

ISSN 1561-2430 (Print)

ISSN 2524-2415 (Online)

УДК 535.42

<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-3-326-331>

Поступила в редакцию 26.03.2018

Received 26.03.2018

П. А. Апанасевич¹, В. С. Горелик², А. И. Водчиц¹, Г. И. Тимофеева¹¹*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь*²*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия***ГЕНЕРАЦИЯ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЙАНИИ**

Аннотация. Получены уравнения, описывающие генерацию средневолнового и длинноволнового инфракрасного (ИК) излучения при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) в ситуации, когда частота первой или второй стоксовых компонент меньше частоты колебания, возбуждаемого процессом ВКР. Показано, что такая генерация происходит вследствие двухфотонного испускания и четырехфотонного параметрического испускания. Во многих случаях полученные уравнения позволяют сравнительно просто оценить эффективность такой генерации ИК-излучения.

Ключевые слова: вынужденное комбинационное рассеяние, двухфотонное испускание, четырехфотонное параметрическое испускание, генерация инфракрасного излучения

Для цитирования. Генерация инфракрасного излучения при вынужденном комбинационном рассеянии / П. А. Апанасевич [и др.] // Вест. Нац. акад. наук Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2018. – Т. 54, № 3. – С. 326–331. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-3-326-331>

P. A. Apanasevich¹, V. S. Gorelik², A. I. Vodchits¹, G. I. Timofeeva¹¹*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*²*P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia***INFRARED RADIATION GENERATION AT FORCED COMBINATION SCATTERING**

Abstract. Equations describing the generation of medium-wave and long-wave infrared radiation in SRS are obtained in the situation when the frequency of the first or second Stokes components is smaller than the vibration frequency excited by the SRS process. It is shown that such generation occurs due to two-photon emission and four-photon parametric emission. In many cases, these equations make it possible to relatively simple estimate the efficiency of such generation of IR radiation.

Keywords: stimulated Raman scattering, two-photon emission, four-photon parametric emission, generation of infrared radiation

For citation. Apanasevich P. A., Gorelik V. S., Vodchits A. I., Timofeeva G. I. Infrared radiation generation at forced combination scattering. *Vesti Natsyional'noi akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2018, vol. 54, no. 3, pp. 326–331 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-3-326-331>

Введение. Комбинационное рассеяние, как известно, представляет собой двухфотонный процесс, приводящий к возбуждению колебательного уровня среды, отстоящего от основного на частоту $\omega_{21} = \omega_p - \omega_s$, где ω_p и ω_s – частоты накачки и стоксовой компоненты. В распаде этого возбуждения наряду с неоптическими переходами неизбежно участвуют двухфотонные переходы с испусканием фотонов, сумма частот которых равна частоте ω_{21} возбуждаемого колебания. При отсутствии в среде излучения на частотах, меньших частоты рассматриваемого колебания, и однофотонных переходов с частотами, меньшими частоты ω_{21} , эти двухфотонные переходы возникают в результате мало интенсивного спонтанного испускания обоих фотонов, частоты и направления распространения которых ничем не фиксированы; фиксирована только сумма частот пар фотонов. Если же в среде присутствует излучение, частота которого меньше частоты рассматриваемого колебания, то наряду со спонтанно-спонтанными возможны и интенсивные вынужденно-спонтанные и вынужденно-вынужденные двухфотонные переходы. Такая ситуация неизбежно возникает при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР), если частота

одной из стоксовых компонент ω_s меньше частоты колебательного перехода ω_{21} . Настоящая статья посвящена получению соотношений, позволяющих оценить интенсивность возникающего при этом инфракрасного излучения на частоте $\omega_i = \omega_{21} - \omega_s$. Это, как правило, должно быть средне- и длинноволновое инфракрасное (ИК) излучение.

В случае, когда в среде ниже уровня, возбуждаемого процессом комбинационного рассеяния, имеются уровни, на которые разрешены однофотонные переходы, также возможно сравнительно интенсивное испускание ИК-излучения на частотах этих однофотонных переходов [1–4]. Как показано в [5], в этом случае наряду с однофотонными переходами существенное влияние на испускание ИК-излучения может оказывать и резонансное двухфотонное испускание. В данной статье предположено, что однофотонные и соответствующие им резонансные двухфотонные переходы отсутствуют.

