

Влияние амплитудного профиля лазерного излучения на эффективность генерации второй гармоники

В.О. Троицкий*

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Поступила в редакцию 16.07.2008 г.

В приближении заданного поля рассмотрено влияние амплитудного профиля основного излучения в плоскости перетяжки фокусирующей системы на эффективность генерации второй гармоники (ГВГ). Показано, что поставленной задаче наиболее полно соответствуют результаты, полученные для ГВГ в условиях, когда влияние диафрагменного апертурного эффекта либо частично ослаблено (цилиндрическая фокусировка), либо исключено совсем (90°-синхронизм). Установлено, что и в том и в другом случае максимальную эффективность ГВГ при минимальной плотности мощности основного излучения обеспечивают лазерные пучки с гауссовым распределением амплитуды в поперечном сечении.

Ключевые слова: амплитудный профиль, цилиндрическая фокусировка, генерация второй гармоники, плотность мощности.

Введение

В настоящей работе нас будет интересовать генерация второй гармоники (ГВГ) лазерного монохроматического излучения, осуществляемая в однородном одноосном квадратично-нелинейном кристалле при скалярном «ооо»-взаимодействии. Ограничиваясь параксиальным приближением [1], выражения для взаимодействующих волн (на частотах ω и 2ω), распространяющихся в положительном направлении оси Z системы координат, запишем соответственно в виде

$$E_1(x_0, y_0, z; L_0) = A_1(x_0, y_0, z; L_0) \times \exp\left[i\left[k(n_o L + z_0) + k\frac{x_0^2 + y_0^2}{2R} - \omega t\right]\right], \quad (1a)$$

$$E_2(x_0, y_0, z; L_0) = A_2(x_0, y_0, z; L_0) \times \exp\left[i\left[2k(n_2^e L + z_0) + k\frac{(x_0 - \rho L)^2 + y_0^2}{R} - 2\omega t\right]\right], \quad (16)$$

где x_0, y_0 — координаты плоскости наблюдения, расположенной на расстоянии $L_0 = z_0 + L$ от начальной плоскости ($z = 0$) — входной грани кристалла длиной L ; $E_{1,2}(x_0, y_0, z; L_0)$ означает, что рассматриваются поля, сформированные на дистанции $0 \leq z \leq L$, а затем «линейно распространившиеся» до плоскости наблюдения L_0 ; $n_2^e(2\omega, \theta)$ — показатель преломления необыкновенной волны ВГ в направлении оси Z ; θ — угол между осью Z и оптиче-

ской осью кристалла, которую для определенности считаем расположенной в плоскости XZ ; $\rho(\theta)$ — угол анизотропии;

$$R = z_0 + (\Delta_f + L/2)/n, \quad n \equiv n_2^e(2\omega, \theta) \approx n_o(\omega),$$

n_o — показатель преломления для обыкновенной волны на основной частоте; Δ_f — расстояние от плоскости перетяжки лазерного пучка, расположенной внутри кристалла (рассматриваем только этот случай), до плоскости $z = L/2$; $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, которым, будем считать, и окружен нелинейный кристалл.

В приближении заданного поля [2] (с использованием которого были проведены все расчеты, представленные в данной статье) выполняется равенство

$$A_1(x_0, y_0, z; L_0) = A_{1л}(x_0, y_0, L_0), \quad (2)$$

где $A_{1л}$ — амплитуда невозмущенного «линейного» поля на основной частоте. В случае (2) асимптотически точное, при $z_0 \rightarrow \infty$, выражение для комплексной амплитуды A_2 из (16) принимает вид [3]:

$$A_2(x_0, y_0, z; L_0) \approx \sigma z (k/\pi z_0 T_2) e^{i(\pi - Q_0 z/2)} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikV_z(x^2 + y^2)} A_{1л}(x_0 - x, y_0 - y, L_0) \times \times A_{1л}(x_0 + x, y_0 + y, L_0) \text{sinc}(Qz/2) dx dy, \quad (3)$$

где

$$V_z = (\Delta_f - L/2 + z/2)/nz_0^2; \quad \text{sinc}(x) = \sin(x)/x;$$

$$Q = Q_0 + k\frac{x^2 + y^2}{nz_0^2}, \quad Q_0 = \Delta_k - 2k\frac{x_0 \rho}{z_0};$$

* Владимир Олегович Троицкий (qel@asd.iao.ru).

