

УДК 535.42

П. А. АПАНАСЕВИЧ, В. И. ДАШКЕВИЧ, Г. И. ТИМОФЕЕВА

СРАВНЕНИЕ ЛУЧЕВЫХ НАГРУЗОК НА ТОРЦЫ НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛОВ В ПГС С КОЛЬЦЕВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь,
e-mail: p.apanasevich@ifanbel.bas-net.by, v.dashkevich@dragon.bas-net.by,
g.timofeeva@dragon.bas-net.by*

Показано, что при параметрической генерации света (ПГС) мощных импульсов с использованием кольцевого резонатора и нелинейной среды в каждой из его секций лучевая нагрузка на торец нелинейной среды, примыкающий к выходному зеркалу, является наибольшей в случае, когда выходное зеркало расположено первым после входного зеркала, и наименьшей, когда выходное зеркало совпадает с входным зеркалом.

Ключевые слова: лазерное излучение, преобразование частоты, оптический резонатор, лучевая нагрузка.

P. A. APANASEVIC, V. I. DASHKEVICH, G. I. TIMOFEEVA

COMPARISON OF BEAM LOADS ON END FACE OF NONLINEAR CRYSTALS IN RING CAVITY OPO

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus,
e-mail: p.apanasevich@ifanbel.bas-net.by, v.dashkevich@dragon.bas-net.by,
g.timofeeva@dragon.bas-net.by*

It is shown that at optical parametric generation of high power pulses using a ring cavity and a nonlinear medium in each of its sections, beam load on the end face of the nonlinear medium adjacent to the output mirror is greatest when the output mirror is positioned first after the input mirror and smallest when the output mirror coincides with input one.

Keywords: laser radiation, frequency conversion, optical cavity, beam load.

Введение. Параметрическая генерация света (ПГС) в настоящее время широко используется для изменения частоты лазерного излучения. А так как эффективность процесса перекачки фотонов из накачки в сигнальную волну, как известно [1–6], пропорциональна произведению амплитуд всех трех взаимодействующих световых пучков (включая холостую волну), то для ее повышения оптически нелинейную среду, как правило, помещают в кольцевой резонатор, образуемый тремя зеркалами. При этом представляется предпочтительным нелинейную среду брать в виде трех кристаллов – по одному кристаллу в каждом плече резонатора, что уменьшает размеры лазерной системы и минимизирует время обхода излучением резонатора [7, 8]. Что же касается зеркал, то одно из них должно хорошо пропускать накачку в резонатор (входное зеркало), и одно – эффективно выводить из резонатора сигнальную волну (выходное зеркало). В остальном они должны быть высоко отражающими на частотах взаимодействующих волн. Функции входного и выходного зеркал могут выполнять как разные зеркала, так и одно из них.

Ясно, что при высоких интенсивностях накачки суммарная лучевая нагрузка на отдельные элементы резонатора может быть очень высокой и приводить к их повреждению. В настоящей статье проведено сравнение лучевых нагрузок на прилегающие к выходному зеркалу торцы нелинейных кристаллов при разных положениях выходного зеркала относительно входного.

Исходные соотношения. В основу данной работы положим уравнения переноса интенсивностей [9]:

$$\frac{1}{u_j} \frac{\partial I^j}{\partial t} + \frac{\partial I^j}{\partial z} = Q^j - \alpha_j I^j. \quad (1)$$

Здесь $I^j = \omega_p \bar{I}^j / \omega_j$, $\bar{I}^j$ – интенсивности накачки ($j = p$), сигнальной ($j = s$) и холостой ($j = i$) волн; $Q^{s,i} = Q$ и $Q^p = -Q$; $Q = b'(I^p I^s I^i)^{1/2}$; b' – параметр, пропорциональный коэффициенту параметрического взаимодействия; α_j – коэффициент линейных потерь.

