

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

**Нелинейно-оптическое детектирование терагерцевого излучения
в периодически поляризованных кристаллах**С. П. Ковалев^{1,a}, Г. Х. Китаева^{1,b}, Н. А. Ильин², И. Е. Иляков³, Е. Д. Мишина²,
А. Н. Пенин¹, А. С. Сигов²¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра квантовой электроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.²Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики.
Россия, 119454, Москва, пр-т Вернадского, д. 78.³Институт прикладной физики РАН. Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46.
E-mail: ^atibij.2005@gmail.com, ^bgkitaeva@gmail.com

Статья поступила 29.09.2010, подписана в печать 26.10.2010

Измерены временные и спектральные характеристики терагерцевого отклика периодически поляризованных кристаллов легированного ниобата лития с ростовой доменной структурой. Показано, что кристаллы могут быть использованы для узкополосной генерации и детектирования терагерцевых волн в процессах нелинейно-оптического преобразования частоты лазерного излучения. Перестройка частоты в диапазоне от 0.5 до 2.5 ТГц может осуществляться как за счет изменения периода доменной структуры, так и за счет изменения геометрии нелинейно-оптического взаимодействия.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, периодически поляризованные кристаллы.

УДК: 535-14. PACS: 42.65.Ky, 42.79.Nv.

Введение

Терагерцевый диапазон спектра электромагнитных волн 0.3–10 ТГц до сих пор остается сравнительно мало освоенным, однако в последнее время этот диапазон привлекает все больше внимания благодаря возможностям применения в таких областях, как информационные и коммуникационные технологии, медицина, биология, при сверхбыстрых вычислениях, для развития систем безопасности и контроля [1–3]. Среди различных методов генерации и детектирования терагерцевого излучения методы, основанные на нелинейно-оптических процессах преобразования частоты, являются одними из наиболее перспективных. Они имеют такие преимущества, как комнатная температура функционирования, относительно малые размеры устройств, при детектировании — возможность измерения не только амплитуды поля, но и его фазы. Эффективности генерации и детектирования при этом определяются свойствами возбуждающего излучения и свойствами самой нелинейной среды. При выборе среды важны ее нелинейная восприимчивость, поглощение на терагерцевых частотах, а также дисперсия показателя преломления в оптическом и терагерцевом диапазонах, необходимая для выполнения условий фазового синхронизма.

Для этих целей в основном используют такие нелинейные среды, как ZnTe, GaAs, GaSe, GaP, DAST, LiNbO₃ [4]. Благодаря высокой нелинейной восприимчивости кристаллы LiNbO₃ показали наибольшую эффективность генерации широкополосного терагерцевого излучения, которая наблюдалась при облучении фемтосекундными лазерными импульсами с наклонным фронтом [5]. При использовании LiNbO₃ с периоди-

ческой доменной структурой (PPLN) условия фазового синхронизма выполняются для узкого спектра частот, что приводит к возможности генерации узкополосного терагерцевого излучения. Перестройка по частоте возможна как за счет изменения периода доменной структуры, так и наклона доменов относительно возбуждающего излучения [6].

В настоящей работе исследовались характеристики терагерцевого отклика легированных кристаллов PPLN с доменной структурой, образующейся непосредственно в процессе роста кристаллов [7]. Образцы PPLN такого типа обладают широкой входной апертурой и могут использоваться в несфокусированных лазерных пучках. Это уменьшает дифракционную расходимость терагерцевого излучения, позволяет использовать импульсы оптической накачки высокой энергии без разрушения кристаллов. Использование кристаллов с ростовой доменной структурой перспективно для квазисинхронного детектирования терагерцевых волн [8]. Для анализа кристаллов с различными периодами и ориентациями доменной структуры в работе применялся метод накачки и зондирования с использованием фемтосекундных импульсов [9, 10].

**1. Генерация терагерцевого излучения
при оптическом выпрямлении фемтосекундных
импульсов**

Пусть нелинейная среда облучается короткими лазерными импульсами, $E_p(\mathbf{r}, t)$ — поле импульса накачки, $E_p(\mathbf{r}, \omega)$ — фурье-образ этой временной зависи-

мости:

$$E_p(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_p(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (1)$$

$$E_p(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_p(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} dt. \quad (2)$$

Накачка нелинейной среды с помощью коротких лазерных импульсов может быть представлена как накачка непрерывным континуумом пар волн различных частот ω_1 и ω_2 , находящихся в пределах спектра импульса накачки. Между волнами каждой пары происходят процессы генерации разностной частоты, причем эта разностная частота находится в пределах ширины спектра накачки, т.е. в пределах 10 ТГц при длительности лазерного импульса порядка 100 фс.

