

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА СНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТР ГЕНЕРАЦИИ СУММАРНЫХ ЧАСТОТ СО-ЛАЗЕРА

В. В. Степанищев^{1, 2}, А. А. Ионин², И. О. Киняевский², Ю. М. Климачев², И. Ж. Хафизов^{1, 2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Введение

В наши дни активно развиваются источники широкополосного лазерного излучения, которые имеют множество применений, в том числе в исследовании сверхбыстрых явлений [1], генерации высших гармоник [2], спектроскопии [3] и прочих. Одной из задач данного направления является преобразование частоты широкополосного излучения в коротковолновую (ультрафиолетовый диапазон) или в длинноволновую (средний ИК диапазон) область спектра. Для эффективного преобразования частоты необходимо выполнение фазового синхронизма. Наиболее часто используемый метод реализации фазового синхронизма заключается в использовании двулучепреломляющих кристаллов для согласования фазовых скоростей взаимодействующих волн. Для осуществления преобразования частоты широкополосного излучения требуется дополнительное условие: выполнение не критичного спектрального фазового синхронизма. Например, в работах [3–6] реализовано широкополосное преобразование частоты излучения неселективного СО-лазера в различных нелинейных кристаллах. Еще одним способом осуществления преобразования частоты широкополосного излучения в нелинейных кристаллах является введение в оптическую схему угловой дисперсии излучения [7–9].

В работе [10] экспериментально и теоретически исследуется влияние фокусировки пучка на эффективность широкополосной генерации суммарных частот (ГСЧ) спектра СО-лазера. В работе [10] показано, что при преобразовании широкополосного излучения острая фокусировка приводит к увеличению ширины спектра преобразованного излучения и суммарной по спектру эффективности преобразования. Однако предложенная в [10] теоретическая модель слишком упрощенная, так как не учитывает ряд факторов, влияющих на эффективность преобразования, в том числе эффект сноса излучения. Расчёты, проведенные в данной работе, показывают, что эффект сноса излучения играет существенную роль в экспериментальных условиях работы [10].

Поэтому в данной работе исследуется влияние эффекта сноса излучения на спектральные характеристики генерации суммарных частот (ГСЧ) в кристалле $ZnGeP_2$ в рамках упрощенной теоретической модели работы [10].

Методика расчёта

В работе [10] «эффективная длина кристалла» (длина той части кристалла, в которой происходит преобразование частоты излучения) принималась численно равной длине перетяжки гауссова пучка. При этом для учета угловой дисперсии остро сфокусированного пучка, пучок излучения, проходящий через линзу, разбивался на небольшие пучки, падающие на кристалл при различных углах по отношению к оптической оси. Однако, эффективная длина кристалла может быть меньше из-за эффекта сноса излучения (снос вектора Пойнтинга основной волны и волны второй гармоники, коллинеарно распространяющихся вдоль направления, образующего угол ψ с оптической осью кристалла).

Для описания влияния эффекта сноса на спектральные характеристики излучения ГСЧ была использована следующая математическая модель. «Эффективная длина кристалла» принималась равной длине перетяжки, как и в [10] и рассчитывалась по формуле:

$$l = \frac{2\pi n w_0}{\lambda}, \quad (1)$$

где n – показатель преломления кристалла, w_0 – ширина перетяжки гауссовопучка, λ – длина волны излучения. Показатель преломления кристалла ZnGeP_2 рассчитывался по данным справочника [11].

Однако в случае, когда длина сноса излучения оказывалась меньше длины перетяжки, эффективная длина кристалла принималась равной длине сноса излучения. Такой подход объясняется тем, что излучение в результате сноса взаимодействует не на всей длине перетяжки гауссова пучка, а только на той её части, на которой излучение ещё не вышло за пределы перетяжки. Угол сноса излучения в кристалле ZnGeP_2 рассчитывался по формуле [12]:

$$\rho = \arctg \left\{ \frac{n_0^2(\omega)}{2} \left[\frac{1}{n_e^2(\omega)} - \frac{1}{n_0^2(\omega)} \right] \sin 2\psi \right\} \quad (2)$$

где n_0 и n_e – показатели преломления кристалла для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно, ω – частота излучения накачки кристалла, ψ – угол между оптической осью кристалла и волновым вектором основной волны. Длина сноса излучения рассчитывалась по формуле [12]:

$$l_{eff} = \frac{\sqrt{\pi w_0}}{\rho} \quad (3)$$

где w_0 – ширина перетяжки гауссова пучка, ρ – угол сноса излучения в кристалле.

На рис. 1 представлена зависимость длины перетяжки и длины сноса излучения от фокуса линзы f . Отметим, что согласно экспериментальным данным [10], радиус перетяжки 40 мкм соответствовал фокальному расстоянию линзы 12 см.

