

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 537.9

РЕЗОНАНСНАЯ ФОТОН-ГРАВИТОННАЯ КОНВЕРСИЯ В МИКРОПОЛОСТЯХ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

© 2020 г. И. С. Алимкина^{a, b}, **В. С. Горелик**^{a, c}, С. В. Пичкуренко^{a, c}, В. В. Филатов^{a, c} *

^aФизический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Ленинский проспект 53, Москва, ГСП-1, 119991 Россия

^bМосковский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская 1с1, Москва, 119991 Россия

^cМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская 5с1, Москва, 105005 Россия

*E-mail: filatov-vladimir@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г.

После доработки 15.12.2020 г.

Принята к публикации 21.12.2020 г.

Установлено, что при бозе-эйнштейновской конденсации света в резонансных оптических микрополостях (порах) фотонного кристалла в последних формируются благоприятные условия для неупругого фотон-фотонного взаимодействия, приводящего к формированию гравитоноподобных бифотонных состояний, соответствующих стоячей гравитационной волне оптического диапазона. На основе оценочных расчетов продемонстрирована потенциальная наблюдаемость гравитоноподобных бифотонов (парафотонов) как прямым методом регистрации гравитационных волн, так и косвенным образом по оптическим спектрам фотонного кристалла: в спектре вторичного излучения композита предсказывается появление дополнительного пика в области унитарного поляритона, в спектре комбинационного рассеяния света предсказывается возникновение «бифотонного» пика, соответствующего формированию в микрополостях кристалла новых гравитационных центров рассеяния.

Ключевые слова: фотонный кристалл, резонанс, связанные состояния, бозе-эйнштейновская конденсация, парафотон, закон дисперсии, гравитационная волна, фотон-гравитонная конверсия

DOI: 10.1134/S2079562920060032

ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы – новые композиционные материалы с периодической сверхструктурой, энергетический спектр которых представлен разрешенными и запрещенными фотонными зонами оптического диапазона [1]. На основе численных расчетов [2] нами было установлено, что возбуждение фотонного кристалла монохроматическим электромагнитным излучением с длиной волны, соответствующей краю запрещенной фотонной зоны композита, приводит к бозе-эйнштейновской конденсации света, сопровождающейся резонансным увеличением плотности фотонных состояний в микрополостях. В соответствии с теорией относительности подобные условия благоприятствуют формированию гравитационного поля за счет конверсии электромагнитной энергии в гравитационную [3]. В связи с этим представляется крайне актуальным изучение вопроса о возможностях наблюдения фотон-гравитонной конверсии. В силу изложенного целью данной работы является анализ возможно-

сти лабораторного наблюдения фотон-гравитонной конверсии с использованием резонансных оптических микрополостей фотонного кристалла в качестве настроенных оптических резонаторов.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Ввиду ограниченности объема публикации остановимся на наиболее важных моментах. В работе [4] было получено уравнение на возмущение $h_{\alpha\beta}$ гравитационного поля вакуума за счет присутствия в нем электромагнитной энергии $\sigma_{\alpha\beta}$ (σ – максвелловский тензор напряжений, $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{кг с}^2$ – гравитационная постоянная, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – скорость света в пустом пространстве):

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{\alpha\beta} = -\frac{16\pi G}{c^4} \sigma_{\alpha\beta}. \quad (1)$$

Заметим, что уравнение (1) описывает также поведение вакуума и в естественных пустотах (порах) фотонного кристалла, заполненных электромагнитным полем бозе-конденсата.