В случае импульсной накачки из (1) после интегрирования по времени и поперечному сечению пучков получаются уравнения

$$\frac{dW^j}{dz} = P^j - \alpha_j W^j. \quad (2)$$

Здесь $(\omega_j / \omega_p) W^j = (\omega_j / \omega_p) \int I^j dt dS$ – энергии взаимодействующих импульсов в точке z , $P^j = \int Q^j dt dS$ – параметр, определяющий изменения этой энергии на единице пути. В дальнейшем параметр W_j также будем называть энергией.

Изменения энергий взаимодействующих импульсов в кристалле длиной l согласно (2) выражаются соотношениями

$$W_l^j = a_j W_0^j + M^j, \quad (3)$$

где $a_j = \exp(-\alpha_j l)$ и $M^j = a_j \int_0^l P^j e^{\alpha_j z} dz$ – приращение энергии импульсов сигнальной M^s и холостой M^i волн и уменьшение энергии импульса накачки M^p (по определению M^p – отрицательно) на пути l . Из определения этого параметра следует, что названные изменения происходят тем интенсивнее, чем больше произведение интенсивностей всех трех взаимодействующих импульсов, и тем меньше, чем больше коэффициент потерь α_j . Если, например, коэффициенты потерь α_j накачки и сигнальной волны малы ($\alpha_{p,s} l \ll 1$) или близки по величине ($(\alpha_s - \alpha_p) l \ll 1$), то можно положить $M^p \approx -M^s$.

В случае ПГС в кольцевом резонаторе энергии на торцах разных элементов рабочей среды наряду с соотношениями (3) связаны между собой и граничными условиями на зеркалах. Если резонатор трехзеркальный и рабочая среда представлена тремя кристаллами, расположенными в разных плечах резонатора (см. рисунок), то эти условия имеют вид

$$W_{10}^{s,i} = R_1^{s,i} W_{3l}^{s,i}, \quad W_{20}^{s,i} = R_2^{s,i} W_{1l}^{s,i}, \quad W_{30}^{s,i} = R_3^{s,i} W_{2l}^{s,i}, \quad (4)$$

$$W_{10}^p = W_L + R_1^p W_{3l}^p, \quad W_{20}^p = R_2^p W_{1l}^p, \quad W_{30}^p = R_3^p W_{2l}^p. \quad (5)$$

Здесь W_L – энергия импульса накачки, вошедшего в резонатор через зеркало 1 (входное), и R_n^j – коэффициент отражения излучения j зеркалом n (точнее, коэффициент передачи энергии излучения от одного элемента рабочей среды к другому с учетом отражения на зеркале и возможных потерь на пути между элементами).

Соотношения для энергий импульсов. Пользуясь равенствами (3–5), нетрудно показать, что энергии сигнальной и холостой волн на выходах из разных элементов ПГС-среды, если эти элементы одинаковы по длине и другим параметрам, определяются соотношениями

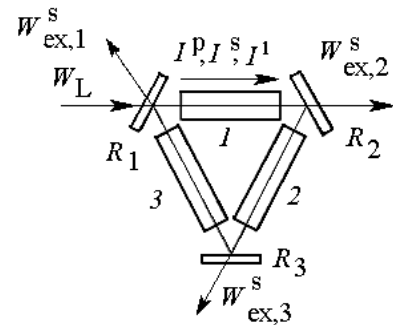


Схема рассматриваемой ПГС-системы

$$W_{1l}^{s,i} = \frac{M_1^{s,i} + \bar{R}_1^{s,i} M_3^{s,i} + \bar{R}_1^{s,i} \bar{R}_3^{s,i} M_2^{s,i}}{1 - \bar{R}_1^{s,i} \bar{R}_2^{s,i} \bar{R}_3^{s,i}}, \quad (6)$$

$$W_{2l}^{s,i} = \frac{M_2^{s,i} + \bar{R}_2^{s,i} M_1^{s,i} + \bar{R}_1^{s,i} \bar{R}_2^{s,i} M_3^{s,i}}{1 - \bar{R}_1^{s,i} \bar{R}_2^{s,i} \bar{R}_3^{s,i}}, \quad (7)$$

$$W_{3l}^{s,i} = \frac{M_3^{s,i} + \bar{R}_3^{s,i} M_2^{s,i} + \bar{R}_3^{s,i} \bar{R}_2^{s,i} M_1^{s,i}}{1 - \bar{R}_1^{s,i} \bar{R}_2^{s,i} \bar{R}_3^{s,i}}, \quad (8)$$