σ – коэффициент нелинейной связи; $T_2 = 2n/(n+1)$ – коэффициент Френеля для преломления на выходной грани кристалла; $\Delta k = 2k(n_2^e - n_o)$.

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы, используя (3), определить, как эффективность (кпд) нелинейного преобразования зависит от формы распределения амплитуды лазерного пучка, т.е. от вида функции $A_{1л}(x_0, y_0, L_0)$ из (2).

При такой постановке задачи следует различать, по-видимому, два основных варианта. В первом предполагается, что при варьировании функции $A_{1л}$ сохраняется постоянной импульсная плотность мощности в перетяжке лазерного пучка. Во втором случае постоянной остается только сама импульсная мощность лазерного излучения.

В первом варианте ответ на интересующий нас вопрос представляется достаточно очевидным. При фиксированной плотности мощности основного излучения эффективность ГВГ будет тем выше, чем шире окажется перетяжка (чем меньше будет влияние диафрагменного апертурного эффекта (ДАЭ) [2]) и чем ближе к прямоугольному будет распределение амплитуды. Это так называемые гипергаусовы пучки, результаты исследования которых применительно к задачам ГВГ рассмотрены в [4].

Второй вариант (с фиксированной импульсной мощностью основного излучения) в практическом плане является более интересным, но и существенно более сложным для исследования в связи с возрастанием объема необходимых вычислений. Последнее связано с тем, что фокусировка пучка в кристалл теперь становится необходимым условием достижения максимального КПД, причем в зависимости от вида функции $A_{1л}(x_0, y_0, L_0)$ оптимальные фокусные расстояния объектива будут изменяться. Результаты предварительных исследований в таком направлении были представлены в работе [5]. В ней отмечалось, что вопрос оптимизации функции $A_{1л}(x_0, y_0, L_0)$ требует дополнительных специальных исследований (оставалось много неясных моментов), что, собственно, мы и попытались реализовать в рамках данной статьи.

1. Исходные условия

Все расчеты, результаты которых представлены в настоящей статье, проводились для кристалла KDP [6] длиной 2 см. Импульсная мощность лазерного излучения во всех случаях оставалась равной 1 кВт, форма импульсов считалась прямоугольной. Последнее означает, что все сказанное ниже будет справедливым и для непрерывного излучения со средней мощностью 1 кВт. Во всех случаях, за исключением специально оговоренного и относящегося к рис. 1 (см. разд. 2), длина волны лазерного излучения была равна 0,5782 мкм – желтая линия лазера на парах меди.

Предполагалось, что в общем случае лазерное излучение фокусируется в кристалл двумя скрещенными цилиндрическими линзами. Первая (с фокусным расстоянием f_x) фокусирует пучок в плоскости XZ системы координат, в которой, напомним, рас-

полагается оптическая ось среды. Вторая линза (с фокусным расстоянием f_y) – в плоскости YZ. Расстояние от линз до кристалла выбиралось таким образом, чтобы обе линзы имели общую плоскость перетяжки, расположенную в центре нелинейного кристалла. Последнее означает, что Δ_f из (1) следует положить равной нулю.

Во всех рассматриваемых ниже ситуациях дистанция z_0 составляла 10^5 см. Это, как было показано в [5], обеспечивает достаточную точность используемого приближенного решения (2). Для уменьшения объема необходимых расчетов волновую расстройку Δ_k полагали равной нулю. В противном случае для каждого выбираемого распределения $A_{1л}(x_0, y_0, L_0)$ пришлось бы отыскивать не только оптимальные параметры фокусировки, но и оптимальную величину волновой расстройки.

В отличие от [5] в настоящей статье предполагалось известным распределение амплитуды не в плоскости наблюдения, а в плоскости перетяжки фокусирующей системы, поскольку, в конечном итоге, вид именно этой функции непосредственно влияет на эффективность нелинейного преобразования. В силу того что поле в перетяжке однозначно определяет (через интеграл Кирхгофа, записанный в параксиальном приближении) поле в любой другой плоскости, найти численное представление для функции $A_{1л}(x_0, y_0, L_0)$, входящей в (3), особого труда не составляет. Отметим только, что наши исследования носили чисто теоретический характер, поэтому вопросы практической реализации того или иного распределения в заданной плоскости здесь не рассматривались.

