

УДК 535.3

**ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ПОД
ДЕЙСТВИЕМ СОЛНЕЧНЫХ ЛУЧЕЙ**

Насиров Тулкун Закирович

*кандидат физико-математических наук, доцент Ташкентского
государственного технического университета, Узбекистан,*

г. Ташкент

e-mail: tulkunnasirov@yandex.ru

Юсупов Джавдат Бакиджанович

*доктор физико-математических наук, профессор Ташкентского
государственного технического университета, Узбекистан,*

г. Ташкент

Хожиев Фаррух Аминович

магистрант Ташкентского государственного технического университета,

Узбекистан, г. Ташкент

Маматкосимов Мирзасултон Абдураимович

*доктор технических наук, ведущий научный сотрудник научно-
производственного объединения «Физика-Солнце» института
материаловедения АН Республики Узбекистан, Узбекистан,*

г. Паркент

**EFFICIENCY OF SECOND HARMONICS GENERATION BY
SUNSHINE RAYS ACTION**

Nasirov Tulkun Zakirovich

doctor of philosophy in physics and mathematics, professor of Tashkent State

Technical University, Uzbekistan, Tashkent

e-mail: tulkunnasirov@yandex.ru

Yusupov Djavdat Bakidjanovich

doctor of science in physics and mathematics, professor of Tashkent State

Technical University, Uzbekistan, Tashkent

Khojiyev Farrukh Aminovich

Magister of Tashkent State Technical University, Uzbekistan, Tashkent

Mamatqosimov Mirzasulton Abduraimovich

Doctor of science in technical sciences, leading scientific researcher of scientific producing organization "Fizika-Solntse" by institute of material science of Uzbekistan academy of sciences, Uzbekistan, Parkent

Аннотация

Представлены результаты экспериментов, проведенных на зеркально-концентрирующих системах Большой Солнечной Печи мегаваттной мощности в городе Паркенте Ташкентской области по изучению эффективности преобразования солнечных лучей на вторичную гармонику с применением одноосного кристалла ниобата бария-натрия. Показано, что для накачки Nd:YAG лазера, вместо обычных источников электрической энергии, можно использовать сконцентрированные солнечные лучи. Выявлено, что такая процедура освобождает от прямых затрат на накачку и является в несколько раз экономичней при получении той же выходной мощности, чем традиционные лазеры, накачиваемые от источников электрической энергии. Получена зависимость эффективности второй гармоники как от мощности, так и от вида поляризации входного сигнала. Показано, что при соответствующей подстройке элементов экспериментальной установки и в случае линейной поляризации входного сигнала можно довести эффективность генерации второй гармоники до 80 %.

Abstract

Results of experiments carrying out with mirror-concentrated systems in big Solar stoves having megawatt power in Parkent town of Tashkent district on study efficiency on transformation sunshine rays to the second harmonics using one dimension crystal of niobat barium-natrium have been presented. It has been shown that for pumping Nd:YAG laser we can use concentrated sunshine rays instead of

usual electric energy sources. It has been identified that this procedure exemts us from direct costs for pumping of laser and one is economic for several times by producing thus power than traditional lasers pumping from electric energy sources. The dependence of efficiency for second harmonics as on power and as on polarisation kind of input signals has been obtained. It has been shown that by corresponding adjusting elements of experimental device and in case of linear polarisation of input signal we can reach efficiency of second harmonics generation up to 80 %.

Ключевые слова: зеркально-концентрированные системы, Большая Солнечная Печь, иттрий-алюминиевый гранат, вторая гармоника, эффективность генерации

Keywords: mirror-concentrated systems, Big Solar stoves, ittrium-alyuminium granat; second generation; generation efficiency

Введение

Создание экспериментальной установки для наблюдения многофотонных процессов, в частности – удвоения частоты, представляет большой интерес для современной нелинейной оптики и нанотехнологий. Известно, что удвоение частоты основано на нелинейном взаимодействии интенсивного когерентного излучения с прозрачной оптической средой без центра инверсии, индуцированная поляризация которой имеет нелинейную зависимость от вызывающего ее электрической составляющей электромагнитного поля [1, с. 15].

Имеется ряд работ [2, с. 147; 3, с. 5], где было проведено теоретическое исследование явления, возникающего при генерации второй гармоники. В частности, было получено аналитическое описание усиления резонансных гармоник высокого порядка и изменение их спектральной фазы в окрестности резонанса [3, с. 5].

В работе [4, с. 342] были исследованы поляризационные свойства генерации второй гармоники в световодах с периодически наведенной квадратичной нелинейностью, результатом которых, в частности, является предсказание возможности плавной перестройки частоты с малым шагом. Там же отмечается, что данное устройство может найти применение в биомедицинских, спектрометрических и прочих исследованиях.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов, проведенных на зеркально-концентрирующих системах (ЗКС) Большой Солнечной Печи (БСП) мегаваттной мощности в г. Паркенте Ташкентской области по изучению эффективности преобразования солнечных лучей на вторичную гармонику с применением одноосного кристалла ниобата бария-натрия.

