

Измерение спектральной яркости терагерцового излучения в процессе нелинейно-оптического детектирования

Г. Х. Китаева¹⁾, А. Н. Пенин, А. Н. Тучак⁺, А. В. Шепелев⁺, П. В. Якунин

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991 Москва, Россия

⁺ МГТУ им. А.Н. Косыгина, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 июля 2010 г.

Предложен метод абсолютного измерения спектральной яркости излучения терагерцового диапазона в процессе параметрического преобразования в оптический диапазон. Метод характеризуется низким пороговым потоком, не требует использования эталонов. Одновременно метод позволяет провести калибровку тепловых флуктуаций поля и абсолютным образом установить локальную температуру нелинейного кристалла-преобразователя.

Терагерцовый диапазон частот 0.3–10 ТГц привлекает растущее внимание исследователей самых различных областей. Излучение этого диапазона начинает успешно применяться в спектроскопии химических и биологических объектов, неразрушающей медицинской томографии, визуализации скрытых изображений, развития систем безопасности и связи [1, 2]. В то же время прямое детектирование терагерцовых волн с помощью болометров, полупроводниковых элементов и быстродействующих устройств СВЧ электроники пока невозможно без их глубокого охлаждения до гелиевых температур. В качестве альтернативного подхода в лазерных фемтосекундных [3–6] и наносекундных [7–9] установках успешно практикуются методы, основанные на нелинейно-оптическом преобразовании частоты терагерцовых волн в оптический диапазон. При этом конечное измерение преобразованного сигнала осуществляется с помощью фотоприемников и привлечение техники низких температур не требуется.

Тем не менее, до сих пор не решенной задачей остается абсолютное измерение спектральной яркости терагерцового излучения – наиболее универсальной и информативной его характеристики. Более того, обычно результаты по любым энергетическим параметрам терагерцового излучения, измеренным нелинейно-оптическими методами, представляются только в относительных единицах. В настоящей работе предлагается метод абсолютного измерения яркости терагерцовых волн, основанный на использовании сигнального излучения спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света. Общая идея метода для оптического диапазона была выдвинута в [10] и реализована экспериментально в [11–13]. Специ-

фика терагерцового диапазона требует существенного развития теоретических основ этого метода. Основная идея и преимущество метода фактически заключаются в измерении крайне высокой (не менее 10^8 К) яркостной температуры современных источников терагерцового излучения, тогда как при болометрических измерениях этого излучения фиксируется изменение термодинамической температуры материала детектора, не превышающее единиц Кельвинов.

Известно, что в условиях приближения заданной накачки операторы рождения и уничтожения фотонов сигнального (индекс 1) и холостого (индекс 2) полей во входных и выходных модах параметрического преобразователя частоты связаны линейными соотношениями Боголюбова [14]:

$$\begin{aligned} a_{1'}^{\dagger} &= U_{1'1} a_1^{\dagger} + U_{1'2} a_2, \\ a_{2'}^{\dagger} &= U_{2'1} a_1 + U_{2'2} a_2^{\dagger}. \end{aligned} \quad (1)$$

Штрихованные индексы относятся к модам выходного излучения, а не штрихованные – к модам входного. Коэффициенты $U_{i'j}$ ($i, j = 1, 2$) имеют матричный вид, если преобразование многомодовое. В простейшем случае, когда накачка – плоская волна, поперечная ограниченность объема взаимодействия невелика, а отраженными от границ кристалла-преобразователя сигнальными и холостыми волнами можно пренебречь, $U_{i'j}$ – это численные коэффициенты, элементы матрицы рассеяния нелинейной среды. Соотношения типа (1) описывают также связи средних значений соответствующих операторов, то есть моменты поля первого порядка. В отсутствие поглощения на сигнальных и холостых частотах квантовые эффективности процессов параметрического усиления и преобразования одинаковы, так что $|U_{1'1}|^2 - 1 =$

