Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 5, с. 297 – 302

Генерация оптико-терагерцовых бифотонов и особенности детектирования терагерцовой части излучения при частотно-невырожденном параметрическом рассеянии света

В. Д. Султанов, К. А. Кузнецов, А. А. Леонтьев[1)], *Г. Х. Китаева*

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

Поступила в редакцию 13 июля 2020 г.
После переработки 7 августа 2020 г.
Принята к публикации 8 августа 2020 г.

Исследованы условия генерации и детектирования квантово-коррелированных пар фотонов оптических и терагерцовых частот в процессе параметрического рассеяния света, сильно невырожденного по частоте. Предложен подход, основанный на увеличении частоты оптической накачки, который позволяет с помощью одного терагерцового детектора с ограниченным динамическим диапазоном регистрировать мощность слабых потоков холостых фотонов терагерцовой частоты в широком диапазоне изменения коэффициента параметрического усиления, вплоть до достижения режима спонтанного рассеяния. При удвоении частоты импульсной лазерной накачки экспериментально продемонстрировано уменьшение в 5 раз минимального значения параметрического коэффициента усиления, при котором еще возможна регистрация терагерцовых фотонов охлаждаемым болометром на горячих электронах.

DOI: 10.31857/S1234567820170024

В последнее время все больше внимания уделяется исследованиям в терагерцовой области частот [1–3]. Одним из самых актуальных и мало изученных направлений является генерация квантово-коррелированных оптико-терагерцовых бифотонов. Квантово-коррелированные пары фотонов, генерируемые при спонтанном параметрическом рассеянии (ПР) лазерной накачки в нелинейных кристаллах, в настоящее время активно используются в схемах квантовой информации [4], фотометрии [5] и сенсорики [6–8]. Подавляющее большинство приложений используют бифотоны оптических частот, однако в последнее время растет интерес и к генерации квантово-коррелированных состояний в других диапазонах, от рентгеновского [9] до терагерцового [10]. В оптико-терагерцовой бифотонной паре оптический фотон, имеющий большую частоту, принято называть сигнальным, а терагерцовый фотон с существенно меньшей частотой – холостым. Развиваются спектроскопические приложения ПР в сильно невырожденном по частоте режиме – для определения дисперсионных характеристик в терагерцовом диапазоне как нелинейных кристаллов [11, 12], так и линейных сред [13]. Исследуются возможности применения оптической спектроскопии сигнального излучения ПР для квантовой калибровки спектральной яркости источников терагерцового излучения [14–16], проведены первые измерения параметров "скрытых" объектов, расположенных вне области оптической накачки [17]. При этом все приложения оптико-терагерцовых бифотонов, которые удалось реализовать к настоящему моменту, ограничены схемами, в которых достаточно регистрации только сигнальных фотонов в оптическом канале. В недавно опубликованной работе [18] впервые были проведены прямые измерения интенсивности холостого терагерцового излучения при рекордно низких значениях коэффициента параметрического усиления. Однако ограничения, связанные с предельно достижимыми параметрами современных терагерцовых детекторов, не позволили полностью реализовать условия спонтанного процесса. В настоящей работе мы предлагаем подход, позволяющий перейти к спонтанному режиму ПР без модифицирования детектора в терагерцовой части установки.

Во многих приложениях параметрического рассеяния важна высокая степень коррелированности сигнальных и холостых фотонов. Одной из определяющих характеристик при этом является величина нормированной корреляционной функции интенсивности второго порядка. Поскольку в настоящее время отсутствуют терагерцовые детекторы, способные работать в режиме счета отдельных фотонов, эта функция экспериментально должна определяться по показаниям обычных приемников аналогового (токового) типа:

[1)]e-mail: aa.leontjev@physics.msu.ru

$$g^{(2)} = \frac{\langle i_s i_i \rangle}{\langle i_s \rangle \langle i_i \rangle}, \tag{1}$$