Рассмотрим простейший случай, когда электромагнитное поле в кристалле формируется посредством нормального (по нормали к поверхности образца) возбуждения фотонного кристалла монохроматическим (лазерным) излучением. Выберем систему координат таким образом, чтобы ось x была направлена вдоль лазерного луча (вдоль волнового вектора \mathbf{k} электромагнитной волны), ось y — вдоль колебаний электрического вектора \mathbf{E} , а z — магнитного \mathbf{B} . В этом случае $\sigma_{\alpha\beta}$ имеет только одну отличную от нуля компоненту

$$\sigma_{11} = -\epsilon_0 E_0^2 e^{2i(kx - \omega t)}. \quad (2)$$

При этом уравнение (1) приобретает исключительно простой вид:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{11} = \left(\frac{16\pi G}{c^4} \epsilon_0 \right) E_0^2 e^{2i(kx - \omega t)}. \quad (3)$$

Заметим, что в микрополости фотонного кристалла электромагнитное поле $E = E_0 \exp[i(kx - \omega t)]$ может достигать резонансных значений. Так, при совпадении частоты возбуждающего электромагнитного излучения с собственной частотой микрополости, в последней формируется стоячая электромагнитная волна, полностью поглощающая электромагнитную энергию, поступающую в микрополость извне. Численные расчеты показывают [2], что при непрерывном возбуждении фотонного кристалла монохроматическим оптическим источником соответствующей частоты за каждый период $T \sim 10^{-15}$ с возбуждающей электромагнитной волны поле в приповерхностной поре непрерывно возрастает. Таким образом, несколько секунд непрерывного возбуждения позволяют увеличить энергию микрополости в 10^{15} раз по сравнению с энергией возбуждающего источника (при условии подавления теплового излучения непрерывным охлаждением). Заметим далее, что типичный диаметр пор фотонного кристалла составляет величину $\sim 10^{-7}$ м, в силу чего лазерный пучок сечением ~ 1 см² покрывает $\sim 10^{10}$ пор, каждая из которых выступает в качестве когерентного источника гравитационной волны (3). Таким образом, сфокусированная посредством кривизны поверхности образца результирующая гравитационная волна может иметь амплитуду на 10 порядков превосходящую амплитуду сигнала от одной поры. Следовательно, использование в эксперименте интенсивного лазерного источника ($E_0 \sim 10^4$ В/м) позволяет увеличить чрезвычайно малую правую часть (3) до величины $\sim 10^{-54} \cdot 10^{15} \cdot 10^{10} \cdot (10^4)^2 \sim 10^{-21}$ (в безразмерных единицах удельной деформации пространственно-временной метрики), что соответствует доступному на сегодняшний день порогу чувствительности экспериментальной аппаратуры [5]. В таком режиме возбуждения фотонный кристалл необходимо активно охлаждать для поддержания резонансной

добротности микрополостей композита, подавляя паразитное тепловое излучение и поддерживая бозе-конденсат.

Заметим, что в данном режиме генерации поле в экспозируемых микрополостях может достичь швингеровских значений ($10^4 \cdot 10^{15} \sim 10^{19}$ В/м), что приводит к возникновению существенной нелинейности вакуума и интенсивному формированию в нем связанных фотонных состояний, интерпретируемых нами как кванты гравитационного поля (об этом далее). При этом конфигурация электромагнитного поля такова, что поле микрополости представляет собой стоячую электромагнитную волну, в которой узлы (нули) приходятся на стенки полости (в силу чего в режиме резонансной добротности материал стенок защищен от деградации), а пучность располагается в центре поры (в этой точке нелинейность вакуума будет максимальна) [2].

Для обсуждения эффекта нелинейности обратимся к уравнению (3) с математической точки зрения, представляющему собой волновое уравнение гравитационного поля с квадратичным электромагнитным источником. Этот факт можно интерпретировать как порождение высокочастотной (частоты 2ω , см. (3)) гравитационной волны посредством неупругого фотон-фотонного взаимодействия. При этом квазичастицами гравитационного поля будут выступать связанные двухфотонные состояния (гравитоноподобные бифотоны, или парафотонны) [6], которые очевидным образом описываются уравнением Клейна–Гордона–Фока, имеющим для свободного пространства микрополости фотонного кристалла следующий вид (m_a — хамелеонная масса парафотона, ψ — парафотонное поле, $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34}$ Дж/с — постоянная Дирака):

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi = \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2} \psi. \quad (4)$$