Нелинейная поляризация, возникающая на разностной частоте Ω , может быть рассчитана следующим образом:

$$\begin{aligned} P^{nl}(\Omega, \mathbf{r}) &= \chi^{(2)}(\mathbf{r}) \int_{-\infty}^{\infty} E_p(\mathbf{r}, \omega) E_p^*(\mathbf{r}, \omega - \Omega) d\omega = \\ &= \frac{\chi^{(2)}(\mathbf{r})}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |E_p(\mathbf{r}, t)|^2 e^{i\Omega t} dt, \quad (3) \end{aligned}$$

где $\chi^{(2)}$ — свертка тензора квадратичной восприимчивости нелинейной среды с ортами поляризации поля накачки и P^{nl} . В случае одномерной задачи, в которой квадратичная восприимчивость $\chi^{(2)}$ меняется вдоль одного направления x , совпадающего с направлением распространения накачки, поляризация (3) служит источником поля терагерцевой частоты, амплитуда которого меняется вдоль x в соответствии с волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 E(\Omega, x)}{\partial x^2} + \varepsilon(\Omega) \frac{\Omega^2}{c^2} E(\Omega, x) = -\frac{4\pi\Omega^2}{c^2} P^{(nl)}(\Omega, x). \quad (4)$$

Пренебрегая эффектами дифракции, будем рассматривать все спектральные компоненты поля накачки $E_p(x, \omega)$ в виде плоских волн, распространяющихся вдоль одного направления в пределах ограниченного сечением S объема нелинейного взаимодействия в кристалле. Решение волнового уравнения (4) можно записать в виде суммы двух терагерцевых волн:

$$\begin{aligned} E(\Omega, x) \exp(-i\Omega t) &= A_f(\omega, x) \exp(ik_x x - i\Omega t) + \\ &+ A_b(\Omega, x) \exp(-ik_x x - i\Omega t), \quad (5) \end{aligned}$$

распространяющихся с противоположно направленными проекциями k_x волнового вектора \mathbf{k} на ось x . Амплитуды «прямой» и «обратной» волн A_f и A_b рассчитываются как

$$A_f(\Omega, x) = \frac{2\pi i \Omega^2}{kc^2} \int_{-L/2}^x P^{(nl)}(\Omega, x') e^{-ik_x x'} dx', \quad (6)$$

$$A_b(\Omega, x) = \frac{2\pi i \Omega^2}{kc^2} \int_x^{L/2} P^{(nl)}(\Omega, x') e^{ik_x x'} dx'. \quad (7)$$

В приближении слабого усиления точные выражения для амплитуд A_f , A_b могут быть получены путем интегрирования нелинейной поляризации (3):

$$A_{f,b}(\Omega, x) = \frac{i2\pi\Omega^2 L}{kc^2} T_{f,b}(\Omega, x) C(\Omega). \quad (8)$$

Здесь фактор $C(\Omega)$ определяется огибающей импульса накачки $B_p(t)$:

$$C(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A_p(\omega) A_p^*(\omega - \Omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |B_p(t)|^2 e^{i\Omega t} dt, \quad (9)$$

учитывая, что $E_p(x, t) \equiv B_p(t) e^{-i\omega_0 t + ik(\omega_0)x}$. Нелинейные функции передачи $T_{f,b}$ несут информацию о пространственно-неоднородном распределении квадратичной восприимчивости в пределах объема взаимодействия [11]:

$$T_f(\Omega, x) = \int_{-L/2}^x dx' \chi^{(2)}(x') e^{i\left(\frac{\Omega}{u_{gr}} - k_x\right)x'}, \quad (10)$$

$$T_b(\Omega, x) = \int_x^{L/2} dx' \chi^{(2)}(x') e^{i\left(\frac{\Omega}{u_{gr}} + k_x\right)x'}. \quad (11)$$

Здесь $u_{gr} \equiv \frac{\partial k_{опл}}{\partial \omega}$ — групповая скорость оптических волн. В среде с произвольным характером пространственного изменения восприимчивости второго порядка вдоль одного направления зависимость $\chi^{(2)}(x)$ в пределах длины среды L может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$\chi^{(2)}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi_m e^{im\frac{2\pi}{L}x}, \quad (12)$$

где χ_m — амплитуды пространственных фурье-гармоник:

$$\chi_m = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \chi^{(2)}(x) e^{-im\frac{2\pi}{L}x} dx \quad (13)$$

и $\chi_m = \chi_{-m}^*$. С учетом такого представления $\chi^{(2)}$ функции нелинейной передачи $T_{f,b}$ принимают вид

$$T_f(\Omega, x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi_m \int_{-L/2}^x dx' e^{i(\Delta_f + 2\pi m)\frac{x'}{L}}, \quad (14)$$

$$T_b(\Omega, x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi_m^* \int_x^{L/2} dx' e^{i(\Delta_b + 2\pi m)\frac{x'}{L}}. \quad (15)$$