где $\langle i_s \rangle, \langle i_i \rangle$ – средние значения токов, возникающих в детекторах сигнального и холостого излучения. При этом корреляция токов $\langle i_s i_i \rangle$ экспериментально определяется в рамках процедуры числовой обработки “почти мгновенных” (измеренных за малое время τ) значений токов i_s и i_i, поступающих на вычислительное устройство в течение длительного времени набора статистических данных детекторов сигнального и холостого каналов. В работе [19] был проведено подробное теоретическое описание квантово-механических основ данной процедуры и получено общее выражение, связывающее величину $g^{(2)}$ с параметрами нелинейного кристалла, гауссовского пучка накачки и узкополосных детекторов, настроенных на регистрацию излучения на сопряженных оптических и терагерцовых частотах в пределах соответствующих телесных углов $\Delta\Omega_s$ и $\Delta\Omega_i$ в спонтанном режиме ПР. С достаточно высокой точностью его можно представить в виде

$$g^{(2)} = 1 + \frac{1}{\beta^2 M_L} \frac{\int\limits_{\Delta\Omega_s} d\Omega_s \int\limits_{\Delta\Omega_i} d\Omega_i |f_{is}|^2}{\left(m_{\perp i} \int\limits_{\Delta\Omega_s} d\Omega_s \int d\Omega_{i'} \kappa_{i's} |f_{i's}|^2 \right) \left(\frac{\Delta\Omega_i}{\beta^2} \frac{\langle N_T \rangle}{1 + \langle N_T \rangle} + m_{\perp s} \int\limits_{\Delta\Omega_i} d\Omega_i \int d\Omega_{s'} |f_{is'}|^2 \right)}. \tag{2}$$

В приведенном выражении $\langle N_T \rangle = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_i / k_B T) - 1}$ – планковский фактор, равный среднему числу фотонов в одной моде теплового флуктуационного поля на заданной холостой частоте ω_i. Тепловой вклад может существенно уменьшать величину корреляционной функции при температурах кристалла и его окружения T от 10 K и выше [19]. Под интегралами в (2) стоят функции f_{is}, описывающие угловое распределение холостых фотонов с учетом возможного поглощения на терагерцовой частоте. Угловое распределение сигнальных фотонов при этом считается с учетом фактора потерь $\kappa_{is} \geq 1$ [20]. При отсутствии поглощения $\kappa_{is} = 1$, оба распределения одинаковы, а сама функция f_{is} с точностью до коэффициента совпадает с амплитудой бифотона [21]. Коэффициенты $m_{\perp a} \equiv \frac{\pi w_p^2}{(2\pi)^2} k_a^2$ (w_p – радиус поперечного сечения пучка накачки, k_a – волновой вектор холостого или сигнального излучения, $a = i, s$) учитывают угловые плотности плоских поперечных мод на частотах ω_a. Штрихи над индексами означают, что интегрирование производится по всем отмеченным углам в сигнальном и холостом каналах, независимо от углов детектирования соответствующих приемников. M_L – число продольных мод, детектируемых в сигнальном и холостом каналах, определяется соотношением спектральных полос, быстродействием детекторов и схемы перемножения их токов. $\beta \equiv \frac{2\pi\sqrt{\omega_s \omega_i}}{c\sqrt{n_s \cos\theta_{s0} n_i \cos\theta_{i0}}} A_0 \chi L$ – коэффициент параметрического усиления, зависящий от амплитуды поля накачки A_0, действующей компоненты тензора квадратичной восприимчивости χ и длины нелинейного кристалла L, показателей преломления кристалла для сигнального и холостого излучения n_s, n_i, а также углов θ_{a0}, под которыми эти волны распространяются при точном фазовом синхронизме.

В спонтанном режиме ПР должно выполняться условие $\beta \ll 1$. Как видно из выражения (2), для достижения высокой степени корреляции необходимы предельно низкие значения коэффициента параметрического усиления. С целью снижения величины β при ПР в оптическом диапазоне используют схемы с непрерывной накачкой низкой интенсивности. Однако при снижении коэффициента параметрического усиления одновременно падают мощности сигнальных и холостых волн, которые должны регистрироваться детекторами. Использование аналогичных по мощности источников накачки для детектирования оптико-терагерцовых бифотонов в настоящее время невозможно из-за ограничений, связанных с предельной чувствительностью и уровнем шумов современных терагерцовых приемников. В работе [18] для накачки применялся импульсный лазер, путем снижения его пиковой мощности удалось зарегистрировать терагерцовые сигналы, соответствующие $\beta \sim 1$. Дальнейшее снижение мощности накачки приводило к падению показаний детектора ниже уровня шумов.