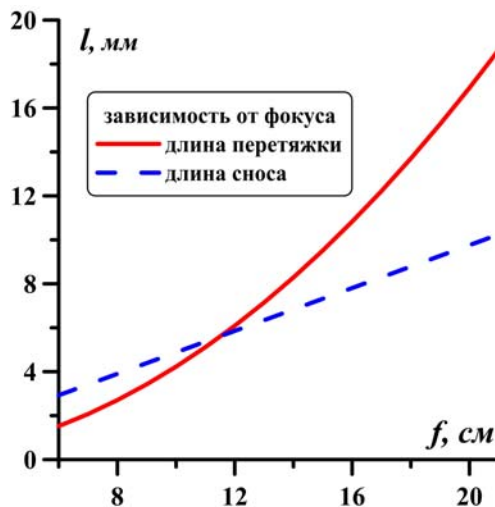


Рис. 1. Зависимость длины перетяжки и длины сноса от фокусного расстояния линзы

Из рис. 1 видно, что длина сноса излучения больше длины перетяжки при фокальном расстоянии линзы менее 11 см. При фокальном расстоянии линзы более 11 см, длина сноса излучения становится меньше длины перетяжки, поэтому для этого случая эффективная длина кристалла принималась равной длине сноса излучения.

Описание результатов

Определив длину кристалла, в которой будет происходить взаимодействие (см. рис. 1), были рассчитаны спектры ГСЧ неселективного СО лазера в кристалле $ZnGeP_2$ для каждого фокусного расстояния по методике, подобной описанной в [10] с учетом сноса излучения. На рис. 2 представлены спектры ГСЧ для фокусного расстояния 11 см и 20 см.

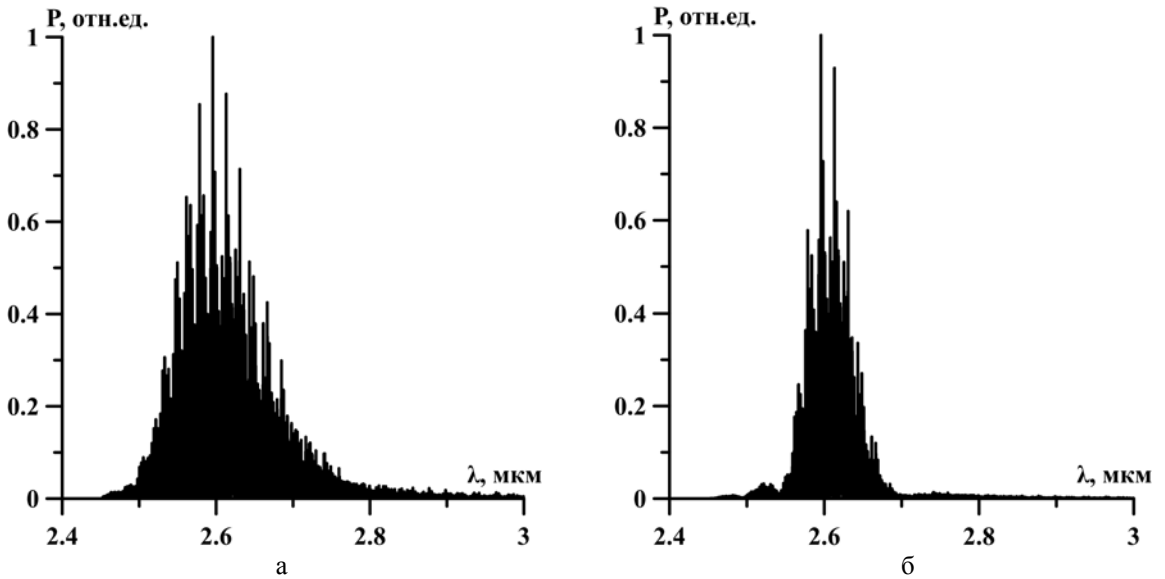


Рис. 2. Спектр ГСЧ неселективного СО лазера при фокусном расстоянии 11 см (а) и 20 см (б)

Из рис. 2 видно, что с увеличением фокусного расстояния ширина спектра ГСЧ уменьшалась. Для фокусного расстояния 11 см ширина спектра ГСЧ на половине мощности составляла 0,0936 мкм, число линий ГСЧ по уровню 0,01 от максимальной мощности составляло 2913. А для фокусного расстояния 20 см ширина спектра ГСЧ на половине мощности составляла 0,0522 мкм, число линий ГСЧ по уровню 0,01 от максимальной мощности составляло 1466.

По методике работы [10] с учетом влияния сноса излучения была рассчитана зависимость эффективности преобразования и максимальной пиковой мощности излучения (для наиболее сильных линий ГСЧ) в зависимости от фокального расстояния линзы (рис. 3). Графики на рис. 3 нормированы на единицу для удобства визуального сравнения полученных зависимостей.