Частота первой стоксовой компоненты меньше частоты колебательного перехода. Эта ситуация реализуется в случае, когда частота накачки ω_p удовлетворяет условию $\omega_p < 2\omega_{21}$. Формальная схема взаимодействия излучения с колебательным центром среды в этом случае изображена рис. 1. Здесь накачка ω_p , стоксова компонента ω_s и инфракрасная волна ω_i образуют с колебательным центром нелинейной среды два связанных двухфотонных перехода: $\omega_p - \omega_s = \omega_{21}$ и $\omega_s + \omega_i = \omega_{21}$. Если компоненты излучения представляют собой плоские волны, распространяющиеся вдоль оси z , т. е. поле излучения имеет вид

$$E = \sum_n E_n e^{-i(\omega_n t - k_n z)} + \text{к.с.}, \tag{1}$$

то их взаимодействие в нелинейной среде очень часто в рассматриваемой ситуации можно описать следующей системой уравнений [6–8]:

$$\frac{1}{u_p} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{\partial E_p}{\partial z} = -\frac{2\pi i \omega_p}{c n_p} N \beta_{12}^{ps} E_s \rho_{21} - \alpha_p E_p, \tag{2}$$

$$\frac{1}{u_s} \frac{\partial E_s}{\partial t} + \frac{\partial E_s}{\partial z} = -\frac{2\pi i \omega_s}{c n_s} N \left(\beta_{21}^{ps} E_p \rho_{21}^* + \beta_{12}^{si} E_i^* e^{i\Delta k z} \rho_{21} \right) - \alpha_p E_p, \tag{3}$$

$$\frac{1}{u_i} \frac{\partial E_i}{\partial t} + \frac{\partial E_i}{\partial z} = -\frac{2\pi i \omega_i}{c n_i} N \beta_{12}^{si} E_s^* e^{i\Delta k z} \rho_{21} - \alpha_p E_p. \tag{4}$$

Здесь E_n, k_n, u_n, n_n и α_p – амплитуды, волновые числа, групповые скорости, показатели преломления и коэффициенты потерь накачки ($n = p$), стоксовой компоненты ($n = s$) и инфракрасной волны ($n = i$); β_{21}^{ps} и β_{21}^{si} – тензоры комбинационного рассеяния $\omega_p - \omega_s \approx \omega_{21}$ и двухфотонного перехода $\omega_s + \omega_i \approx \omega_{21}$; N – плотность рассеивающих центров; ρ_{21} – амплитуда колебательного перехода,

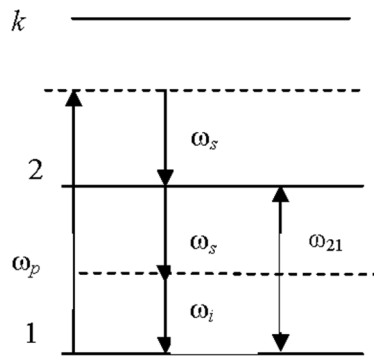


Рис. 1. Схема взаимодействия, когда частота первой стоксовой компоненты ω_s меньше частоты ω_{21} колебания, возбуждаемого вынужденным комбинационным рассеянием

Fig. 1. Interaction scheme when the frequency of the first Stokes component ω_s is smaller than the vibration frequency ω_{21} excited by forced combination scattering

индуцированная вынужденным комбинационным рассеянием и двухфотонным испусканием. Ее зависимость от амплитуд излучения определяется уравнениями

$$\frac{d\rho_{21}}{dt} = -\frac{1}{ih} \left(\beta_{21}^{ps} E_p E_s^* + \beta_{21}^{si} E_s E_i e^{-i\Delta kz} \right) q - \left[i(\omega_{21} - \omega_p + \omega_s) + \gamma \right] \rho_{21}, \quad (5)$$