Здесь $\Delta_{f,b}$ — безразмерные расстройки фазового синхронизма (РФС) для процессов генерации вперед и назад:

$$\Delta_f \equiv (k_{1x} - k_{2x} - k_x) = \left(\frac{\Omega}{u_{gr}} - k_x\right) L, \quad (16)$$

$$\Delta_b \equiv -(k_{1x} - k_{2x} + k_x) = \left(-\frac{\Omega}{u_{gr}} - k_x\right) L. \quad (17)$$

Итак, оптическое выпрямление коротких импульсов приводит к образованию в каждой точке кристалла

импульса терагерцевого поля со спектральными компонентами

$$E(\Omega, x)e^{-i\Omega t} = \frac{i2\pi\Omega^2 L}{k(\Omega)c^2} C(\Omega) \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\chi_m \int_{-L/2}^x dx' e^{i(\Delta_f + 2\pi m)\frac{x'}{L}} \exp(ik(\Omega)x - i\Omega t) + \right. \\ \left. + \chi_m^* \int_x^{L/2} dx' e^{i(\Delta_b + 2\pi m)\frac{x'}{L}} \exp(-ik(\Omega)x - i\Omega t) \right). \quad (18)$$

2. Нелинейно-оптическое детектирование терагерцевого излучения в толще кристалла

Нелинейно-оптическое детектирование терагерцевого излучения базируется на взаимодействии терагерцевых волн со всеми спектральными компонентами пробного луча накачки, приводящем к генерации сигналов на суммарных и разностных частотах [8]. В результате этого меняется спектральное распределение и мощность пробного оптического импульса, причем изменение энергии может служить мерой величины терагерцевого поля в нелинейной среде. Рассмотрим амплитуду отдельной спектральной компоненты пробного луча накачки, равного $A_{pr}(\omega)$ до входа в нелинейную среду, и $A_{pr, out}(\omega, \tau_{del}) = A_{pr}(\omega) + \Delta A_{pr}(\omega, \tau_{del})$ после прохождения среды. Добавка $\Delta A_{pr}(\omega, \tau_{del}) = \Delta A_{pr-}(\omega, \tau_{del}) + \Delta A_{pr+}(\omega, \tau_{del})$, где $\Delta A_{pr-}(\omega) = \int \Delta A_{pr-}(\omega, \tau_{del}, \Omega) d\Omega$, есть результат процессов вычитания частоты, идущих между терагерцевыми компонентами на всех возможных частотах Ω и соответствующими оптическими компонентами на частотах $\omega + \Omega$:

$$\Delta A_{pr-}(\omega, \tau_{del}, \Omega) \sim \int_x^{L/2} \chi^{(2)}(x') A_{pr}(\Omega + \omega) e^{i\frac{\Omega}{u_{gr}}x' + i\Omega\tau_{del}} \times \\ \times (A_f^*(\Omega, x') \exp(-ik_x x') + A_b^*(\Omega, x') \exp(ik_x x')) dx'. \quad (19)$$

Аналогично $\Delta A_{pr+}(\omega) = \int A_{pr+}(\omega, \tau_{del}, \Omega) d\Omega$ есть результат процессов сложения частот Ω и $\omega - \Omega$. Здесь учтены фазовые сдвиги терагерцевых компонент, связанных с задержкой τ_{del} пробного импульса по отношению к терагерцевому. С учетом выражений для амплитуд терагерцевых волн

$$\Delta A_{pr}(\omega, \tau_{del}) = \left(\frac{2\pi\omega L}{c^2} \right)^2 \frac{i}{k(\omega)} \int_x^{L/2} dx' \chi^{(2)}(x') \times \\ \times \int d\Omega \Omega^2 (A_{pr}(\Omega + \omega) u^*(\Omega, x') + A_{pr}(\omega - \Omega) u(\Omega, x')), \quad (20)$$

где

$$u(\Omega, x') = ie^{-i\frac{\Omega}{u_{gr}}x' - i\Omega\tau_{del}} \frac{1}{k} C(\Omega) \times \\ \times (T_f(\Omega, x') \exp(ik_x x') + T_b(\Omega, x') \exp(-ik_x x')). \quad (21)$$

Стандартный подход при электрооптическом детектировании обычно направлен на измерение фазовой

модуляции пробной волны, наведенной за счет появления мнимой части добавки $\Delta A_{pr}(\omega)$ [12]. Измерение производится с помощью методов оптической эллипсометрии. Тем не менее наведенная за счет взаимодействия с терагерцевым полем добавка к модулю пробной амплитуды также имеет ненулевую действительную часть. Наведенное за счет этой добавки изменение энергии пробного импульса может быть определено непосредственно как разность $\Delta P(\tau_{del}) = P(\tau_{del}) - P_0$ между выходной энергией пробного импульса, измеренной в присутствии терагерцевого излучения в кристалле $P(\tau_{del}) \sim \int dt \left| \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \times \right.$ $\left. \times [A_{pr}(\omega) + \Delta A_{pr}(\omega, \tau_{del})] \right|^2$ и измеренной при отсутствии терагерцевых волн $P_0 = \int dt I_{pr}(t)$.