Тем не менее, уменьшить предельную величину коэффициента β можно и другим способом. Из теории известно [20], что спектральная плотность мощности холостого излучения явным образом зависит от частот сигнальных и холостых фотонов как $P_i \propto \propto (\omega_s)^3(\omega_i)^4$. В сильно невырожденном по частоте случае $\omega_i \ll \omega_s$, частота сигнальных волн очень близка к частоте накачки и $P_i \propto (\omega_p)^3(\omega_i)^4$. Как правило, дополнительный вклад в эту зависимость, связанный с дисперсией оптических параметров кристалла, носит гораздо более слабый характер. Следовательно, при увеличении частоты оптической накачки ω_p мощность холостого излучения на той же терагерцовой частоте должна расти пропорционально третьей степени ω_p. Величина коэффициента β при этом также будет увеличиваться, но гораздо медленнее: $\beta \propto \sqrt{\omega_p}$. Таким образом, путем увеличения частоты оптической накачки можно добиться условий, при которых предельно обнаружимый уровень сигнала одного и того же терагерцового детектора будет соответствовать более низким значениям β, удовлетворяющим условию спонтанного режима. В данной работе этот новый подход был апробирован при переходе на частоту второй гармоники излучения одного и того же лазера накачки.

На рисунке 1 приведена схема экспериментальной установки для измерения мощности холостого излучения ПР на терагерцовых частотах в диапазоне 0.1–3 ТГц. В двух сериях экспериментов был задействован один и тот же твердотельный $Nd^{3+}:YLF$-лазер с диодной накачкой и длиной волны генерации 1046.7 нм, работающий в одномодовом режиме (TEM_{00}), с длительностью импульсов 10 нс и частотой их следования 7 кГц. Основная разница между двумя модификациями установки состояла в том, что в первом случае излучение непосредственно направлялось на нелинейный кристалл и служило накачкой ПР, а во втором случае дополнительно устанавливался нелинейный кристалл-удвоитель частоты, и накачкой служила вторая гармоника излучения лазера на длине волны 523.35 нм. Преобразование частоты осуществлялось в специально ориентированном кристалле-удвоителе $Mg:LiNbO_3$. В обоих случаях радиус поперечного сечения накачки на кристалле-источнике ПР составлял 50 мкм. Сам кристалл был помещен в охлаждаемый гелиевый криостат вместе с болометром на горячих электронах (HEB) производства SCONTEL [22, 23], регистрировавшим холостое излучение ПР. Характерное время отклика болометра составляло 50 пс, эквивалентная мощность шума NEP $\approx 2.5\cdot 10^{-13}$ Вт $\cdot$ Гц$^{-1/2}$. И кристалл, и чувствительный элемент болометра поддерживались при одинаковой температуре 4.8 К. Входное и выходное окна криостата, предназначенные для ввода и вывода накачки, были снабжены фильтрами ITO [24] для предотвращения проникновения теплового излучения извне. ИК-фильтр (Zitex®G-106) защищал болометр от рассеянного в кристалле оптического излучения накачки. Параметрическое рассеяние возбуждалось в eee-геометрии в кристаллах $Mg:LiNbO_3$ длиной $L = 2.5$ см в первой конфигурации и $L = = 1$ см – во второй. В соответствии с условиями пространственного синхронизма, наиболее эффективно терагерцовое излучение генерируется в кристалле в черенковской геометрии рассеяния [25, 26] под углами к направлению накачки $\theta_{i0} \sim 60^\circ$ и выше. Вывод холостого излучения из кристалла осуществлялся через боковую грань кристалла, расположенную в непосредственной близости от луча накачки, и сопрягающий элемент – призму из материала высокоомного кремния с углом 45° в основании. Этот способ выведения позволяет снизить потери, связанные с поглощением терагерцовых волн в кристалле. Далее терагерцовое излучение после прохождения фильтра Zitex®G-106 фокусировалось кремниевой линзой на логарифмическую спиральную антенну, напыленную на сверхпроводящую пленку NbN толщиной 5 нм. Электрические импульсы с антенны после преобразования в широкополосном криогенном усилителе поступали на 50Ω вход осциллографа Tektronix, синхронизованного с импульсами с pin-диода (PD) в канале накачки. Регистрировалась амплитуда импульсов в режиме сбора с усреднением, число усреднений на осциллографе выбиралось максимальным и равным 128.