Поле в плоскости перетяжки по аналогии с (1а) запишем следующим образом:

$$E_1(x, y, z = L/2) = U_1(x, y) \exp[i(kn_o L/2 - \omega t)], \quad (4)$$

а интересующее нас распределение представим в виде

$$U_1(x, y) = F_G(x, a_x, n_x) F_G(y, a_y, n_y), \quad (5)$$

где

$$F_G(x, a, n) = \sqrt{U_0} \exp\left(-\left[x^2/a^2\right]^n\right); \quad (6)$$

n_x и n_y могут принимать значения от нуля до бесконечности; $U_0 = T_1 \sqrt{\frac{8\pi P}{cI}}$, $T_1 = 2/(n+1)$ – коэффициент Френеля для преломления на передней грани кристалла; P – импульсная мощность, равная (см. выше) 1 кВт;

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (U_1(x, y)/U_0)^2 dx dy, \quad (7)$$

a_x и a_y – радиусы перетяжки вдоль осей X и Y, которые мы обычным образом [2] свяжем с так называемыми параметрами фокусировки

$$\xi_x = \frac{L}{kna_x^2}, \quad \xi_y = \frac{L}{kna_y^2}. \quad (8)$$

То обстоятельство, что функция (5) оказалась вещественной, вопросов вызывать не должно, поскольку в данном случае речь идет о плоскости перетяжки.

Теперь появляется возможность конкретизировать методику проведения предполагаемых исследований. Необходимо, варьируя коэффициенты n_x и n_y и подбирая каждый раз оптимальные величины параметров (8) (т.е., по существу, оптимальные размеры радиусов a_x и a_y), определить, в каком из рассмотренных случаев эффективность ГВГ окажется максимальной. Понятно, что множество функций (5) не исчерпывают всего многообразия теоретически возможных распределений амплитуды в плоскости перетяжки. В связи с этим мы рассчитывали выявить, по крайней мере, основные тенденции интересующей нас зависимости, имея в виду, что наиболее типичные для реальных лазерных пучков распределения были уже рассмотрены в [5].

В разд. 2 представлены результаты, соответствующие двум принципиально отличающимся ситуациям.

1. Лазерный пучок фокусируется в кристалл одной сферической линзой (сферическая фокусировка). Это, очевидно, означает, что везде

$$\xi_x = \xi_y \equiv \xi \quad (a_x = a_y \equiv a). \quad (9a)$$

В [5] показано, что максимум эффективности ГВГ в этом случае достигается при оптимальной фокусировке

$$\xi = \xi_{\text{оп}} \approx 1,5. \quad (9b)$$

К сферической фокусировке будут относиться результаты, представленные на рис. 1–4.

2. Лазерный пучок фокусируется в кристалл двумя скрещенными цилиндрическими линзами (цилиндрическая фокусировка). При этом

$$\xi_x \neq \xi_y, \quad (10a)$$

а максимум кпд достигается [5], когда

$$\xi_x = \xi_{x\text{оп}} \approx 0,36, \quad \xi_y = \xi_{y\text{оп}} \approx 3,2. \quad (10b)$$

Результаты исследований для цилиндрической фокусировки будут проиллюстрированы на рис. 5, 6. Предполагалось, что и в том и в другом случае параметры n_x и n_y могли изменяться независимо друг от друга.

2. Результаты численных экспериментов

На рис. 1 приведены зависимости эффективности ГВГ η от параметра фокусировки (9a) для различных комбинаций n_x и n_y . Длина волны основного излучения λ выбиралась максимально близкой к длине волны 90°-синхронизма (λ_{90}). Для кристалла KDP ее можно записать следующим образом:

$$\lambda = 0,5174433 \text{ мкм} \approx \lambda_{90}.$$

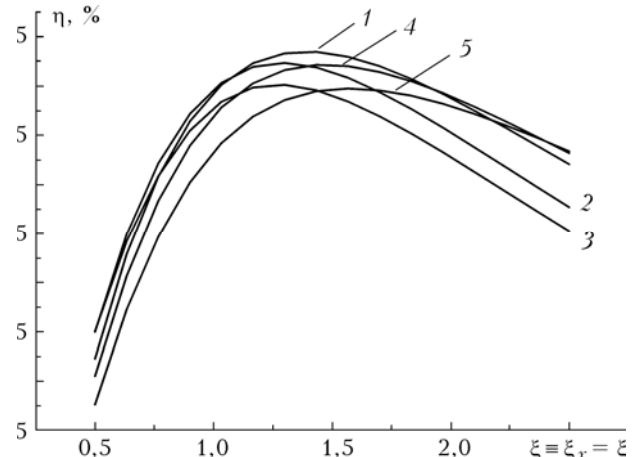


Рис. 1. 90°-синхронизм ($\lambda = 0,5174433$ мкм). Сферическая фокусировка. Зависимость эффективности ГВГ η от параметра фокусировки ξ для различных n_x ($n_y = 1$): $n_x = 1$ (кривая 1); 1,8 (2); 2,5 (3); 0,8 (4); 0,5 (5)

Этот частный случай для нас важен тем, что плоскости XZ и YZ при $\rho = 0$ (т.е. при 90°-синхронизме) становятся физически неотличимыми (среда для параксиального пучка может считаться изотропной). В силу этого кривые на рис. 1 построены для разных значений только одного параметра n_x . Величина n_y во всех случаях оставалась равной единице.

Полученные зависимости (см. рис. 1) позволяют утверждать, что, во-первых, при 90°-синхронизме максимальная эффективность ГВГ обеспечивается использованием гауссова пучка (кривая 1): увеличение или уменьшение n_x по сравнению с единицей (кривые 2–5 соответственно) приводит к монотонному уменьшению η ; во-вторых, оптимальное фокусное расстояние линзы зависит от формы распределения амплитуды — чем меньше величина n_x и (или) n_y , тем больше оптимальное значение ξ (тем более жесткой должна быть фокусировка); в-третьих, отмеченные зависимости следует считать медленными: при изменении n_x от 0,5 до 2,5 (см. рис. 1) форма распределения амплитуды основного излучения трансформируется, можно сказать, качественным образом, в то время как оптимальные значения ξ и η изменяются в пределах $< 10\%$.

Все следующие результаты были получены для $\lambda = 0,5782$ мкм, т.е. в условиях, когда влияние ДАЭ становится весьма существенным. В этом легко убедиться, сравнив значения кпд на рис. 1 ($\sim 10\%$) и рис. 2–4 ($\sim 1\%$). Результаты, представленные на рис. 2–4, относятся к сферической фокусировке пучка в кристалл.

На рис. 2 показаны зависимости $\eta(\xi)$, построенные для ряда значений параметра n_x . Значения $n_y = 1$. Видно, что уменьшение n_x приводит (как и в предыдущем случае) к увеличению оптимального значения параметра фокусировки (9a), но это сопровождается заметным возрастанием эффективности ГВГ.

Мы не рассматриваем значения $n_x < 0,25$ (при которых кпд оказался бы еще больше) в силу ряда

ограничений, присущих используемой нами программе.

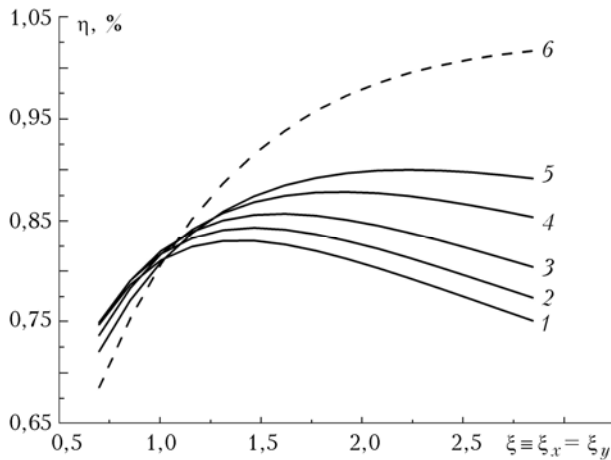


Рис. 2. Сферическая фокусировка. Зависимость эффективности ГВГ η от параметра фокусировки ξ для различных n_x ($n_y = 1$): $n_x = 1,2$ (кривая 1); 1 (2); 0,8 (3); 0,55 (4); 0,4 (5); 0,25 (6)