¹⁾ e-mail: kit@qopt.phys.msu.ru

$= |U_{2'1}|^2$ и $|U_{2'2}|^2 - 1 = |U_{1'2}|^2$. Но если хотя бы на одной из частот поглощение присутствует, последние равенства нарушаются. Элементы матрицы рассеяния U_{ij} могут быть рассчитаны путем решения классических уравнений для медленно меняющихся амплитуд, эквивалентных уравнениям для операторов соответствующих полей, в том числе и при наличии поглощения [15, 16]. Рассчитывать энергетические характеристики излучения удобно в терминах вторых моментов операторов полей – средних чисел фотонов в моде $\langle N_k \rangle \equiv \langle a_k^\dagger a_k \rangle$, непосредственно связанных с эффективными яркостными температурами излучения:

$$\langle N_k \rangle_T = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_k/k_B T) - 1}. \quad (2)$$

С точностью до численного коэффициента $\langle N_k \rangle$ определяет спектральную яркость излучения [10, 17] на частоте данной моды ω_k ($\lambda_k = 2\pi c/\omega_k$, $k = 1, 2, 1'$, или $2'$):

$$B_\lambda = \frac{\hbar c^2}{\lambda_k^5} \langle N_k \rangle, \quad B_\omega = \frac{\hbar \omega_k^3}{8\pi^3 c^2} \langle N_k \rangle.$$

Вторые моменты сигнальных и холостых полей $K_k \equiv \langle a_{k_1} a_{k_2} \rangle$ описывают корреляцию сигнальных и холостых фотонов. В отличие от первых моментов поля, и характер связи между вторыми моментами входных и выходных полей, и сам метод расчета этой связи существенным образом зависят от наличия поглощения волн в нелинейной среде. В случае прозрачной среды выходное поле СПР находится в чистом квантовом состоянии, а в условиях поглощения выходное состояние поля есть смешанное состояние, связанное с состоянием нелинейной среды.

Поглощением нелинейной среды в терагерцовом диапазоне, как правило, пренебречь нельзя. Кроме того, если частота холостых фотонов приходится на терагерцовый диапазон, на входе и выходе холостого канала преобразователя всегда присутствует тепловое излучение достаточно высокой яркости (см.(2)), соответствующей температуре нелинейного кристалла и окружающей среды. Основополагающими для дальнейших расчетов являются соотношения для вторых моментов входных и выходных полей параметрического преобразователя, учитывающие эффекты поглощения на холостой частоте, полученные Клышко [10] и названные “обобщенным законом Кирхгофа” (ОЗК). С учетом входных условий $\langle N_1 \rangle = 0$, $\langle N_2 \rangle = \langle N_2 \rangle_T$, ОЗК для СПР принимает вид:

$$\langle N_{1'} \rangle = \langle N_{1'} \rangle_{SPDC} = (|U_{1'1}|^2 - 1)(\langle N_2 \rangle_T + 1),$$

$$\langle N_{2'} \rangle = \langle N_{2'} \rangle_{SPDC} + \langle N_2 \rangle_T = |U_{2'1}|^2(\langle N_2 \rangle_T + 1) + \langle N_2 \rangle_T, \quad (3)$$

$$\langle a_{2'} a_{1'} \rangle_{SPDC}^* = U_{2'1} U_{1'1} (\langle N_2 \rangle_T + 1).$$

Индексом “SPDC” (*spontaneous parametric down-conversion*) здесь отмечены фотоны, родившиеся в процессах СПР и параметрического входного преобразования теплового излучения. Четвертый момент, описывающий корреляцию сигнальных и холостых фотонов на выходе среды, с учетом (3) становится равным

$$\begin{aligned} \langle \hat{N}_{1'} \hat{N}_{2'} \rangle &= \langle N_{2'} \rangle_{SPDC} + (\langle N_{1'} \rangle_{SPDC} + \\ &+ \langle N_{2'} \rangle_{SPDC}) \langle N_2 \rangle_T + 2 \langle N_{1'} \rangle_{SPDC} \langle N_{2'} \rangle_{SPDC}. \end{aligned} \quad (4)$$