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{4}{ih} \operatorname{Im} \left[\left(\beta_{12}^{ps} E_p^* E_s + \beta_{12}^{si} E_s^* E_i^* e^{-i\Delta kz} \right) \rho_{21} \right] - \frac{1}{T} (q - q_0), \quad (6)$$

где $q = \rho_{11} - \rho_{22}$ – разность заселенностей уровней 1 и 2; q_0 – равновесная (определяемая температурой) разность заселенностей; $\Delta kz = (2k_s + k_i - k_p)z$ – фазовая расстройка взаимодействующих волн; T – время установления равновесного распределения колебательных центров по уровням; γ – спектральная ширина колебательного перехода; h – постоянная Планка. При выводе уравнений (2)–(6) предположено, что амплитуды E_n по сравнению с $\exp(ik_n z - i\omega_n t)$ зависят от времени и координат слабо, и учтено, что $\omega_s + \omega_i = \omega_p - \omega_s$.

В квазистационарном приближении, т. е. при условии, что изменением амплитуд полей на времени поперечной релаксации $1/\gamma$ можно пренебречь, и в уравнении (5) положить $d\rho_{21}/dt \ll \gamma \rho_{21}$, уравнения (2)–(4) и (6) при $|\omega_{21} - \omega_p + \omega_s| \ll \gamma$ и $|\omega_{21} - \omega_i - \omega_s| \ll \gamma$ приводятся к виду

$$\frac{1}{u_p} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{\partial E_p}{\partial z} = -\frac{2\pi\omega_p}{cn_p h \gamma} N \left(\left| \beta_{21}^{ps} \right|^2 |E_s|^2 E_p + \beta_{12}^{ps} \beta_{21}^{si} E_s^2 E_i e^{-i\Delta kz} \right) q - \alpha_p E_p, \quad (7)$$

$$\frac{1}{u_s} \frac{\partial E_s}{\partial t} + \frac{\partial E_s}{\partial z} = \frac{2\pi\omega_s}{cn_s h \gamma} N \left(\left| \beta_{21}^{ps} \right|^2 |E_p|^2 E_s + 2\beta_{21}^{ps} \beta_{12}^{si} E_p E_s^* E_i^* e^{i\Delta kz} + \left| \beta_{21}^{si} \right|^2 |E_i|^2 E_s \right) q - \alpha_s E_s, \quad (8)$$

$$\frac{1}{u_i} \frac{\partial E_i}{\partial t} + \frac{\partial E_i}{\partial z} = \frac{2\pi\omega_i}{cn_i h \gamma} N \left(\left| \beta_{21}^{si} \right|^2 |E_s|^2 E_i + \beta_{21}^{ps} \beta_{12}^{si} E_p (E_s^*)^2 e^{i\Delta kz} \right) q - \alpha_i E_i, \quad (9)$$

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{4}{h^2 \gamma} \operatorname{Im} \left[\left| \beta_{21}^{ps} \right|^2 |E_p|^2 |E_s|^2 + \left| \beta_{21}^{si} \right|^2 |E_s|^2 |E_i|^2 \right] q - \frac{1}{T} (q - q_0). \quad (10)$$

Уравнения (7)–(9) описывают действие на амплитуды взаимодействующих волн процессов вынужденного комбинационного рассеяния, вынужденного двухфотонного испускания и четырехфотонного параметрического взаимодействия (ЧФПВ) (вторые слагаемые в правой части этих уравнений). Как следует из (10), на заселенности уровней ЧФПВ влияния не оказывает.

При решении конкретных задач уравнения (7)–(9) должны быть дополнены соответствующими начальными и граничными условиями. В частности, если к среде извне подводится только накачка, то в качестве начального значения E_s в первом слагаемом уравнения (8) следует взять амплитуду спонтанного комбинационного рассеяния, возбуждаемого накачкой.