а энергии накачки соотношениями

$$W_{1l}^p = \frac{a_p W_L + M_1^p + \bar{R}_1^p M_3^p + \bar{R}_1^p \bar{R}_3^p M_2^p}{1 - \bar{R}_1^p \bar{R}_2^p \bar{R}_3^p}, \quad (9)$$

$$W_{2l}^p = \frac{M_2^p + \bar{R}_2^p (a_p W_L + M_1^p) + \bar{R}_1^p \bar{R}_2^p M_3^p}{1 - \bar{R}_1^p \bar{R}_2^p \bar{R}_3^p}, \quad (10)$$

$$W_{3l}^p = \frac{M_3^p + \bar{R}_3^p M_2^p + \bar{R}_3^p \bar{R}_2^p (a_p W_L + M_1^p)}{1 - \bar{R}_1^p \bar{R}_2^p \bar{R}_3^p}, \quad (11)$$

где $\bar{R}_n^j = R_n^j a_j$ и M_n^p – отрицательные величины. Подставив (6)–(11) в (4) и (5), легко найти и энергии взаимодействующих импульсов на входах соответствующих элементов рабочей среды. Энергия генерируемого, т. е. выходящего из резонатора, импульса сигнальной волны определяется равенством

$$W_{ex,n}^s = (1 - R_n^s)(\omega_s / \omega_p) W_{n-1,l}^s, \quad (12)$$

где n – индекс выходного зеркала. При $n = 1$ вместо $n - 1$ в формуле (12) следует брать 3.

Хотя в рамках излагаемого здесь подхода нельзя определить конкретные значения величин M_n^j , тем не менее, пользуясь формулами (4)–(11), в ряде случаев можно сделать вполне определенные заключения об относительных значениях энергий взаимодействующих импульсов в различных элементах резонатора.

В качестве примера сравним характеристики ПГС-систем, различающихся положением выходного зеркала для сигнальной волны: ПГС-1, в котором входное зеркало для накачки является и выходным для сигнальной волны (т. е. $R_1^s \neq 1$); ПГС-2 и ПГС-3, в которых роль выходного зеркала играют зеркала 2 и 3 (т. е. $R_2^s \approx 1$ или $R_3^s \approx 1$). При этом для простоты будем считать, что коэффициенты отражения сигнальной волны другими зеркалами равны единице, что входное зеркало полностью пропускает накачку, (т. е. $R_1^p = 0$) и коэффициенты отражения накачки другими зеркалами равны единице и что коэффициенты отражения холостой волны различными зеркалами совпадают ($R_n^i = R_i$). Предположим также, что $\alpha_p = \alpha_s$, а следовательно, $M_n^p = -M_n^s$.

При этих предположениях в ПГС-1 энергии импульсов, падающих на выходное зеркало, как следует из (8) и (11), определяются выражениями

$$W_{3l}^s = \frac{M_3^s + a_s M_2^s + a_s^2 M_1^s}{1 - a_s^3 R_1^s}, \quad (13)$$

$$W_{3l}^p = a_s^3 W_L - a_s^2 M_1^s - a_s M_2^s - M_3^s, \quad (14)$$

$$W_{3l}^i = \frac{M_i (1 + \bar{R}_i + \bar{R}_i^2)}{1 - \bar{R}_i^3}. \quad (15)$$