Ввиду очевидности решения (3) в виде плоской монохроматической волны, решение уравнения Клейна–Гордона–Фока (4) также следует искать в виде монохроматической волны. Непосредственной подстановкой в (4) зависимости $\psi = \psi_0 \exp[i(kx - \omega t)]$ получаем

$$-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{m_a^2 c^2}{\hbar^2}, \quad (5)$$

или, вводя новое обозначение $\omega_a = m_a c^2 / \hbar$:

$$\omega^2 = \omega_a^2 + c^2 k^2. \quad (6)$$

Условие (6) является законом дисперсии парафотонных и описывает динамику парафотонного поля в микрополости.

Для получения представления о возможности наблюдения эффекта обратимся к макроскопиче-

ским величинам. С этой целью представим периодическую сверхструктуру фотонного кристалла набором абстрактных полярных осцилляторов (модель Куросавы [7]):

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2} \equiv \prod_j \frac{\omega_j^2 - \omega^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2}. \quad (7)$$

Здесь ε – диэлектрическая функция материала, f_j – сила j -го осциллятора, определяющая его взаимодействие с внешним полем, ω_{0j} – эффективная собственная частота осциллятора, ω_j – частота продольной моды ($\omega_j^2 = f_j + \omega_{0j}^2$), причем для простоты мы пренебрегаем эффектами затухания.

Заметим, что обычно фотоннокристаллические структуры синтезируются таким образом, чтобы в оптическом диапазоне находился основной (с наименьшей собственной частотой) осциллятор. Поэтому в видимой области “обертонными” осцилляторами можно пренебречь как не существенными. Таким образом, сохраняя лишь основной осциллятор и двухфотонное взаимодействие (6), имеем:

$$\varepsilon(\omega) = \left(\frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \left(\frac{\omega_{la}^2 + c^2 k^2 - \omega^2}{\omega_{0a}^2 + c^2 k^2 - \omega^2} \right). \quad (8)$$

При этом закон дисперсии оптического поля в фотонном кристалле может быть представлен в следующем виде:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} n = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega) \mu} = \frac{\omega}{c} \left[\left(\frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \left(\frac{\omega_{la}^2 + c^2 k^2(\omega) - \omega^2}{\omega_{0a}^2 + c^2 k^2(\omega) - \omega^2} \right) \mu \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Здесь k – волновое число (модуль волнового вектора), n – эффективный показатель преломления композита, μ – его магнитная проницаемость, которая для правой тройки векторов \mathbf{E} , \mathbf{B} и \mathbf{k} равна $\mu = +1$, а для левой тройки [8] есть $\mu = -1$.

В соответствии с формулами Френеля в эксперименте при этом будет наблюдаться следующий спектр вторичного излучения фотонного кристалла:

$$R(\omega) = \left| \frac{n(\omega) - 1}{n(\omega) + 1} \right|^2 = \left| \frac{k(\omega) - \omega/c}{k(\omega) + \omega/c} \right|^2. \quad (10)$$

ИССЛЕДУЕМЫЙ ОБРАЗЕЦ

Для оценки возможности лабораторного наблюдения эффекта проведем расчет для типичного примера одномерного фотонного кристалла – мезопористой пленки анодного оксида алюминия толщиной около 20 мкм, синтезированной по технологии анодирования из раствора электролита при непрерывном травлении [9]. Пленка состоит из ре-

гулярно чередующихся слоев Al_2O_3 толщиной 90 нм, причем все нечетные слои обладают 30%-ной пористостью, а четные – 50%. Отметим также, что согласно данным электронной микроскопии [10] поры пленки свободны от вещества (то есть, допущения теоретической части корректны).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде всего необходимо определить неизвестные феноменологические параметры модели (9), соответствующие исследуемому образцу. С этой целью мы варьировали величины ω_0 и ω_l до достижения наилучшего согласия теории (10) с данными спектрального анализа (рис. 1), проведенного по стандартной методике регистрации спектра отражения при возбуждении широкополосным источником с последующей корректировкой на спектр источника [10]. При этом наилучшую аппроксимацию дали следующие значения (см. рис. 1): $\omega_0 = 3.47 \cdot 10^{15}$ рад/с, $\omega_l = 6.77 \cdot 10^{15}$ рад/с.