Из теории двухфотонных переходов следует, что тензоры комбинационного рассеяния β_{21}^{ps} и двухфотонного испускания β_{21}^{si} представляют собой суммы слагаемых типа $d_{1k}^n d_{k2}^m / (\omega_{k1,2} \pm \omega_n)$, где d_{1k}^n и d_{k2}^m – проекции дипольных моментов однофотонных переходов между уровнями 1 и 2 и промежуточным уровнем k на амплитуды взаимодействующих волн n и m , $\omega_{k1,2}$ – частоты этих переходов. Среди слагаемых, образующих тензор β_{21}^{ps} , имеются слагаемые с $\omega_{k1,k2} - \omega_p$, а образующих тензор β_{21}^{si} – слагаемые с $\omega_{k1,k2} - \omega_i$. А так как $\omega_p \gg \omega_i$, то следует полагать, что $\beta_{21}^{ps} > \beta_{21}^{si}$. В условиях реального эксперимента очень часто можно считать, что $|E_i| \ll |E_p|$. Учитывая эти особенности, в правой части уравнений (7)–(10) часто можно опустить слагаемые, содержащие E_i , и в результате получить более простую систему уравнений:

$$\frac{1}{u_p} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{\partial E_p}{\partial z} = -(\omega_p n_s / \omega_s n_p) G q |E_s|^2 E_p - \alpha_p E_p, \quad (11)$$

$$\frac{1}{u_s} \frac{\partial E_s}{\partial t} + \frac{\partial E_s}{\partial z} = Gq |E_p|^2 E_s - \alpha_s E_s, \quad (12)$$

$$\frac{1}{u_i} \frac{\partial E_i}{\partial t} + \frac{\partial E_i}{\partial z} = \frac{2\pi\omega_i}{cn_i h\gamma} N \beta_{21}^{ps} \beta_{12}^{si} q E_p (E_s^*)^2 e^{-i\Delta kz} - \alpha_i E_i, \quad (13)$$

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{4}{h^2\gamma} \text{Im} \left[|\beta_{21}^{ps}|^2 |E_p|^2 |E_s|^2 \right] q - \frac{1}{T} (q - q_0), \quad (14)$$

$$G = 2\pi\omega_s N |\beta_{21}^{ps}|^2 / cn_s h\gamma = gc n_s / 2\pi, \quad (15)$$

где g – коэффициент ВКР усиления излучения на частоте ω_s при накачке на частоте ω_p . Для многих сред это уже измеренная величина. Пользуясь равенством (15), в этих случаях приближено можно оценить и тензоры β_{21}^{ps} и β_{21}^{si} .

Из уравнения (13) следует, что в рассматриваемом приближении инфракрасная волна E_i образуется из волн накачки и стоксовой компоненты только вследствие четырехфотонного параметрического процесса. Ее определение сводится к определению накачки E_p и первой стоксовой компоненты E_s путем решения уравнений (11), (12) и (14) при заданных начальных и граничных условиях и решению уравнения (13) при подстановке в него найденных E_p и E_s . При этом особое внимание должно быть обращено на фазовое согласование взаимодействующих волн. Для эффективной генерации инфракрасной волны E_i необходимо обеспечить выполнение условия $\Delta k = 2k_s + k_i - k_p = 0$.

На рис. 2 приведены зависимости интенсивностей $I_m = cn_m |E_m|^2 / 2\pi$ взаимодействующих волн от z в случае, когда извне на среду падают излучения накачки и стоксовой компоненты (усилительный вариант). Кривые рассчитаны по уравнениям (11)–(13) при предположениях: $\partial E_m / \partial t \ll u_m \partial E_m / \partial z$, $|\beta_{12}^{si}| = 0,7 |\beta_{12}^{ps}|$, $q = q_0$, $\omega_i = 0,2\omega_s$, $n_i = n_s = n_p = 1,5$, $g = 6 \cdot 10^{-8}$ см/Вт,