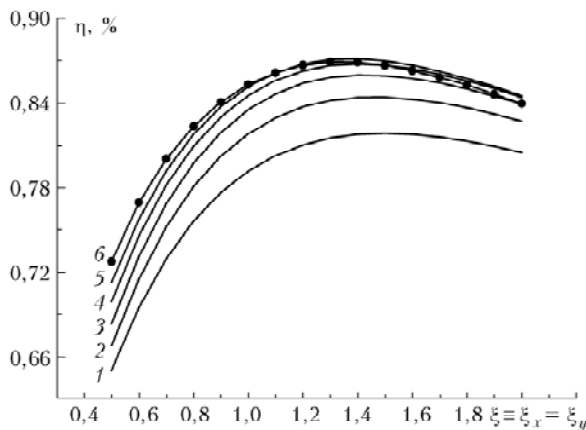


Рис. 3. Сферическая фокусировка. Зависимость эффективности ГВГ η от параметра фокусировки ξ для различных n_y ($n_x = 1$): $n_y = 0,8$ (кривая 1); 1 (2); 1,25 (3); 1,5 (4); 1,8 (5); 2,5 (6) – кривая с точками

На рис. 3 показано, как изменяется кпд при варьировании формы распределения амплитуды в плоскости YZ . Здесь постоянным и равным единице оставался параметр n_x . Видно, что при увеличении n_y эффективность ГВГ монотонно возрастает (кривые 1–5) до значений $n_y \sim 1,8$. Кривая 6 при $n_y = 2,5$ проходит ниже.

Как отмечалось в [5], изменения формы распределения амплитуды в плоскостях XZ и YZ оказывают аддитивное влияние на эффективность ГВГ. Иными словами, если параметры n_x и n_y будут изменяться одновременно и независимо, то результирующее изменение кпд (по сравнению, например, с эффективностью ГВГ гауссова пучка) будет определяться произведением возмущений, вносимых при изменении каждого из этих параметров в отдельности (рис. 4).

Положим, например, $n_x = n_y = 1,8$ (кривая 2). За счет оптимального выбора n_y (см. рис. 3) кпд

должен был бы увеличиться по сравнению с $n_x = n_y = 1$ (кривая 1). Однако этого не происходит, поскольку значение n_x оказалось настолько далеким от оптимального значения (см. рис. 2), что это привело к отрицательному суммарному эффекту.

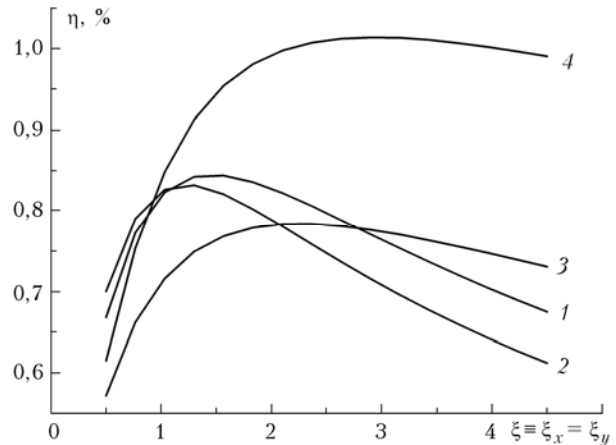


Рис. 4. Сферическая фокусировка. Зависимость эффективности ГВГ η от параметра фокусировки ξ для различных n_x и n_y : $n_x = n_y = 1$ (кривая 1); $n_x = n_y = 1,8$ (2); $n_x = n_y = 0,55$ (3); $n_x = 0,25, n_y = 1,8$ (4)

Аналогичным образом объясняется отсутствие выигрыша и для $n_x = n_y = 0,55$ (кривая 3 на рис. 4). Только здесь за счет неоптимального выбора n_y кпд уменьшился намного больше, чем он вырос за счет удачного выбора n_x . Обратная картина наблюдается при «правильном» выборе n_x и n_y . Этот случай ($n_x = 0,25, n_y = 1,8$) иллюстрирует кривая 4. Здесь максимальное значение кпд оказалось несколько выше, чем на кривой 6 (см. рис. 2), построенной для $n_y = 1$, поскольку в этом случае «сработали» обе возможности увеличения кпд.