Для оценки величин ω_{0a} и ω_{la} мы исходили из следующих соображений. Поскольку (3) является волновым гравитационным уравнением с квадратичным электромагнитным источником, в качестве оценки массы гравитационной квазичастицы (мы осторожно говорим о квазичастице, поскольку процесс формирования гравитона происходит в условиях поляритонного бозе-конденсата) можно (пренебрегая в первом приближении энергией связи фотонов, образующих бифотонное состояние) использовать следующую оценку массы парафотона, образующегося из двух фотонов на границе первой запрещенной фотонной зоны: $m_a = 2 \cdot m_\gamma = 2(\partial^2 W / \partial p^2)^{-1} = 2\hbar(\partial^2 \omega / \partial k^2)^{-1}$, что с учетом (9) дает $m_a \sim 0.1$ мэВ, или $\omega_a \sim 1$ см⁻¹. Сила соответствующего осциллятора f , вообще говоря, определяется константой связи гравитационного и электромагнитного полей, поэтому достаточно мала. Однако, как было показано выше, в микрополости фотонного кристалла складываются условия для резонансной фотон-гравитонной конверсии, поэтому мы оцениваем ω_{la} как имеющую тот же порядок величины, что и ω_{0a} , то есть, ~ 1 см⁻¹. Для оценочных расчетов в данной работе нами были использованы следующие значения: $\omega_{la} = 1.88 \cdot 10^{11}$ рад/с (1 см⁻¹), $\omega_{0a} = 3.77 \cdot 10^{11}$ рад/с (2 см⁻¹).

Результаты расчета закона дисперсии (9) при указанных параметрах представлены на рис. 2. Как видно из рис. 2б, обсуждаемый эффект проявляет себя в виде расщепления нисходящей оптической моды ($\mu = -1$) с образованием зазора $\Delta \sim 1$ см⁻¹ в области унитарного поляритона на краю видимой области спектра (350 нм). Отметим при этом, что несмотря на малые размеры этой зоны (<0.1 нм) она должна отчетливо проявиться

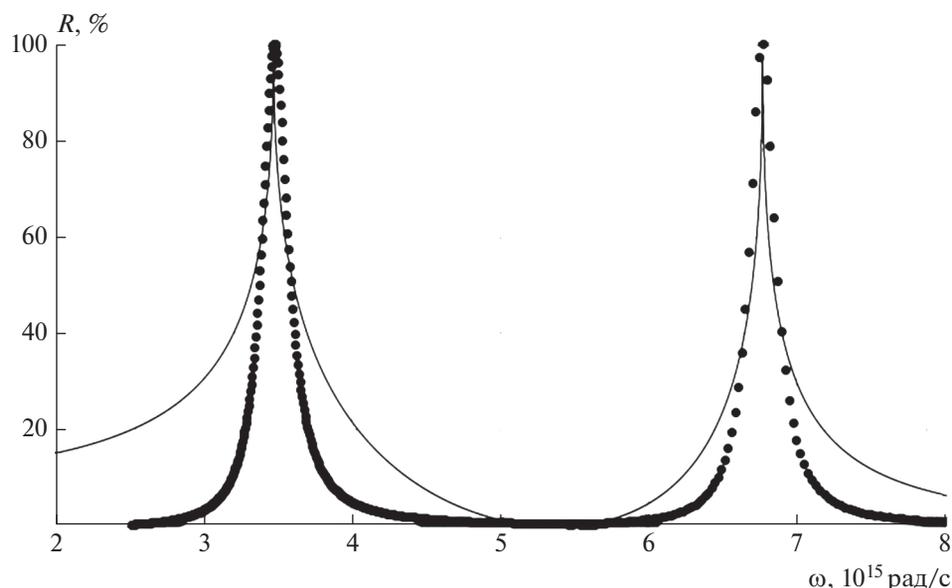


Рис. 1. Аппроксимация данных спектрального анализа фотоннокристаллической пленки (точки) теоретической кривой (10). Параметры теоретической модели: $\omega_0 = 3.47 \cdot 10^{15}$ рад/с, $\omega_1 = 6.77 \cdot 10^{15}$ рад/с.