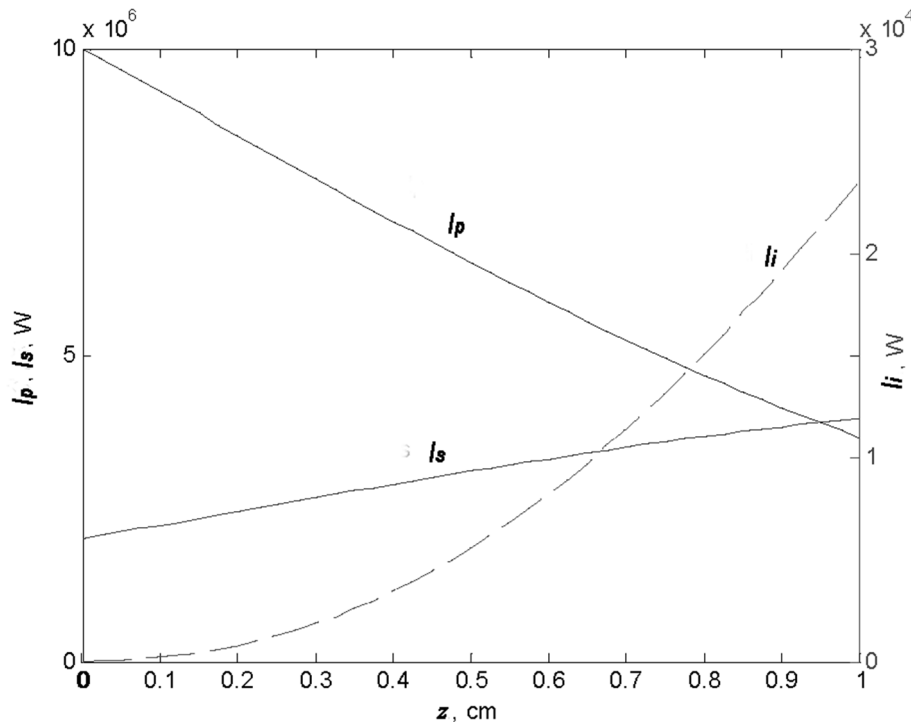


Рис. 2. Интенсивность I_i генерируемого ИК-излучения при облучении нелинейной среды излучением накачки I_p и стоксовой компоненты I_s ; условия оговорены в тексте

Fig. 2. Intensity I_i of generated IR radiation at irradiation of a nonlinear medium by pumping radiation I_p and the Stokes component I_s ; conditions are given in the text

а следовательно, $G = 430 \text{ см}^2/\text{Дж}$. Интенсивности накачки и стоксовой компоненты на входе в нелинейную среду положены равными $I_p(0) = 1 \cdot 10^7 \text{ Вт}$ и $I_s(0) = 2 \cdot 10^6 \text{ Вт}$ соответственно. При этих простейших условиях интенсивность генерируемого ИК-излучения на пути в 1 см оказалась равной $I_i = 2,4 \cdot 10^4 \text{ Вт}$, т. е. составила 1,2 % от стоксовой компоненты на входе в среду.

Частота второй стоксовой компоненты меньше частоты колебательного перехода. Как уже отмечалось, для реализации рассмотренного случая необходимо для накачки использовать лазер, генерирующий излучение с частотой $\omega_p < 2\omega_{21}$, т. е. излучение с длиной волны $\lambda_p > 1/2\nu_{21}$, где ν_{21} – частота колебательного перехода в обратных сантиметрах. Например, при использовании в качестве нелинейной среды гидроксида лития (LiOH), частота ВКР активного колебания которого равна $\nu_{21} = 3670 \text{ см}^{-1}$ и считается одной из наиболее высоких, длина волны λ_p излучения накачки должна быть больше $1/2\nu_{21} = 1,36 \text{ мкм}$. В микронной области спектра наиболее мощными и совершенными являются неодимовые лазеры, генерирующие излучение с $\lambda = 1,064 \text{ мкм}$. Такие лазеры широко используются в системах ВКР преобразования частоты. При этом очень часто наряду с первой стоксовой компонентой возбуждается вторая и стоксовы компоненты более высокого порядка. Учитывая это, рассмотрим случай, когда частота второй стоксовой компоненты ω_2 меньше частоты колебательного перехода, возбуждаемого ВКР, т. е. когда накачка удовлетворяет условию $2\omega_{21} < \omega_p < 3\omega_{21}$ (т. е. когда $1/2\nu_{21} > \lambda_p > 1/3\nu_{21}$). Это условие выполняется, в частности, при вынужденном комбинационном рассеянии излучения неодимового лазера в LiOH и в воде, где имеется КР активное колебание с частотой $\nu_{21} = 3421 \text{ см}^{-1}$. Соответственно в LiOH должно генерироваться ИК-излучение с длиной волны $\lambda_i = 6,3 \text{ мкм}$, а в воде – с $\lambda_i = 11,5 \text{ мкм}$.