Из сказанного выше следует, что, выбирая $n_y = 1,8$ (оптимальное значение) и одновременно уменьшая n_x , можно рассчитывать на заметное (в нашем случае $\sim 20\%$) увеличение кпд по сравнению с $n_x = n_y = 1$. Однако реализовать такое оптимальное распределение на практике будет не просто (если это вообще возможно). Для центрально-симметричных профилей ($n_x = n_y$), как более реальных в практическом плане, снова получаем, что самыми подходящими для ГВГ оказываются гауссовы пучки.

На рис. 5 и 6 представлены результаты исследований эффективности ГВГ при цилиндрической фокусировке [см. формулу (10)] пучка в кристалл. Напомним, что интерес к этому случаю обусловлен тем, что при оптимальном выборе параметров фокусировки (10б) эффективность ГВГ при прочих равных условиях оказывается примерно на 25% выше, чем при оптимальной сферической фокусировке (9б).

На рис. 5 приведены зависимости $\eta(\xi_x)$ для трех значений n_x . В плоскости YZ распределение оставалось гауссовым, а параметр фокусировки ξ_y равным 3,2, т.е. оптимальным в соответствии с (10б). На рис. 6 для трех значений n_y показаны зависимо-

сти $\eta(\xi_y)$ при $n_x = 1$, $\xi_x \approx 0,36$. Уменьшение кпд при удалении n_x и n_y от единицы (в ту или другую сторону) носило монотонный характер, поэтому кривые, соответствующие другим значениям n_x и n_y , здесь не приведены. Сравнение данных зависимостей с кривыми на рис. 1 показало, что все выводы, сформулированные выше для ГВГ при 90°-синхронизме (см. комментарии к рис. 1), остаются в силе и при цилиндрической фокусировке.

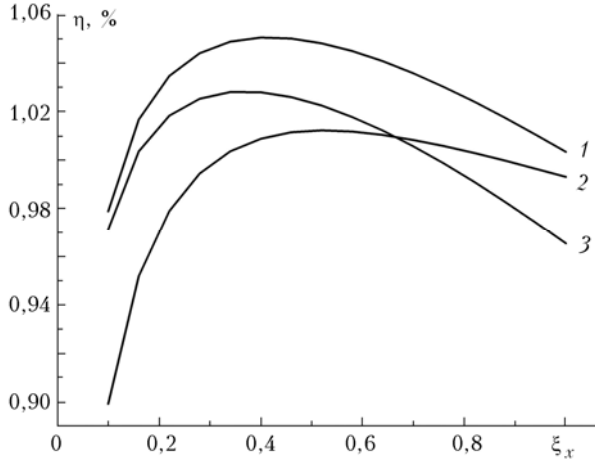


Рис. 5. Цилиндрическая фокусировка. Зависимость эффективности ГВГ η от параметра фокусировки ξ_x для различных n_x ($n_y = 1$, $\xi_y = 3,2$); $n_x = 1$ (кривая 1); 0,5 (2); 2 (3)

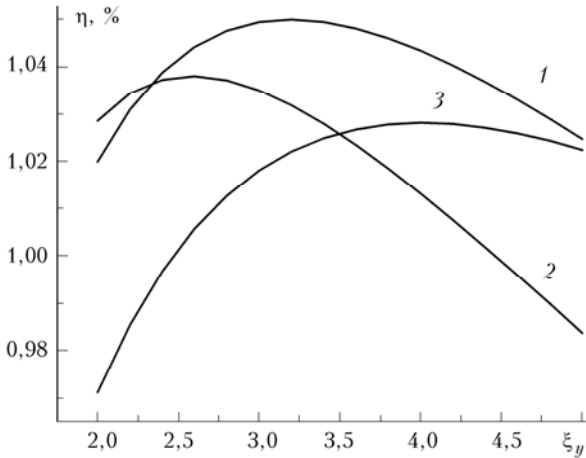


Рис. 6. Цилиндрическая фокусировка. Зависимость эффективности ГВГ η от параметра фокусировки ξ_y для различных n_y ($n_x = 1$, $\xi_x = 0,36$); $n_y = 1$ (кривая 1); 0,5 (2); 2 (3)