Одним из основных признаков перехода к спонтанному режиму ПР является установление линейной зависимости мощности холостого излучения от мощности накачки. Чтобы экспериментально исследовать характер данной зависимости мы варьировали ток лазерного диода в схеме накачки лазера в диапазоне от 5.5 до 8 А. При этом мощность излучения основной гармоники изменялась в диапазоне от 130 до 460 мВт, а мощность второй гармоники – от 6 до 73 мВт. Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 2a и b. Видно, что в первом случае исследуемая зависимость носит ярко выраженный нелинейный характер. Она хорошо аппроксимируется известным соотношением [27]

$$P_i \propto \sinh^2(\beta), \tag{3}$$

справедливым в случае пренебрежимо малых вкладов от тепловых флуктуаций поля и малого поглощения. Эти условия выполнялись при низкой темпера-

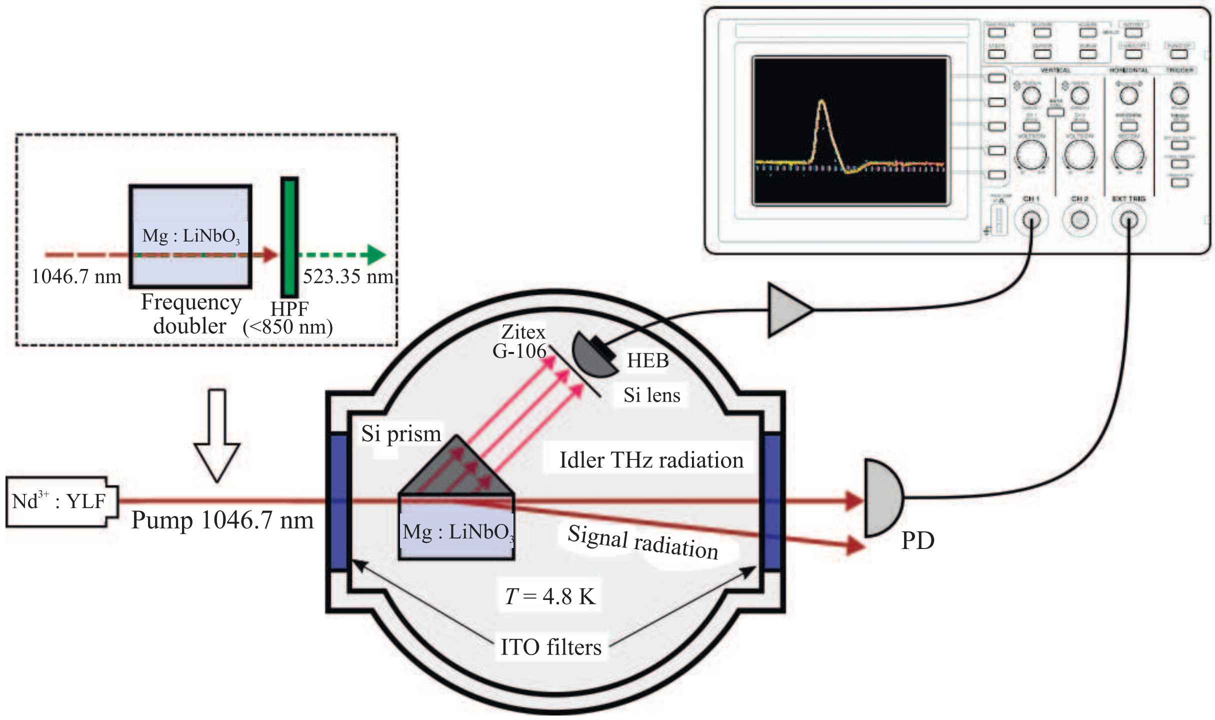

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки для генерации оптико-терагерцовых бифотонов и регистрации мощности холостого излучения терагерцовой частоты при ПР в двух режимах, на длинах волн накачки $\lambda_p = 1046.7$ нм и $\lambda_p = 523.35$ нм. Используемые во втором случае кристалл – удвоитель частоты лазера и фильтр, отрезающий излучение первой гармоники, показаны на пунктирной вставке

туре кристалла, поддерживаемой в нашем эксперименте. Из аппроксимации экспериментальных данных на рис. 2a с помощью соотношения (3) можно определить численную связь безразмерной величины β с мощностью накачки P_{pump}, измеренной в милливаттах:

$$\beta = 0.14\sqrt{P_{\mathrm{pump}}[\mathrm{mW}]}. \tag{4}$$

Это означает, что диапазон варьирования мощности накачки в первом варианте установки соответствовал значениям коэффициента параметрического усиления $1.6 < \beta < 3.0$.