В квазистационарном приближении процесс генерации излучения частоты ω_i в случае, когда частота второй стоксовой компоненты меньше частоты колебательного перехода, возбуждаемого процессом ВКР, т. е. при выполнении условия $\omega_p < 3\omega_{21}$, описывается системой уравнений

$$\frac{1}{u_p} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{\partial E_p}{\partial z} = -\frac{2\pi\omega_p}{cn_p h\gamma} N \left| \beta_{21}^{p1} \right|^2 q \left| E_1 \right|^2 E_p, \quad (16)$$

$$\frac{1}{u_1} \frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{\partial E_1}{\partial z} = \frac{2\pi\omega_1 N}{cn_1 h\gamma} \left(\left| \beta_{21}^{p1} \right|^2 \left| E_p \right|^2 - \left| \beta_{21}^{12} \right|^2 \left| E_2 \right|^2 \right) q E_1, \quad (17)$$

$$\frac{1}{u_2} \frac{\partial E_2}{\partial t} + \frac{\partial E_2}{\partial z} = \frac{2\pi\omega_2 N}{cn_2 h\gamma} \left| \beta_{21}^{12} \right|^2 \left| E_1 \right|^2 q E_2, \quad (18)$$

$$\frac{1}{u_i} \frac{\partial E_i}{\partial t} + \frac{\partial E_i}{\partial z} = \frac{2\pi\omega_i}{cn_i h\gamma} N \left[\beta_{12}^{p1} \beta_{21}^{2i} q E_p E_1^* E_2^* e^{i\Delta k_a z} + \beta_{21}^{12} \beta_{12}^{2i} q E_1 (E_2^*)^2 e^{i\Delta k_b z} \right], \quad (19)$$

где E_1 и E_2 – амплитуды первой и второй стоксовых компонент, $\Delta k_a = k_p - k_1 - k_2 - k_i$ и $\Delta k_b = k_1 - 2k_2 - k_i$. Здесь для обозначения параметров первой и второй стоксовых компонент использованы индексы 1 и 2.

Из уравнения (19) следует, что генерация ИК-излучения в этом случае происходит вследствие двух существенно разных четырехфотонных параметрических процессов. В условиях реального эксперимента процесс с участием накачки играет определяющую роль.

Заключение. Получены уравнения, описывающие генерацию инфракрасного излучения при вынужденном комбинационном рассеянии в ситуации, когда частота первой или второй стоксовых компонент меньше частоты колебания, возбуждаемого процессом ВКР. В условиях реального эксперимента такая генерация, что следует из уравнений (13) и (19), имеет вид четырехфотонного параметрического испускания. Приведенные уравнения позволяют во многих случаях оптимизировать эффективность такой генерации ИК-излучения.

Благодарности. Работа выполнена в рамках совместного проекта при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф16Р-063) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-52-00026).

Acknowledgements. The work was sponsored within the framework of the Joint Project by the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (Project No. Ф16Р-063) and by the Russian Foundation for Basic Research (Project No. 16-52-00026).