В предложенной нами недавно схеме нелинейно-оптического детектирования [9] терагерцовое излучение поступает на вход нелинейного кристалла, заполняя входные моды холостого канала параметрического преобразователя (рис.1). В этом случае $\langle N_2 \rangle =$

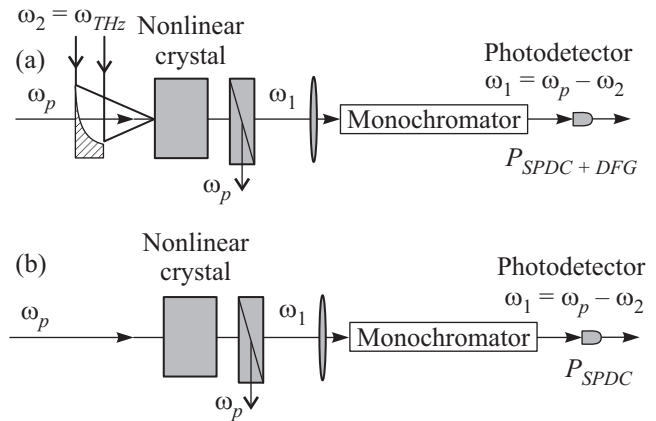


Рис.1. (а) Схема нелинейно-оптического детектирования терагерцового излучения, (б) схема измерения референсного сигнала СПР

$\langle N_2 \rangle_T + \langle N_{THz} \rangle$, где $\langle N_{THz} \rangle$ – среднее число фотонов в моде падающего терагерцового излучения. Наличие терагерцового излучения приводит к дополнительному увеличению чисел фотонов в модах выходного излучения, и ОЗК приобретает вид

$$\langle N_{1'} \rangle = \langle N_{1'} \rangle_{SPDC} + |U_{2'1}|^2 \langle N_{THz} \rangle, \quad (5)$$

$$\langle N_{2'} \rangle = \langle N_{2'} \rangle_{SPDC} + \langle N_2 \rangle_T + |U_{2'2}|^2 \langle N_{THz} \rangle.$$

Отсюда следует, что, измеряя отношение интенсивностей выходного сигнального излучения при включенном ($P_{SPDC+DFG} \square \langle N_{1'} \rangle$) и выключенном источнике терагерцового излучения ($P_{SPDC} \square \langle N_{1'} \rangle_{SPDC}$),

можно определить число фотонов в моде терагерцового излучения:

$$\langle N_{THz} \rangle = \left[\frac{P_{SPDC+DFG}}{P_{SPDC}} - 1 \right] \times \frac{|U_{1'1}|^2 - 1}{|U_{2'1}|^2} \times (\langle N_2 \rangle_T + 1), \quad (6)$$

то есть его яркость и температуру. Это позволяет провести абсолютное (безэталонное) измерение яркости терагерцового излучения. Как следует из (6), в роли репера при такой калибровке выступают тепловые (слагаемое $\langle N_2 \rangle_T$) и квантовые (слагаемое 1) флуктуации поля на холостой частоте. Яркость тепловых флуктуаций $\langle N_2 \rangle_T$ должна быть заранее определена. Кроме того, необходимо знать величину фактора, который учитывает потери терагерцового излучения в кристалле-преобразователе [15, 16].