Для увеличения объема статистического материала были рассмотрены еще несколько вариантов распределения амплитуды в плоскости перетяжки, когда функция $U_1(x, y)$ [см. (5)] также являлась произведением двух сомножителей, в качестве которых выступали уже не F_G из (6), а

$$F_M(x, a, n, m) = 0,5\sqrt{U_0} \left\{ \exp \left[-\left(\frac{(x-m)^2}{a^2} \right)^n \right] + \exp \left[-\left(\frac{(x+m)^2}{a^2} \right)^n \right] \right\}, \quad (11a)$$

где $0 < m < 2a$;

$$F_L(x, a, n) = \sqrt{U_0} / [1 + (x/a)^2]^n, \quad (11б)$$

$$F_S(x, a, n) = \sqrt{U_0} |\text{sinc}(x/a)|^n. \quad (11в)$$

Основной итог указанных исследований можно кратко сформулировать следующим образом. Использование функций (11) для задания распределения амплитуды в плоскости перетяжки не приводит к какому-либо ощутимому увеличению эффективности ГВГ по сравнению с подробно рассмотренными функциями вида (6). Поэтому, не приводя аналогичные графики, ограничимся лишь замечанием, имеющим, на наш взгляд, принципиальное значение.

Наиболее подходящей из (11) оказалась функция (11в), определяющая амплитудный профиль, очень близкий к гауссову, и позволяющая увеличить кпд примерно на 0,5% по сравнению с лучшим из продемонстрированных выше результатов (см. рис. 5, 6). Важным, в плане наших исследований, является то, что указанное, очень незначительное, увеличение кпд наблюдается при $\xi_{x\text{оп}} \approx 0,9$, $\xi_{y\text{оп}} \approx 6,5$, [сравнить с (10б)], т.е. при более чем двукратном увеличении плотности мощности основного излучения внутри кристалла. Данное обстоятельство по причинам, не требующим специальных комментариев, оказывается очень нежелательным при ГВГ мощного лазерного излучения, что и доказывает бесперспективность практического использования распределений вида (11в).

3. Краткое обсуждение результатов

Все представленные результаты можно разбить на две основные группы. К первой относятся ГВГ при 90°-синхронизме и ГВГ при цилиндрической фокусировке. Ко второй группе относятся результаты, полученные при сферической фокусировке пучка в кристалл. Критерием для такого разбиения служит степень проявления ДАЭ, являющегося одним из основных факторов, ограничивающих эффективность ГВГ узких (сильно сфокусированных) пучков. Результаты, полученные во второй группе, характеризуются самым сильным проявлением ДАЭ и соответственно более низкими значениями кпд по сравнению с цилиндрической фокусировкой (влияние ДАЭ частично ослаблено) и особенно по сравнению с 90°-синхронизмом (влияние ДАЭ исключено полностью). Именно с этих позиций, на наш взгляд, и следует трактовать представленные в настоящей статье результаты.

Отметим, в частности, что результаты, относящиеся к рис. 2–4 (вторая группа), на самом деле показывают зависимость кпд не от формы распределения амплитуды, а от ширины этого распределения, т.е. демонстрируют, по сути дела, возможность уменьшения ДАЭ за счет увеличения «эффективной» ширины пучка вдоль оси X. Действительно, выбирая параметр $n_x < 1$ (увеличивая «расплывание» энергии вдоль оси X или, иными словами, увеличивая эффективный радиус пучка), а параметр $n_y > 1$ (т.е., наоборот, локализуя энергию пучка около центральной оси), мы тем самым

с помощью одной сферической линзы создаем условия, характерные для цилиндрической фокусировки. При этом, сравнивая кривую 4 на рис. 4 (максимальный КПД ~1,01%) и кривую 1 на рис. 5 (максимальный КПД ~1,05%), заключаем, что в рассмотренных нами случаях цилиндрическая фокусировка является более эффективным способом ослабления влияния ДАЭ. Разумеется, нельзя полностью исключать возможность существования таких распределений амплитуды, при которых эффективность ГВГ даже с одной сферической линзой окажется выше результатов, представленных в настоящей статье.