Учитывая относительную малость добавки $\Delta A_{pr}(\omega)$, можно записать

$$\Delta P(\tau_{del}) \sim \text{Re} \left\{ \int d\Omega \frac{\Omega^3}{k(\Omega)} |C(\Omega)|^2 e^{-i\Omega\tau_{del}} \int_x^{L/2} dx' \chi^{(2)}(x') \times \right. \\ \left. \times \left[T_f(\Omega, x') e^{i(k_x - \frac{\Omega}{u_{gr}})x'} + T_b(\Omega, x') e^{-i(k_x + \frac{\Omega}{u_{gr}})x'} \right] \right\}. \quad (22)$$

Выражение для спектра $\Delta P_{\Omega}(\Omega)$ наведенного пропускания задержанной пробной волны $\Delta P(\tau_{del}) \equiv \int \Delta P_{\Omega}(\Omega) e^{-i\Omega\tau_{del}}$ будет иметь вид

$$\Delta P_{\Omega} = |C(\Omega)|^2 \Omega^3 L^2 \times \\ \times \left| \frac{1}{k_{\text{THz}}} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi_m \left(\frac{T(-\Delta_f) \exp[-i\Delta_f/2] (-1)^m - \chi_m^*}{\Delta_f - 2\pi m} - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{T(-\Delta_b) \exp[-i\Delta_b/2] (-1)^m - \chi_m^*}{\Delta_b - 2\pi m} \right) \right) \right|, \quad (23)$$

где k_{THz} — волновой вектор на терагерцевой частоте, а функции $T(\Delta)$ описывают пространственно-неоднородное распределение квадратичной восприимчивости в пределах всего кристалла:

$$T(\Delta) \equiv \sum \chi_m f(\Delta + 2\pi m), \quad (24)$$

формфактор $f(\delta)$ для любого комплексного δ определяется как $f(\delta) \equiv \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} e^{ix\delta/L} dx$; в непоглощающей среде он сводится к $f(\delta) = \text{sinc}(\delta/2)$. При отсутствии поглощения выражение для ΔP_{Ω} имеет более простую форму:

$$\Delta P_{\Omega} \approx |C(\Omega)|^2 \Omega^3 L^2 \frac{|T(\Delta_f)|^2 + |T(\Delta_b)|^2}{k_{\text{THz}}}, \quad (25)$$

причем $T(\Delta) \equiv \sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi_m \text{sinc}(\frac{\Delta}{2} + \pi m)$.

Таким образом, измеряя пропускание зондирующей пробной волны при различных задержках τ_{del} , можно определить форму спектра терагерцевого отклика кристалла как в прямом, так и в обратном направлении.

3. Результаты

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, использовавшейся для исследования терагерцевого отклика кристаллов PPLN. В качестве лазерного источника использовался титан-сапфировый лазер с частотой повторения 80 МГц и длительностью импульсов менее 100 фс, со средней мощностью 2.5 Вт на длине волны 800 нм. На светоделительной пластине (СД) лазерный импульс делился на импульсы накачки и пробного излучения в энергетическом соотношении 95:5. Механический прерыватель (МП) с частотой прерывания 650 Гц осуществлял модуляцию луча накачки. Задержка между пробным импульсом и импульсом накачки в кристалле плавно варьировалась с помощью линии задержки с полным ходом 20 см. Фокусирующие линзы Л1 (фокусное расстояние 20 см) и Л2 (фокусное расстояние 30 см) использовались для фокусировки лазерного излучения в исследуемую область в кристалле. Оптический диод Д располагался в пучке пробного излучения. Сигнал с диода, пропорциональный мощности прошедшего излучения, поступал на синхронный усилитель и измерялся на частоте МП. Таким образом выделялась компонента сигнала, пропорциональная наведенному изменению пропускания пробного луча $\Delta P(\tau_{\text{del}}) = P(\tau_{\text{del}}) - P_0$.