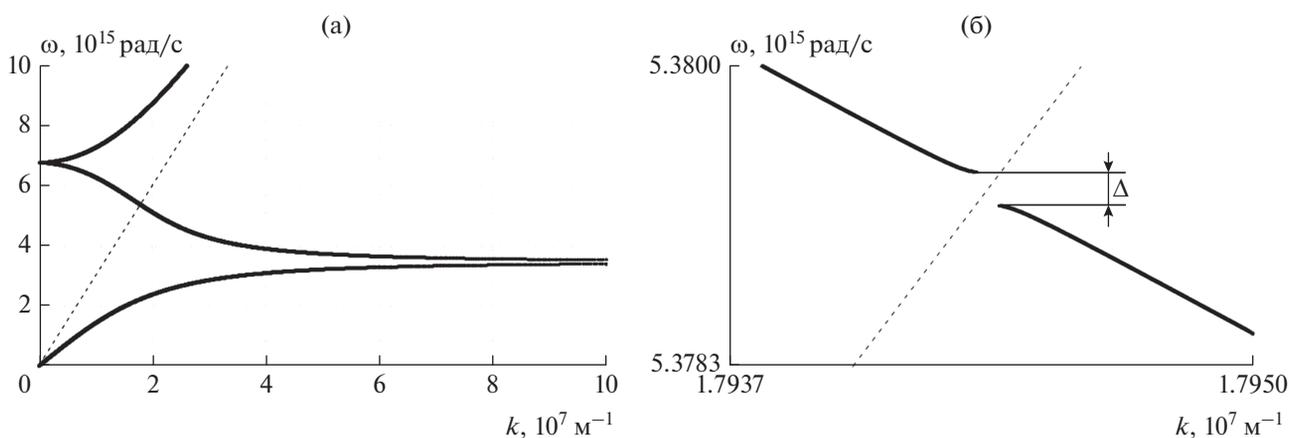


Рис. 2. Закон дисперсии электромагнитных волн в рассматриваемой пленке. Пунктир соответствует унитарным поляритонам, описываемым уравнением $\omega = ck$. На мелком масштабе (а) двухфотонные процессы себя не проявляют, при большом увеличении (б) видно расщепление оптической дисперсионной ветви в области аномальной дисперсии фотонного кристалла.

в спектре люминесценции кристалла ввиду аномального увеличения плотности фотонных состояний на ее краях (действительно, как видно из рис. 2б, на краях зоны групповая скорость поляритонов $d\omega/dk$ равна нулю). Ожидаемый в этом случае спектр вторичного излучения экспериментального образца при криогенных температурах (10) представлен на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при резонансном возбуждении фотонного кристалла в его микрополостях реализуются благоприятные условия для резонансной

фотон-гравитонной конверсии, которая должна проявить себя в виде дополнительного пика неупругого двухфотонного взаимодействия в оптических спектрах особенно при криогенных температурах. Для подтверждения гравитационной природы сформированных парафотонных предлагается использовать примаковский эксперимент с толстым поглотителем (схема “Light shining through wall”) с использованием двух идентичных фотонных кристаллов: в качестве фотон-гравитонного генератора, а также реконвертера, контролируя при этом появление бифотонных пиков в спектрах обоих образцов. Обратим внимание, что в свете указанных обстоятельств результаты