Во втором же случае, при переходе на удвоенную частоту накачки, наблюдалась почти линейная зависимость сигнала болометра от мощности накачки, что позволяет сделать вывод о начале перехода в режим спонтанного ПР. Однако при этом невозможно уверенно определить значения коэффициентов усиления непосредственно через аппроксимацию полученной слабо нелинейной зависимости. Поскольку сигнал HEB не был откалиброван в абсолютных единицах мощности, этого нельзя было сделать и напрямую. Однако учитывая, что только два из параметров, определяющих величину связи β с мощностью накачки, были изменены в экспериментальной установке – частота накачки и длина нелинейной среды, и используя выражение для коэффициента усиления (4), определенное экспериментально для первой установки, можно ожидать, что в этом случае

$$\beta = 0.1\sqrt{P_{\mathrm{pump}}[\mathrm{mW}]}. \tag{5}$$

Это означает, что коэффициент усиления во втором варианте установки варьировался в интервале существенно более низких значений $0.3 < \beta < 1$. Действительно, кривая, проведенная на рис. 2b, исходя из соотношений (3) и (5), хорошо аппроксимирует полученную экспериментально зависимость, близкую к линейной в диапазоне малых мощностей накачки. Таким образом, увеличение частоты накачки вдвое позволило провести измерения с кристаллом меньшей длины в режиме накачек меньшей мощности. Все это дало возможность в итоге существенно – в 5 раз – снизить минимальное значение коэффициента параметрического усиления β, при котором в установке возможна регистрация оптико-терагерцовых бифотонов.

Суммируя, в работе предложен подход, позволяющий с помощью одного и того же детектора с ограниченным динамическим диапазоном реги-

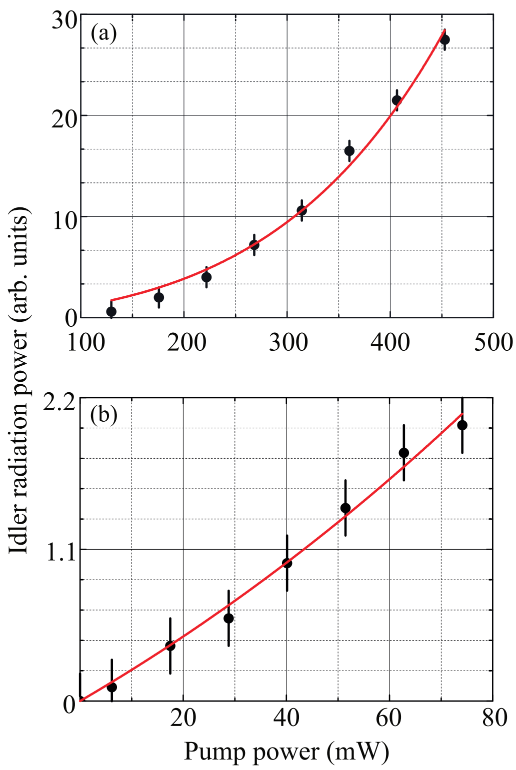

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости мощности холостого излучения от мощности оптической накачки. Точки – экспериментальные значения, измеренные при параметрах: (a) – $\lambda_p = 1046.7$ нм, $L = 25$ мм; (b) – $\lambda_p = 523.35$ нм, $L = 10$ мм. Линии – результат аппроксимации с помощью соотношения (3) и соотношений (4) (для рис. (a)) или (5) (для рис. (b))

стрировать терагерцовое излучение параметрического рассеяния света в различных интервалах изменения коэффициента параметрического усиления. Этот подход основан на изменении длины волны оптической накачки и может применяться для достижения режима спонтанного ПР с целью приготовления оптико-терагерцовых бифотонов с высокой степенью корреляции. За счет удвоения частоты лазерного источника импульсной накачки экспериментально продемонстрировано более чем пятикратное уменьшение минимального значения коэффициента усиления, при котором терагерцовое холостое излучение ПР может регистрироваться на фоне шумов детектора. Проведено детектирование терагерцового излучения, генерируемого при ПР в условиях рекордно низкого значения коэффициента параметрического усиления $\beta \sim 0.3$.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда # 17-12-01134.