С другой стороны, логично предположить, что указанный выигрыш вряд ли будет сколько-нибудь существенным. Это, очевидно, связано с тем, что возможности цилиндрической фокусировки (которую мы и пытаемся воспроизвести, варьируя параметры n_x и n_y) сами ограничены величиной ~25%, как мы уже отмечали выше.

Таким образом, наиболее полно интересующую нас зависимость эффективности ГВГ от формы распределения амплитуды в плоскости перетяжки демонстрируют кривые (см. рис. 1, 5, 6), относящиеся к первой группе. Отсюда следует основной вывод, что для ГВГ наиболее подходящим является лазерное излучение с гауссовым распределением амплитуды в поперечном сечении. Именно такое излучение позволяет при фокусировке пучка двумя скрещенными цилиндрическими линзами обеспечить максимальную эффективность ГВГ в условиях, когда плотность мощности накачки ограничена сверху некой критической величиной, связанной с началом процесса разрушения нелинейного кристалла. Поскольку строго доказать это положение, на наш взгляд, не представляется возможным, будем считать его справедливым до тех пор, пока не будет показано обратное.

Заключение

Сделаем несколько замечаний общего характера.

1. Несмотря на то что мы имели дело только с кристаллом KDP, все основные выводы останутся применимыми (разумеется, только в качественном

плане) и для любых других одноосных квадратично-нелинейных сред. Это связано с тем, что решение (3), лежащее в основе наших расчетов, не зависит [3] от конкретного вида нелинейного кристалла.

2. В настоящих исследованиях мы ограничились случаем $L = 2$ см и $\Delta_k = 0$. Дополнительные расчеты, проведенные в качестве проверки (результаты не приводятся), показали, что преимущества гауссовых пучков сохраняются при любых размерах L нелинейного кристалла и при значениях волновой расстройки Δ_k , по крайней мере, близких к оптимальному ($|\Delta_{k\text{опт}}| \approx -1,6 \text{ см}^{-1}$). Малоинтересные для практики случаи – ГВГ в условиях сильной волновой расстройки ($|\Delta_k| \gg |\Delta_{k\text{опт}}|$) – мы в данной статье не рассматривали.

3. Основной результат проведенных исследований, декларирующий преимущества гауссовых амплитудных профилей, кроме научно-практического, имеет и определенное прагматическое значение. Связано это с тем, что во многих случаях расчеты эффективности ГВГ существенно упрощаются, если основное излучение является гауссовым пучком. Таким образом, получается, что обращение к этому наиболее простому случаю не только возможно, но и необходимо, когда затрагиваются вопросы, связанные с предельными эффективностями нелинейного преобразования.

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. Изд. 2-е. М.: Наука, 1990. 432 с.
2. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. Изд. 2-е. М.: Физматлит, 2004. 512 с.
3. Троицкий В.О. ГВГ при фокусировке пучка в одноосный кристалл скрещенными цилиндрическими линзами. Приближение заданного поля // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 8. С. 741–747.
4. Гуламов А.А., Ибрагимов Э.А., Редкоречев В.И. Преобразование частоты лазерного излучения с предельной эффективностью. Ташкент: Фан, 1990. 248 с.
5. Колосов В.В., Троицкий В.О. Оптимальная фокусировка пучка при ГВГ в одноосном кристалле. Приближение заданного поля // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. № 2. С. 106–113.
6. Никогосян Д.Н. Кристаллы для нелинейной оптики (справочный обзор) // Квант. электрон. 1977. Т. 4. № 1. С. 5–25.

V.O. Troitskii. The effect of the laser radiation amplitude profile on the second harmonics generation efficiency.

In the approximation of a given field the problem is studied of the effect of the basic radiation amplitude profile in the necking plane of the focusing system on the second harmonics generation efficiency. It is shown that the results correspond most closely to the set problem, which were obtained for the second harmonics generation in conditions, when the influence of the pin-hole aperture effect is either partly weakened (cylindrical focusing) or excluded completely (90° synchronism). It is found that in both cases the maximal second harmonics generation efficiency at the minimal power density of the main radiation is provided by laser beams with the Gaussian amplitude distribution in the cross-section.