При записи выражения (15) учтено, что $M_n^i = M_i$, так как $R_n^i = R_i$ и кристаллы одинаковы. Выражения для энергий, падающих на выходные зеркала в ПГС-2 и ПГС-3, имеют вид

$$\tilde{W}_{1l}^s = \frac{\tilde{M}_1^s + a_s \tilde{M}_3^s + a_s^2 \tilde{M}_2^s}{1 - a_s^3 R_2^s}, \quad (16)$$

$$\tilde{W}_{1l}^p = a_p W_L - \tilde{M}_1^s, \quad (17)$$

$$\tilde{W}_{1l}^i = \frac{\tilde{M}_i(1 + \bar{R}_i + \bar{R}_i^2)}{1 - \bar{R}_i^3}, \quad (18)$$

$$\ddot{W}_{2l}^s = \frac{\ddot{M}_2^s + a_s \ddot{M}_1^s + a_s^2 \ddot{M}_3^s}{1 - a_s^3 R_3^s}, \quad (19)$$

$$\ddot{W}_{2l}^p = a_p^2 W_L - \ddot{M}_2^s - a_p \ddot{M}_1^s, \quad (20)$$

$$\ddot{W}_{2l}^i = \frac{\ddot{M}_i(1 + \bar{R}_i + \bar{R}_i^2)}{1 - \bar{R}_i^3}. \quad (21)$$

Параметры M , $\tilde{M}$ и $\ddot{M}$, вообще говоря, могут значительно различаться. Это особенно хорошо видно из сравнения полей на входе в кристаллы. Например, при $R_1^p = 0$ энергия, а следовательно, и интенсивность импульса накачки на входе в кристалл l во всех случаях равна W_L . Энергии же сигнальной волны в этой точке в случае ПГС-1 и ПГС-2 соответственно равны $W_{10}^s = R_1^s W_{3l}^s$ и $\tilde{W}_{10}^s = \tilde{W}_{3l}^s$, где $\tilde{W}_{3l}^s$ определено равенством (13) и

$$\tilde{W}_{3l}^s = (\tilde{M}_3^s + a_s \tilde{M}_2^s + a_s^2 R_2^s \tilde{M}_1^s) / (1 - a_s^3 R_2^s). \quad (22)$$

Из приведенных соотношений следует, что при высоких эффективностях генерации (как правило, невысоких значениях коэффициента отражения выходного зеркала R_n^s) энергия, а следовательно, и интенсивность импульса сигнальной волны на входе в кристалл l в системе ПГС-2 существенно превышает интенсивность в этой точке в ПГС-1. А это значит, что $\tilde{M}_1^s$ должно быть значительно больше M_1^s . Подобным образом можно уяснить и соотношения других параметров M . Приблизительно также соотносятся и интенсивности холостой волны.

Лучевые нагрузки на торцы элементов нелинейной среды. Пользуясь соотношениями (12)–(21), нетрудно сопоставить суммарные лучевые нагрузки на торцы кристаллов, которые прилегают к выходному зеркалу, в ПГС-системах, отличающихся положением выходного зеркала. Эти нагрузки определяются соотношениями

$$W_1 = a_s^3 W_L - \frac{\omega_p}{\omega_s} (1 - a_s^3 R_1^s) \frac{W_{ex,1}^s}{1 - R_1^s} + \frac{W_{ex,1}^s}{1 - R_1^s} + \frac{\omega_i}{\omega_p} W_{3l}^i \quad \text{в ПГС-1}, \quad (23)$$

$$W_2 = a_s W_L - \tilde{M}_1^s + \frac{W_{ex,2}^s}{1 - R_2^s} + \frac{\omega_i}{\omega_p} \tilde{W}_{1l}^i \quad \text{в ПГС-2}, \quad (24)$$

$$W_3 = a_s^2 W_L - \ddot{M}_2^s - a_s \ddot{M}_1^s + \frac{W_{ex,3}^s}{1 - R_3^s} + \frac{\omega_i}{\omega_p} \ddot{W}_{1l}^i \quad \text{в ПГС-3}. \quad (25)$$

Энергии сигнальной волны здесь выражены через энергии, выходящие из резонатора, т. е. практически измеряемые величины.

Отрицательные слагаемые в приведенных формулах учитывают истощение накачки вследствие процесса ПГС: в ПГС-2 это слагаемое имеет наименьшее значение, а в ПГС-1 – наибольшее. В ПГС-3 истощение накачки – промежуточное по сравнению с ПГС-1 и ПГС-2.