Список использованных источников

1. О возможности наблюдения индуцированного инфракрасного излучения при комбинационном рассеянии света / В. С. Горелик [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1966. – Т. 4, Вып. 2. – С. 52–54.
2. Горелик, В. С. Вынужденное инфракрасное излучение при возбуждении конденсированных молекулярных диэлектриков гигантскими импульсами лазера на рубине / В. С. Горелик, А. Д. Кудрявцева, Н. В. Чернега. – М., 2005. – 18 с. – (Препринт / Физ. ин-т им. П. Н. Лебедева РАН, № 15).
3. Infrared emission of single-crystal calcite under broadband short-wavelength excitation / V. S. Gorelik [et al.] // *Inorg. Mater.* – 2006. – Vol. 42, № 11. – P. 1251–1254. <https://doi.org/10.1134/s0020168506110136>
4. Gorelik, V. S. Stimulated infrared emission under excitation of condensed molecular dielectrics with giant pulses of a ruby laser / V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, N. V. Chernega // *J. Russian Laser Research.* – 2006. – Vol. 27, № 2. – P. 81–91. <https://doi.org/10.1007/s10946-006-0004-1>
5. Апанасевич, П. А. Резонансные двухфотонные переходы / П. А. Апанасевич, Г. И. Тимофеева // *Журн. приклад. спектроскопии.* – 2018. – Т. 85, № 2. – С. 231–235.
6. Апанасевич, П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом / П. А. Апанасевич. – Минск: Наука и техника, 1977. – 496 с.
7. Шен, И. Р. Принципы нелинейной оптики / И. Р. Шен; пер. с англ. И. Л. Шумая; под ред. С. А. Ахманова, Р. В. Хохлова. – М.: Наука, 1989. – 557 с.
8. Boyd, R. W. *Nonlinear Optics* / R. W. Boyd. – San Diego: Academic Press, 2003. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-121682-5.X5000-7>

References

1. Gorelik V. S., Zubov V. A., Sushchinskii M. M., Chirkov V. A. On the possibility of observing induced infrared radiation in Raman scattering of light. *Pis'ma v ZhETF = JETP Letters*, 1966, vol. 4, pp. 52–54 (in Russian).
2. Gorelik V. S., Kudryavtseva A. D., Chernega N. V. *Stimulated infrared emission under excitation of condensed molecular dielectrics with giant pulses of a ruby laser. Preprint No. 15 of the P. N. Lebedev Physical Institute of RAS.* Moscow, 2005. 18 p. (in Russian).
3. Gorelik, V. S., Gagarinov A. G., Degtyareva O. V., Savranskii V. V., Terpugov E. L. Infrared emission of single-crystal calcite under broadband short-wavelength excitation. *Inorganic Materials*, 2006, vol. 42, no. 11, pp. 1251–1254. <https://doi.org/10.1134/s0020168506110136>
4. Gorelik V. S., Kudryavtseva A. D., Chernega N. V. Stimulated infrared emission under excitation of condensed molecular dielectrics with giant pulses of a ruby laser. *Journal of Russian Laser Research*, 2006, vol. 27, no. 2, pp. 81–91. <https://doi.org/10.1007/s10946-006-0004-1>
5. Apanasevich P. A., Timofeeva G. I. Resonant Two-Photon Transitions. *Journal of Applied Spectroscopy*, 2018, vol. 85, no. 2, pp. 231–235. <https://doi.org/10.1007/s10812-018-0640-6>
6. Apanasevich P. A. *The Principles of Light-Matter Interaction Theory.* Minsk, Nauka i Tekhnika Publ, 1977. 496 p. (in Russian).
7. Shen Y. R. *The Principles of Nonlinear Optics.* New York, J. Wiley, 1984. 563 p.
8. Boyd R. W. *Nonlinear Optics.* San Diego, Academic Press, 2003. 576 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-121682-5.X5000-7>

Информация об авторах

Апанасевич Павел Андреевич – академик, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: p.apanasevich@ifanbel.bas-net.by

Горелик Владимир Семенович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (Ленинский пр., 53, 119991, г. Москва, Российская Федерация). E-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

Водчиц Александр Иванович – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: a.vodchits@dragon.bas-net.by

Тимофеева Галина Ивановна – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: g.timofeeva@dragon.bas-net.by

Information about the authors

Pavel A. Apanasevich – Academician, Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Chief Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: p.apanasevich@ifanbel.bas-net.by

Vladimir S. Gorelik – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Head of the Laboratory, P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (53, Leningrad Ave., 119991, Moscow, Russian Federation). E-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

Aleksandr I. Vodchits – Ph. D. (Physics and Mathematics), Leading Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: a.vodchits@dragon.bas-net.by

Galina I. Timofeeva – Ph. D. (Physics and Mathematics), Senior Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: g.timofeeva@dragon.bas-net.by