Обойти одну из этих сложностей позволяет одновременное измерение яркости терагерцового излучения по сигналу спонтанного рассеяния на антистоксовой частоте. ОЗК при антистоксовом рассеянии приобретает вид

$$\langle N_{1'} \rangle_{SPUC} = (|U_{1'1,as}|^2 - 1) \langle N_2 \rangle_T,$$

$$\langle N_{2'} \rangle = \langle N_{2'} \rangle_{SPUC} + \langle N_2 \rangle_T = |U_{2'1,as}|^2 \langle N_2 \rangle_T + \langle N_2 \rangle_T. \quad (7)$$

Индекс “*SPUC*” здесь – сокращение от “*spontaneous parametric up-conversion*”, $U_{ij,as}$ – элементы матрицы антистоксова рассеяния. При поступлении измеряемого терагерцового излучения на вход холостого канала число фотонов в моде антистоксовой частоты также увеличится:

$$\langle N_{1'} \rangle = \langle N_{1'} \rangle_{SPUC} + |U_{2'1,as}|^2 \langle N_{THz} \rangle,$$

$$\langle N_{2'} \rangle = \langle N_{2'} \rangle_{SPUC} + \langle N_2 \rangle_T + |U_{2'2,as}|^2 \langle N_{THz} \rangle. \quad (8)$$

Из (7) следует, что квантовые флуктуации более не принимают участия в спонтанном рассеянии и, соответственно, не дают вклада в сигнал преобразования (8). Тем не менее, и в отсутствие вклада квантовых флуктуаций тепловые флуктуации могут быть использованы в качестве репера (эталона) спектральной яркости, обеспечивая достаточно высокий сигнал антистоксова рассеяния:

$$\langle N_{THz} \rangle = \left[\frac{P_{SPUC+SFG}}{P_{SPUC}} - 1 \right] \times \kappa_{as} \times \langle N_T \rangle, \quad (9)$$

где $\kappa_{as} \equiv (|U_{1'1,as}|^2 - 1)/|U_{2'1,as}|^2$. Здесь $P_{SPUC+SFG}$ – мощность антистоксова сигнала, регистрируемая при включении измеряемого излучения за счет спонтанного антистоксова рассеяния (*SPUC*) и процесса генерации суммарной частоты (*SFG*) накачки и терагерцовых волн.

Одновременное выполнение условий коллинеарного фазового синхронизма для стоксовой и антистоксовой компонент возможно в периодически и аперидически поляризованных кристаллах со специально построенным распределением квадратичной восприимчивости. Можно показать, что факторы κ_{as} и κ_s зависят только от коэффициентов поглощения α_2 и отражения R_2 нелинейной среды длиной L на холостой частоте и не зависят от выбора стоксова или антистоксова диапазона частот при регистрации оптического сигнала:

$$\kappa_{as} = \kappa_s = \frac{2}{1 - R_2} \frac{e^{-\alpha_2 L/2} - 1 + \alpha_2 L/2}{(1 - e^{-\alpha_2 L/2})^2} \equiv \kappa. \quad (10)$$

Благодаря этому, появляется возможность одновременно определить как яркость тепловых флуктуаций, так и яркость терагерцового источника. Измерив относительное приращение антистоксова, $\Delta P_{as} \equiv P_{SPUC+SFG}/P_{SPUC} - 1$, и стоксова, $\Delta P_s \equiv P_{SPDC+DFG}/P_{SPDC} - 1$, сигналов одновременно, то есть при включении одного и того же терагерцового излучения на входе кристалла, остается рассчитать его абсолютную яркость с помощью соотношения

$$\langle N_{THz} \rangle = \frac{\kappa}{(\Delta P_s)^{-1} - (\Delta P_{as})^{-1}}, \quad (11)$$

и яркость тепловых флуктуаций с помощью

$$\langle N_2 \rangle_T = \left(\frac{\Delta P_{as}}{\Delta P_s} - 1 \right)^{-1}. \quad (12)$$

Данная процедура позволяет избежать неточности калибровки, связанной с температурой кристалла, но проблема учета потерь измеряемого излучения в кристалле остается. В случае, когда поглощением терагерцового излучения пренебречь нельзя, коэффициент поглощения должен быть заранее измерен. В качестве примера на рис.2 приведена зависимость κ от частоты в терагерцовом диапазоне до 2 ТГц, рассчитанная для кристалла ниобата лития, легированного Mg, длиной 1 мм, при его использовании в коллинеарной схеме частотного преобразования в геометрии *eee*. В расчетах использовались данные [18] по дисперсии кристалла в терагерцовом диапазоне. Видно, что из-за высокого уровня потерь при распространении терагерцового излучения в этом кристалле, учет поправочного фактора κ при измерении яркости совершенно необходим.