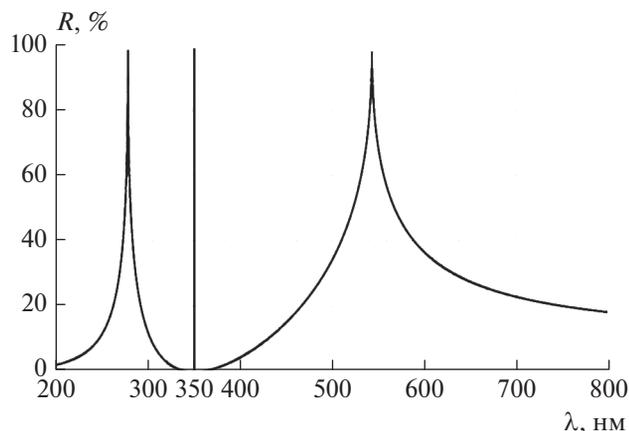


Рис. 3. Предсказываемый спектр вторичного излучения исследуемой фотоннокристаллической пленки. Узкий пик на 350 нм соответствует неупругому двухфотонному процессу фотон-гравитонной конверсии

эксперимента [11] могут быть интерпретированы как первое наблюдение фотон-гравитонных процессов в фотонных кристаллах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00242).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Горелик В.С. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 5. С. 409–432. <https://doi.org/10.1070/QE2007v037n05ABEH013478>
2. Пичкуненко С.В., Филатов В.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9. № 6. С. 582–584. <https://doi.org/10.1134/S2079562918050214>
3. Горелик В.С., Гладышев В.О., Кауц В.Л. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2018. Т. 45. № 2. С. 10–21. <https://doi.org/10.3103/S1068335618020021>
4. Rudenko V.N., Kolosnitsyn N.I. // Phys. Scr. 2015. V. 90. No. 7. P. 074059. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/90/7/074059>
5. Abbott B.P. et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 061102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102>
6. Alimkina I.S., Filatov V.V., Gorelik V.S., Pichkurenko S.V. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1557. P. 012008. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/859/1/012003>
7. Pichkurenko S.V. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2020. V. 859. P. 01200. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/859/1/012003>
8. Горелик В.С., Филатов В.В. // Неорганические материалы. 2013. Т. 49. № 7. С. 797–800. <https://doi.org/10.1134/S0020168513070054>
9. Горелик В.С., Климонский С.О., Филатов В.В., Напольский К.С. // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120. № 4. С. 562–568. <https://doi.org/10.7868/S0030403416040085>
10. Gorelik V.S., Voinov Yu.P., Shchavlev V.V., Dongxue Bi, Guo Liang Shang, Guang Tao Fei. // J. Surf. Invest. X-Ray. 2017. V. 11. No. 1. P. 246–253. <https://doi.org/10.1134/S1027451017010268>
11. Горелик В.С., Кудрявцева А.Д., Тареева М.В., Чернега Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. № 9. С. 575–578.

The Resonant Two-Photon-to-a-Graviton Conversion in the Microcavities of the Photonic Crystal

I. S. Alimkina^{1, 2}, V. S. Gorelik^{1, 3}, S. V. Pichkurenko^{1, 3}, and V. V. Filatov^{1, 3, *}

¹Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Leninskiy pr. 53, Moscow, GSP-1, 119991 Russia

²Moscow State Pedagogical University, Malaya Pirogovskaya st. 1b1, Moscow, 119991 Russia

³Bauman Moscow State Technical University, 2nd Baumanskaya st. 5b1, Moscow, 105005 Russia

*e-mail: filatov-vladimir@yandex.ru

Received September 25, 2020; revised December 15, 2020; accepted December 21, 2020

The paper predicts the Bose–Einstein condensation of light in the resonant optical microcavities (pores) of a photonic crystal makes essential the inelastic photon-photon interaction resulting to the two photons coupling into a graviton-like biphoton (paraphoton). The estimates demonstrate the observability of the effect both by a standard gravitational-wave routine as well as by the indirect spectral method registering the extra peak in the optical and Raman spectra of the photonic crystal.

Keywords: photonic crystal, resonance, bound states, Bose–Einstein condensation, paraphoton, dispersion relation, gravitational wave, photon-graviton conversion