1. A. N. Tuchak, G. N. Gol'tsman, G. Kh. Kitaeva, A. N. Penin, S. V. Seliverstov, M. I. Finkel, A. V. Shepelev, and P. V. Yakunin, JETP Lett. **96**, 94 (2012).
2. Ya. G. Ponomarev, H. H. Van, S. A. Kuzmichev, S. V. Kulbachinskii, M. G. Mikheev, M. V. Sudakova, and S. N. Tchesnokov, JETP Lett. **96**, 830 (2012).
3. A. A. Ushakov, M. Matoba, N. Nemoto, N. Kanda, K. Konishi, P. A. Chizhov, N. A. Panov, D. E. Shipilo, V. V. Bukin, M. Kuwata-Gonokami, J. Yumoto, O. G. Kosareva, S. V. Garnov, and A. B. Savel'ev, JETP Lett. **106**, 675 (2017).
4. M. Takeoka, R.-B. Jin, and M. Sasaki, New J. Phys. **17**, 043030 (2015).
5. Ch. F. Wildfeuer, A. J. Pearlman, J. Chen, J. Chen, J. Fan, A. Migdall, and J. P. Dowling, Phys. Rev. A **80**, 043822 (2009).
6. G. B. Lemos, V. Borish, G. D. Cole, S. Ramelow, R. Lapkieviwicz, and A. Zeilinger, Nature 512, 409 (2014)
7. D. A. Kalashnikov, A. V. Paterova, S. P. Kulik, and L. A. Krivitsky, Nature Photon. **10**, 98 (2016).
8. A. Paterova and L. A. Krivitsky, Light Sci. Appl. **9**, 82 (2020).
9. A. Schori, D. Borodin, K. Tamasaku, and S. Shwartz, Phys. Rev. A **97**, 063804 (2018).
10. M. Kutas, B. Haase, P. Bickert, F. Riexinger, D. Molter, and G. von Freymann, Sci. Adv. **6**, 8065 (2020).
11. K. A. Kuznetsov, S. P. Kovalev, G. K. Kitaeva, T. D. Wang, Y. Y. Lin, Y. C. Huang, I. I. Naumova, and A. N. Penin, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **101**, 811 (2010).
12. K. A. Kuznetsov, G. Kh. Kitaeva, S. P. Kovalev, S. A. Germansky, A. M. Buryakov, A. N. Tuchak, and A. N. Penin, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **122**, 223 (2016).
13. K. A. Kuznetsov, E. I. Malkova, R. V. Zakharov, O. V. Tikhonova, and G. Kh. Kitaeva, Phys. Rev. A **101**, 053843 (2020).
14. G. Kh. Kitaeva, S. P. Kovalev, A. N. Penin, A. N. Tuchak, and P. V. Yakunin, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **32**, 1144 (2011).
15. G. Kh. Kitaeva, P. V. Yakunin, V. V. Kornienko, and A. N. Penin, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **116**, 929 (2014).
16. V. V. Kornienko, G. Kh. Kitaeva, F. Sedlmeir, G. Leuchs, and H. G. L. Schwefel, APL Photonics **3**, 051704 (2018).
17. B. Haase, M. Kutas, F. Riexinger, P. Bickert, A. Keil, D. Molter, M. Bortz, and G. von Freymannet, Opt. Express **27**, 7458 (2019).
18. G. Kh. Kitaeva, V. V. Kornienko, K. A. Kuznetsov, I. V. Pentin, K. V. Smirnov, and Yu. B. Vakhtomin, Opt. Lett. **44**, 1198 (2019).
19. G. Kh. Kitaeva, A. A. Leontyev, and P. A. Prudkovskii, Phys. Rev. A **101**, 053810 (2020).
20. G. K. Kitaeva, V. V. Kornienko, A. A. Leontyev, and A. V. Shepelev, Phys. Rev. A **98**, 063844 (2018).

21. G. Kh. Kitaeva and V. V. Kornienko, Int. J. Quantum. Inf. **15**, 1740024 (2017).
22. S. Seliverstov, S. Maslennikov, S. Ryabchun, M. Finkel, T. Klapwijk, N. Kaurova, Y. Vakhtomin, K. Smirnov, B. Voronov, and G. Goltsman, IEEE Trans. Appl. Supercond. **25**, 2300304 (2015).
23. A. Shurakov, Y. Lobanov, and G. Goltsman, Supercond. Sci. Technol. **29**, 023001 (2015).
24. T. Wang, M. Zalkovskij, K. Iwaszczuk, A. V. Lavrinenko, G. V. Naik, J. Kim, A. Boltasseva, and P. U. Jepsenet, Opt. Mater. Express **5**, 566 (2015).
25. G. A. Askaryan, Sov. Phys. JETP **15**, 943 (1962).
26. D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinmann, Phys. Rev. Lett. **53**, 1555 (1984).
27. D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics*, Gordon and Breach, N.Y. (1988).