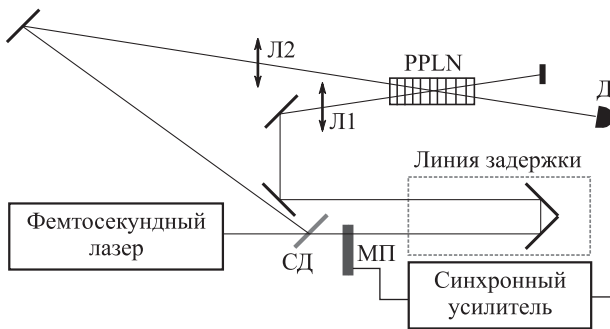


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования терагерцевого отклика кристаллов

Исследовались образцы кристаллов легированного ниобата лития с периодически поляризованной доменной структурой Mg:Y:PPLN, которая формируется в процессе роста кристалла методом Чохральского

в асимметричном тепловом поле. Ориентация доменов в образцах была перпендикулярна кристаллографической оси x . На рис. 2 приведены полученные временные и частотные спектры одного из кристаллов Mg:Y:PPLN (образец 1). По данным избирательного химического травления отдельных участков кристалла, из которых был вырезан образец, период доменной структуры варьируется от 70 до 80 мкм. Проведенные измерения терагерцевого отклика показывают, что максимальная эффективность генерации в прямом направлении достигается на частоте 1.32 ТГц, в обратном — на частоте 0.54 ТГц. Это означает, что действующий период образца составляет 74 мкм. На рис. 2, б приведены результаты теоретического расчета, выполненного по формуле (23) с учетом этого значения периода. Положение наблюдаемых максимумов близко к расчетным значениям. Некоторое расхождение ширин наблюдаемых и расчетных пиков может объясняться непостоянством периода в исследуемой части образца. Для перестройки частоты спектрального отклика, соответствующей как частоте генерации, так и частоте детектирования, следует использовать образец с другим периодом доменной структуры, либо повернуть кристалл относительно направления поляризации накачки.

На рис. 3 приведены временные и частотные спектры, полученные для другого кристалла Mg:Y:PPLN (образец 2). Проведенные измерения показывают, что максимальная эффективность генерации в прямом направлении достигается на частоте 1.5 ТГц, в обратном — на 0.6 ТГц. Это означает, что средний действующий период всего образца составляет 70 мкм. Однако наличие третьего пика на частоте 1.17 ТГц свидетельствует о присутствии участка доменной структуры с большим периодом, порядка 80 мкм. На рис. 4, а показана ориентация образцов 1 и 2 в указанных экспериментах. Излучение накачки и пробного луча было поляризовано вдоль оси z кристалла и распространялось вдоль оси x , т.е. перпендикулярно доменным стенкам. Генерируемые терагерцевые волны были также поляризованы вдоль оси z , так что в этих экспериментах была задействована максимальная компонента тензора квадратичной восприимчивости кристалла χ_{zzz} , которая меняла знак при переходе от одного домена к другому. Указанный тип нелинейно-оптического

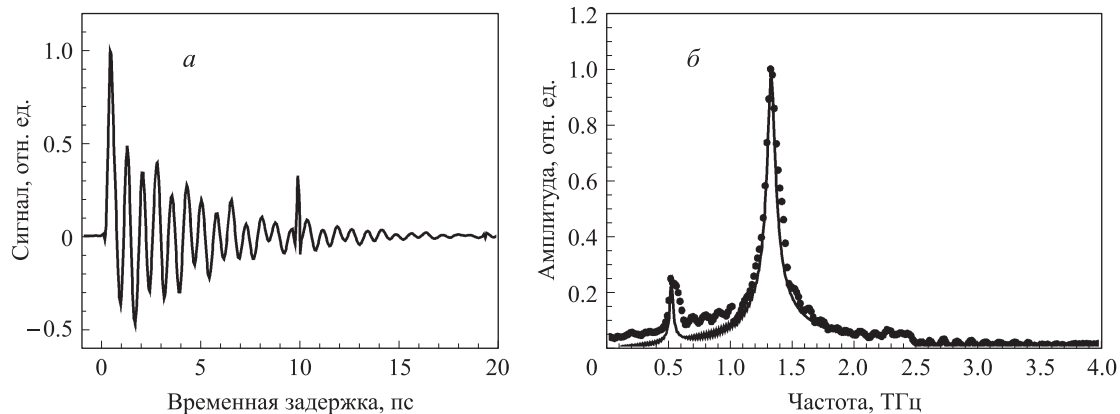


Рис. 2. Зависимость сигнала оптического детектора от времени задержки (а), амплитудный спектр сигнала (точки), теоретическая аппроксимация (кривая) для кристалла Mg:Y:PPLN (образец 1) (б)