Таким образом, предлагаемый в работе метод открывает возможность абсолютного измерения яркости терагерцового излучения. Сравнение стоксовых

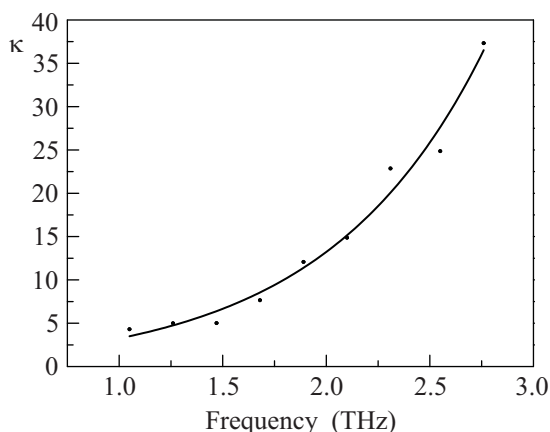


Рис.2. Спектральная зависимость поправочного фактора κ , учитывающего потери терагерцового излучения при измерении его яркости с помощью кристалла Mg:LiNbO₃ длиной 1 мм в геометрии *eee*

и антистоксовых спонтанных и вынужденных сигналов позволяет как исключить влияние тепловых флуктуаций, так и абсолютным образом установить их локальную температуру в области нелинейно-оптического взаимодействия.

Работа выполнена в рамках Госконтракта № 02.740.11.0223 с Федеральным агентством по науке и инновациям РФ, а также при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 10-02-00427_а, # 08-02-00555_а и # 09-02-92003-ННС_а.

1. W. L. Chan, J. Deibel, and D. M. Mittleman, Rep. Prog. Phys. **70**, 1325 (2007).

2. J. Federici and L. Moeller, J. Appl. Phys. **107**, 111101 (2010).

3. A. Nahata, A. S. Weling, and T. F. Heinz, Appl. Phys. Lett. **69**, 2321 (1996).

4. G. Gallot and D. J. Grischkovsky, Opt. Soc. Am. B **16**, 1204 (1999).

5. K. Reimann, R. P. Smith, A. M. Weiner et al., Opt. Lett. **28**, 471 (2003).

6. G. Kh. Kitaeva, S. P. Kovalev, I. I. Naumova et al., Appl. Phys. Lett. **96**, 071106 (2010).

7. H. Cao and A. Nahata, Appl. Phys. Lett. **88**, 011101 (2006).

8. R. Guo, S. Ohno, H. Minamide et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 021106 (2008).

9. Г. Х. Китаева, А. Н. Пенин, А. Н. Тучак, Оптика и Спектроскопия **107**, 553 (2009).

10. Д. Н. Клышко, Квантовая электроника **4**, 1056 (1977).

11. Г. Х. Китаева, А. Н. Пенин, В. В. Фадеев, Ю. А. Янайт, Доклады АН СССР, сер. физ. **24**, 564 (1979).

12. О. А. Аброскина, Г. Х. Китаева, А. Н. Пенин, Измерительная техника №3, 14 (1986).

13. A. Migdall, R. Datla, A. V. Sergienko et al., Appl. Optics **37**, 3455 (1998).

14. Д. Н. Клышко, *Фотоны и нелинейная оптика*, М.: Наука, 1980.

15. Г. Х. Китаева, Д. Н. Клышко, И. В. Таубин, Квантовая электроника **9**, 560 (1982).

16. Г. Х. Китаева, А. Н. Пенин, ЖЭТФ **125**, 307 (2004).

17. Д. Н. Клышко, А. Н. Пенин, УФН **152**, 653 (1987).

18. L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl et al., J. Appl. Phys. **97**, 123505 (2005).