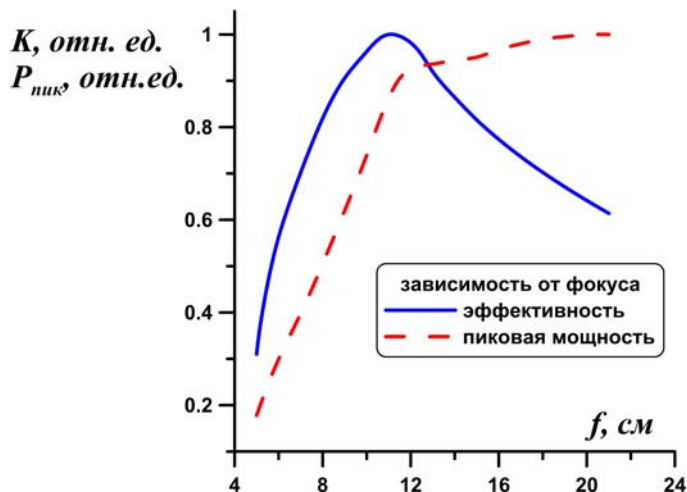


Рис. 3. Зависимость эффективности и пиковой мощности от фокусного расстояния линзы

Из рис. 3 видно, что при уменьшении длины фокусного расстояния линзы, максимальная пиковая мощность излучения наиболее сильных линий ГСЧ уменьшается. Однако эффективность преобразования увеличивается и достигает максимума при длине фокуса 11 см. Это связано с тем, что более острая фокусировка приводит к уширению спектра ГСЧ, что компенсирует уменьшение максимальной пиковой мощности и приводит к увеличению интегральной по спектру мощности излучения. Точка изгиба зависимостей на рис. 3 соответствует моменту начала влияния эффекта сноса на процесс ГСЧ.

Заключение

В работе показано влияние эффекта сноса на процесс ГСЧ излучения неселективного СО-лазера в кристалле ZnGeP_2 . Эффект сноса становится существенным при фокусном расстоянии линзы более 11 см и приводит к снижению как эффективности преобразования, так и максимальной мощности преобразованного излучения. Таким образом предложена улучшенная теоретическая модель влияния фокусировки излучения неселективного СО лазера на широкополосную генерацию суммарных частот.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-19-10619).

Список литературы

1. Stepanov E. A., Lanin A. A., Voronin A. A., Fedotov A. B., Zheltikov A. M. Solid-State Source of Subcycle Pulses in the Midinfrared // *Physics Review Letters*, 2016. 117, 043901.
2. Neyra E., Videla F., Pérez-Hernández J. A., Ciappina M. F., Roso L., Torchia G. A. Extending the high-order harmonic generation cutoff by means of self-phase-modulated chirped pulses // *Laser Physics Letters*, 2016. 13, 115303.
3. Budilova O. V., Ionin A. A., Kinyaevskiy I. O., Klimachev Yu. M., Kotkov A. A., Kozlov A. Yu. // Absorption of the CO laser sum frequency radiation obtained in a nonlinear crystal AgGaSe_2 by molecular gases // *Journal of Physics Conference Series*, 2016. 769, 012042.
4. Ionin A. A., Kinyaevskiy I. O., Klimachev Yu. M., Kotkov A. A., Kozlov A. Yu., Andreev Yu. M., Lanskii G. V., Shaiduko A. V., Soluyanov A. V. Cascaded carbon monoxide laser frequency conversion into the 4.3–4.9 μm range in a single ZnGeP_2 crystal // *Optics Letters*, 2012. 37, 2838–2840.
5. Andreev Yu. M., Ionin A. A., Kinyaevskiy I. O., Klimachev Yu. M., Kotkov A. A., Kozlov A. Yu., Lanskii G. V., Shaiduko A. V. Broadband carbon monoxide laser system operating in the wavelength range of 2.5 – 8.3 μm // *Quantum Electronics*, 2013. 43, 139.
6. Budilova O. V., Ionin A. A., Kinyaevskiy I. O., Klimachev Yu. M., Kotkov A. A., Kozlov A. Yu., Lanskii G. V. Broadband two-stage frequency conversion of CO laser in AgGaSe_2 crystal // *Optics Letters*, 2016. 41, 777–780.
7. Berezovskii V. V., Gergel' I. V., D'yachkov A. B., Lebedev A. V. Doubling of the emission frequency of a CO_2 laser in a wide range of wavelengths // *SOV J QUANTUM ELECTRON*, 1989. 19, 920–922.
8. Szab G. and Bor Z. Broadband Frequency Doubler for Femtosecond Pulses // *Applied Physics* 1990. B, 50, 51–54.
9. Martinez O. E. Achromatic Phase Matchng for Second Harmonic Generation of Femtosecond Pulses // *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, 1989. 25, 2464–2468.
10. Ionin A. A., Kinyaevskiy I. O., Klimachev Yu. M., Kotkov A. A., and Seleznev L. V. // *Laser physics letters*, 2017 (in print).
11. Dmitriev V. G., Gurzadyan G. G. and Nikogosyan D. N. Handbook of Nonlinear Optical Crystals, 1997. Vol 32 / Ed. A. E. Siegman (Berlin: Springer), pp. 141.
12. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989. С. 98–100.