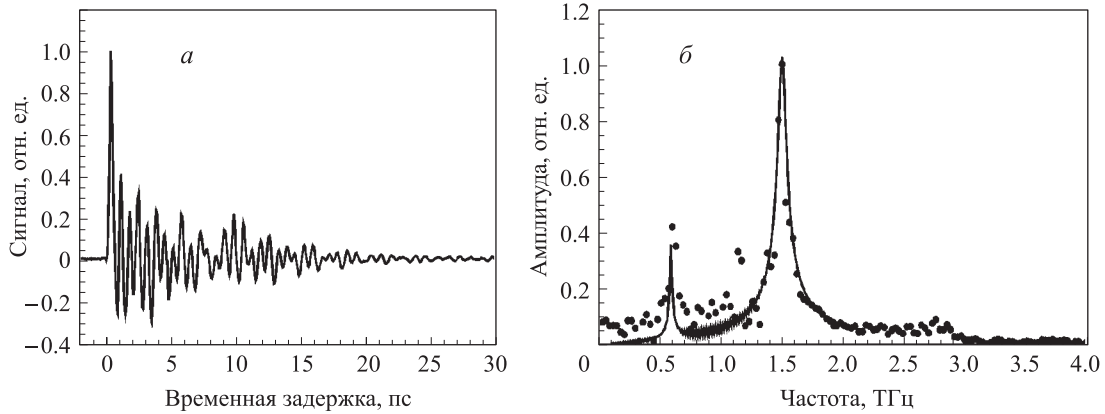


Рис. 3. Зависимость сигнала оптического детектора от времени задержки (а), амплитудный спектр сигнала (точки), теоретическая аппроксимация (кривая) для кристалла Mg:Y:PPLN (образец 2) (б)

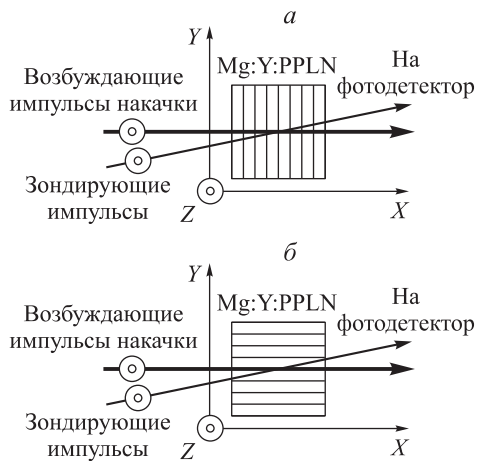


Рис. 4. Схемы нелинейной дифракции Брэгга (а) и Лауэ (б)

взаимодействия (*eee*) сохранялся и при детектировании терагерцевых волн.

Перестройка частоты терагерцевого отклика может быть произведена не только путем изменения периода доменной структуры, но и в результате изменения геометрии эксперимента. На рис. 5, 6 приведены полученные временные и частотные спектры для одного и того же кристалла Mg:Y:PPLN (образец 3), но в разных геометриях. По данным избирательного травления от-

дельных участков кристалла, из которого был вырезан образец, период доменной структуры составлял около 27 мкм. В геометрии, изображенной на рис. 4, а, такой кристалл мог генерировать только обратно направленное терагерцевое излучение, поскольку частоты максимумов его *T*-функции, соответствующие генерации вперед, слишком велики и находятся вне окна прозрачности кристалла и окна, задаваемого *C*-фактором фемтосекундной накачки. Частота генерации «назад» в максимуме составляла 1.44 ТГц.

Этот кристалл был также протестирован в другой геометрии, изображенной на рис. 4, б. При этом излучение обеих фемтосекундных накачек, возбуждающей и зондирующей, распространялось вдоль доменных стенок. В терминах нелинейной дифракции геометрия рис. 4, а может быть названа геометрией дифракции Брэгга, рис. 4, б — геометрией дифракции Лауэ. Тип нелинейно-оптического взаимодействия был по-прежнему *eee*. Анализ спектра временного сигнала показывает, что наиболее эффективная генерация имеет место на частоте 2.3 ТГц, причем ширина спектрального пика существенно больше, чем в предыдущих случаях и составляет около 0.5 ТГц. Наблюдаемый пик *T*-функции сильно ослаблен не только поглощением терагерцевых волн в кристалле, но и тем, что он попадает на границу «спектрального окна», определяемого длительностью накачки (*C*-фактором). Характер поведения спектра