При высоких эффективностях истощение накачки может быть сравнимо со слагаемым $a_s^3 W_L$, определяющим максимум энергии накачки, которая может быть преобразована в сигнальную волну. Последние слагаемые в формулах (23)–(25) учитывают вклад в лучевую нагрузку холостой волны. При одинаковых зеркалах, что было предположено, и сравнимых энергиях генерации они сравнимы по величине.

С учетом сказанного из сравнения (23) и (24) можно заключить, что при высоких сравнимых эффективностях $W_{ex,n}^s / W_L$ генерации лучевая нагрузка на торец нелинейной среды, подходящий к выходному зеркалу, в ПГС-2 значительно выше, чем в ПГС-1. С ростом мощности накачки это должно приводить к более раннему его лучевому повреждению по сравнению с другими элементами нелинейной среды. Поэтому для ПГС-преобразования мощных импульсов, казалось бы, следует считать предпочтительным ПГС-1. Однако при этом следует учитывать лучевую стойкость зеркала R_1 , так как на него, наряду с лучевой нагрузкой, определяемой формулой (23), приходится и нагрузка от падающей на резонатор накачки.

Вывод. Приведены соотношения, определяющие энергии накачки, сигнальной и холостой волн на торцах рабочей нелинейной среды при ПГС в кольцевом резонаторе, с нелинейной средой во всех плечах резонатора и при различных положениях выходного зеркала относительно входного. Показано, что наибольшая лучевая нагрузка на торец нелинейной среды, примыкающий к выходному зеркалу, имеет место в случае, когда выходным зеркалом является первое после входного зеркала, и минимальная, когда выходное зеркало совпадает с входным. Однако при совмещении выходного зеркала с входным следует учитывать, что на это зеркало, наряду с внутрирезонаторной лучевой нагрузкой, приходится и нагрузка от падающей на резонатор накачки. В ПГС-преобразователе, в котором выходным зеркалом является второе после входного, лучевая нагрузка на торец нелинейной среды, примыкающий к выходному зеркалу, имеет промежуточное значение по сравнению с другими.

Список использованной литературы

1. *Rosencher, E.* Oscillation characteristics of continuous-wave optical parametric oscillators: beyond the mean-field approximation / E. Rosencher, C. Fabre // JOSA B. – 2002. – Vol. 19 – P. 1107–1116.
2. *Godard, A.* Energy Yield of Pulsed Optical Parametric Oscillators: A Rate-Equation Analysis / A. Godard, E. Rosencher // IEEE J. of QE. – 2004. – Vol. 40, N 6. – P. 784–790.
3. *Saygin, M. Yu.* Theory of the optical parametric oscillator in the quadratic and cubic approximations / M. Yu. Saygin, A. S. Chirkin // Laser Phys. – 2016. – Vol. 26. – 015402 (10 p).
4. *Ахманов, А. С.* Проблемы нелинейной оптики / А. С. Ахманов, Р. В. Хохлов. – М.: ВИНТИ, 1964.
5. *Бломберген, Н.* Нелинейная оптика: пер. с англ. / Н. Бломберген; под ред. С. А. Ахманова, Р. В. Хохлова. – М.: Мир, 1966.
6. *Шен, И. Р.* Принципы нелинейной оптики / И. Р. Шен; пер. с англ. И. Л. Шумая; под ред. С. А. Ахманова. – М.: Наука, 1989.
7. Высокоэффективный параметрический преобразователь на кристалле КТР / В. Л. Наумов [и др.] // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 7. – С. 632–634.
8. О повышении надежности безопасного для глаз кольцевого ПГС на кристаллах КТР / В. И. Дашкевич [и др.] // Лазерная физика и оптические технологии: сб. науч. тр. VIII Междунар. науч. конф., 27–30 сент. 2010 г., Минск: [в 2 т.] / Нац. акад. наук Беларуси [и др.]; под ред В. А. Орловича [и др.]. – Минск, 2010. – Т. 2. – С. 42–45.
9. *Апанасевич П. А.* Зависимость порога и эффективности ПГС от параметров резонатора и накачки / А. П. Апанасевич, В. И. Дашкевич, Г. И. Тимофеева // ЖПС. – 2016. – Т. 83, № 5.

Поступила в редакцию 26.05.2016