Определены фотопроводимость и диффузионная длина электронов для выбранной ориентации кристалла ( $\mathbf{K}||[100]$ ). Приемлемый уровень сигнала и равномерность частотной характеристики нестационарной фотоЭДС в  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  являются преимуществами, которые

могут иметь решающее значение при разработке и изготовлении адаптивных фотоприемников, работающих в коротковолновой области видимого света.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00323).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] S. J. Pearton, J. Yang, P. H. Cary IV, et al., *Appl. Phys. Rev.* **5**, 011301 (2018). DOI: 10.1063/1.5006941.
- [2] S. I. Stepanov, V. I. Nikolaev, V. E. Bougrov, and A. E. Romanov, *Rev. Adv. Mater. Sci.* **44**(63), 63 (2016). DOI: doi.org/10.1063/1.5006941.
- [3] P. Feng, J. Y. Zhang, Q. H. Li, and T. H. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 153107 (2006). DOI: 10.1063/1.2193463.
- [4] T. Oshima, T. Okuno, N. Arai, et al., *Appl. Phys. Express* **1**(1), 011202 (2008). DOI: 10.1143/APEX.1.011202.
- [5] М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко, *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (Наука, СПб., 1992). DOI: 10.1007/978-3-540-47056-4.
- [6] S. Stepanov, *Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices* (Academic Press, 2001), vol. 2. Photo-electromotive-force effect in semiconductors, p. 205.
- [7] I. A. Sokolov and M. A. Bryushinin, *Optically induced space-charge gratings in wide-bandgap semiconductors: techniques and applications* (Nova Science Publishers, Inc., 2017).
- [8] M. A. Bryushinin, I. A. Sokolov, R. V. Pisarev, and A. M. Balbashov, *Opt. Express* **23**(25), 32736 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.032736.
- [9] M. A. Bryushinin, V. V. Kulikov, A. A. Petrov, et al., *Opt. Express* **28**(26), 39067 (2020). DOI: 10.1364/OE.413482.

Поступила в редакцию 9 декабря 2021 г.

После доработки 9 декабря 2021 г.

Принята к публикации 24 января 2022 г.