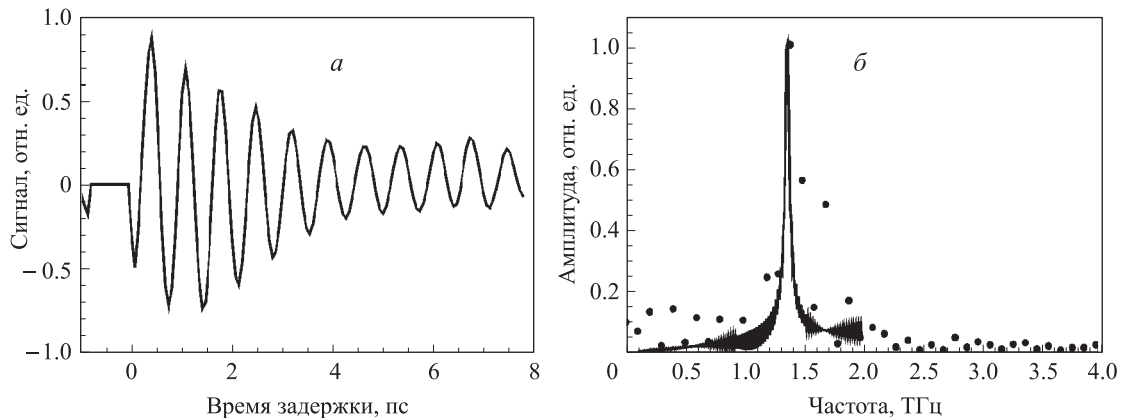


Рис. 5. Зависимость сигнала оптического детектора от времени задержки (а), амплитудный спектр сигнала (точки), теоретическая аппроксимация (кривая) для кристалла Mg:Y:PPLN (образец 3, схема Брэгга) (б)

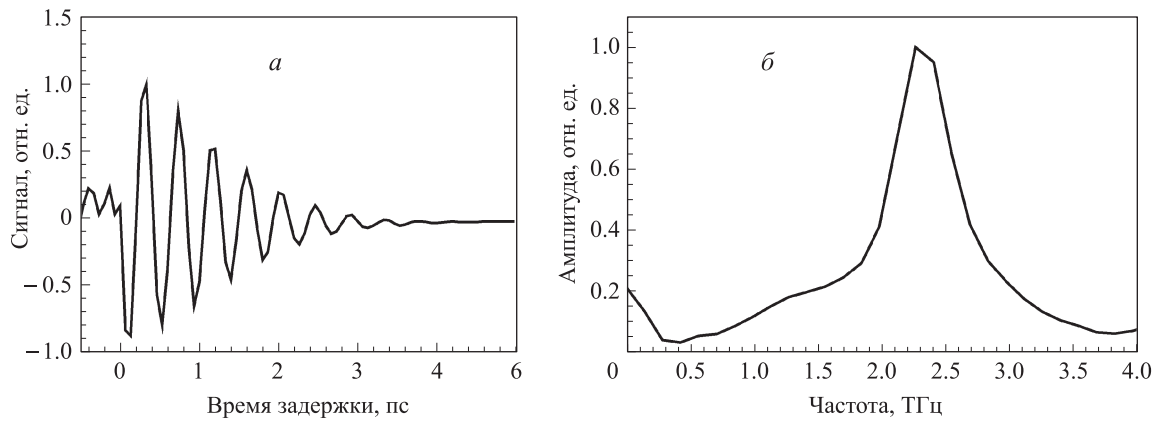


Рис. 6. Зависимость сигнала оптического детектора от времени задержки (а), амплитудный спектр сигнала для кристалла Mg:Y:PPLN (образец 3, схема Лауэ) (б)

сигнала указывает на то, что максимум T -функции образца расположен на больших частотах, и кристалл с данным периодом был бы более эффективен при использовании импульсов накачки с меньшей длительностью.

Проведенные измерения свидетельствуют о высокой информативности развитого метода детектирования терагерцевого отклика кристаллов. Показано, на каких частотах и в пределах каких полос исследованные периодически поляризованные кристаллы с ростовой доменной структурой могут быть использованы для эффективной генерации и детектирования узкополосного терагерцевого излучения. Перестройка частот терагерцевого отклика может проводиться как за счет изменения периода поляризации образца, так и за счет изменения геометрии нелинейно-оптического взаимодействия.

Заключение

В работе были измерены временные и спектральные характеристики терагерцевого отклика периодически поляризованных кристаллов в режиме оптической накачки и зондирования лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Наряду с экспериментальными исследованиями был проведен общий теоретический анализ метода накачки–зондирования с учетом произвольного характера пространственного распределения квадратичной восприимчивости в одномерных квазисинхронных структурах как периодического, так и аперриодического типа. Показано, что данный метод позволяет определить функции нелинейной передачи кристалла, определяющие спектр генерации терагерцевого излучения как в прямом, так и в обратном направлении, а также оценить спектральную чувствительность при использовании структур в составе терагерцевого электрооптического детектора. В отличие от других способов, основанных на прямом измерении терагерцевых волн, излучаемых в свободное пространство, данный метод обладает рядом существенных преимуществ. Его применение не требует перестройки оптической схемы при исследовании отклика в различных направлениях, и он достаточно прост в реализации. Метод может применяться даже при высоком поглощении кристаллом терагерцевых волн и позволяет выявить все полезные участки, скрытые в толще объемного образца.

Экспериментальные исследования периодически поляризованных кристаллов легированного ниобата лития с ростовой доменной структурой показали возможность использования этих кристаллов для генерации и детектирования узкополосного терагерцевого излучения в процессах нелинейно-оптического преобразования частоты в диапазоне от 0.5 до 2.5 ТГц, с шириной полосы до 0.1 ТГц. При этом возможна перестройка частоты как за счет изменения периода доменной структуры, так и за счет изменения геометрии нелинейно-оптического взаимодействия.

Авторы выражают благодарность старшему научному сотруднику И.И. Наумовой за предоставление образцов и данных избирательного химического травления кристаллов легированного ниобата лития с ростовой доменной структурой.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 08-02-00555, 09-02-92003, 10-02-00427, 09-02-12324, 08-02-01260, 08-02-00978, 08-02-97045) и Федерального агентства по науке и инновациям (Роснаука) (гранты 02.552.11.7087 и 02.740.11.0223).

Список литературы

1. Taday P.F., Bradley I.V., Arnone D.D., Pepper M. // J. Pharm. Sci. 2003. **92**, N 4. P. 831.
2. Tonouchi M. // Nature photonics. 2007. **1**. P. 97.
3. Akaike H., Yamada T., Fujimaki A. // Supercond. Sci. Technol. 2006. **19**. P. S320.
4. Kitaeva G.Kh. // Laser Phys. Lett. 2008. **5**, N 8. P. 559.
5. Yeh K.-L., Hoffmann K.-L., Hebling J., Nelson K.A. // Appl. Phys. Lett. 2007. **90**. P. 171121.
6. Weiss C., Torosyan G., Meyn J.-P. et al. // Opt. Express. 2001. **8**, N 9. P. 497.
7. Naumova I.I., Evlanova N.F., Gliko O.A., Lavrishchev S.V. // J. Cryst. Growth. 1997. **180**. P. 160.
8. Kitaeva G.Kh., Kovalev S.P., Naumova I.I. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. **96**. P. 071106.
9. Ma G.H., Tang S.H., Kitaeva G.Kh., Naumova I.I. // J. Opt. Soc. Am. B. 2006. **23**. N 1. P. 81.
10. Liu W.M., Tuchak A.N., Yan Y.H. et al. // Opt. Lett. 2009. **34**, N 13. P. 2027.
11. Kitaeva G.Kh. // Phys. Rev. A. 2007. **76**, N 4. P. 043841.
12. Gallot G., Grischkovsky D. // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. **16**, N 8. P. 1204.

Nonlinear-optical detection of terahertz-frequency radiation in periodically poled crystals**S. P. Kovalev^{1,a}, G. Kh. Kitaeva^{1,b}, N. A. Ilyin², I. E. Ilyakov³, E. D. Mishina², A. N. Penin¹, A. S. Sigov²**¹*Department of Quantum Electronics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*²*Moscow Institute of Radioengineering, Electronics and Automation, Moscow 117454, Russia.*³*Institute of Applied Physics RAS, Nizhnii Novgorod 603950, Russia.**E-mail: ^a tibij.2005@gmail.com, ^b gkitaeva@gmail.com.*

Temporal and spectral characteristics of the terahertz response were measured for the periodically poled doped lithium niobate crystals with as-grown domain structures. It is shown that the crystals can be used for narrow-band generation and detection of the terahertz waves under the processes of nonlinear-optical frequency conversion of laser radiation. Frequency tuning range from 0.5 to 2.5 THz can be performed by variation of the domain structure period, or by changing the nonlinear-optical interaction geometry.

Keywords: Terahertz radiation, periodically poled crystals.

PACS: 42.65.Ky, 42.79.Nv.

Received 29 September 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2011).

Сведения об авторах

1. Ковалев Сергей Павлович — аспирант; тел.: (495) 939-43-72, e-mail: tibij.2005@gmail.com.

2. Китаева Галия Хасановна — докт. физ.-мат. наук, вед. науч. сотр., доцент; тел.: (495) 939-43-72, e-mail: gkitaeva@gmail.com.

3. Ильин Никита Александрович — аспирант, тел.: (495) 434-76-65, e-mail: alexander-nick@bk.ru.

4. Иляков Игорь Евгеньевич — мл. науч. сотр.; тел.: (831)4164647, e-mail: igor_ilyakov@mail.ru.

5. Мишина Елена Дмитриевна — докт. физ.-мат. наук, доцент, вед. науч. сотр.; тел.: (495) 434-76-65, e-mail: mishina_elena57@mail.ru.

6. Пенин Александр Николаевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, профессор; тел.: (495) 939-43-72, e-mail: aleksandrpenin@mail.ru.

7. Сигов Александр Сергеевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, член-корр. РАН, ректор; тел.: (495) 433-00-44, e-mail: rector@mirea.ru.