Основная часть

При нелинейном взаимодействии отклик оптической среды поляризация P имеет небольшую дополнительную составляющую P^{nl} к линейной P^l [1, с. 15]:

$$P = P^l + P^{nl} = \chi E + dE^2 + \Theta E^3 + \dots,$$

где d и Θ – параметры нелинейной восприимчивости, определяемые свойствами конкретной оптически нелинейной среды и не зависящие от напряженности светового поля E . Они характеризуют нелинейность среды, причем отношение конкретного члена к предыдущему, обычно имеет значение порядка $10^{-8} - 10^{-9}$. Именно поэтому, обычно, вклад членов после третьего пренебрегается.

Основные достижения нелинейной оптики получены в случае использования нелинейных эффектов [4, с. 342], описываемых квадратичной нелинейной восприимчивостью d , когда

$$P^{nl} \approx dE^2.$$

В этом случае при гармоническом распределении в нелинейной среде световой волны $E(t) = E_0 \cos(\omega t - kx)$ с частотой ω получим величину P со следующими составляющими [2, с. 147]:

$$P = P_0 + P_\omega + P_{2\omega} = \frac{d}{2} E_0^2 + \chi E_0 \cos(\omega t - kx) + \frac{d}{2} E_0^2 \cos [2(\omega t - kx)].$$

Волна поляризации будет, следовательно, возбуждать в нелинейной среде волну излучения не только с частотой ω , но и с удвоенной частотой $\omega_1 = 2\omega$ (так называемую вторую гармонику), волновой вектор k_1 которой определяется соотношением:

$$k_1 = \frac{\omega_1}{v_1} = \frac{\omega_1 n_1}{c},$$

где n_1 – коэффициент преломления среды для излучения с удвоенной частотой $\omega_1 = 2\omega$, v_1 – скорость распространения вторичной волны с частотой $\omega_1 = 2\omega$.

В отличие от лазерных источников, для создания вторичной гармоники не требуется, чтобы индуцирующее излучение находилось в резонансе с индуцируемым. В нелинейных диэлектрических средах могут генерироваться гармоники света благодаря одновременному поглощению двух фотонов и испусканию фотона суммарной частоты (см. рис.1).

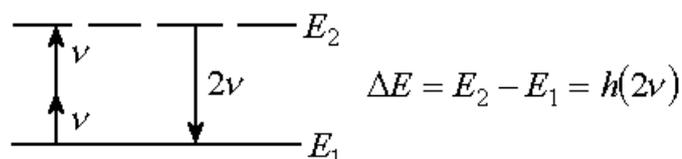


Рис.1. Диаграмма энергетических уровней E_1 и E_2 , иллюстрирующая процесс генерации второй гармоники

При этом для генерации второй гармоники необходимо выполнение следующих условий:

- в среде должен отсутствовать центр инверсии;
- среда должна быть прозрачна как на основной частоте, так и на частоте второй гармоники;

– ширина запрещенной зоны среды $\Delta E = E_2 - E_1$ должна соответствовать выходной энергии вторичного фотона $\Delta E = h(2\nu)$.

Интенсивность излучения второй гармоники $I_{2\omega}$ на выходе кристалла длиной l определяется как [5, с. 501]

$$I_{2\omega} = E_{2\omega}(l)E_{2\omega}^*(l) = \left(\frac{\mu}{\varepsilon_0}\right) \frac{\omega^2 d^2 l^2}{n^2} E_{\omega}^4 \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{(\Delta k l / 2)^2}$$

где $\Delta k = k_1 - 2k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$, $k_{\omega} = \omega n_{\omega} / c$; n – показатель преломления (такой, что $n^2 = \varepsilon / \varepsilon_0$); μ , ε – магнитная и электрическая проницаемости среды, соответственно.

Интенсивность входного пучка сечением S определяется по формуле:

$$I_{2\omega} = \frac{P_{2\omega}}{S} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} |E_{2\omega}|^2$$

В таком случае эффективность преобразования поля входного излучения на частоте ω в поле на удвоенной частоте 2ω вычисляется по формуле:

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = 2 \left(\frac{\mu}{\varepsilon_0}\right) \frac{\omega^2 d^2 l^2 \sin^2(\Delta k l / 2)}{n_{\omega}^2 n_{2\omega}} \frac{P_{\omega}}{S}$$

В приближении плоской возмущающей волны величина η пропорциональна $P_{\omega} / S = I_{\omega}$ – интенсивности основного излучения и при $\Delta k \neq 0$ зависит от интерференции двух волн второй гармоники, описываемой множителем

$$\frac{(\Delta k l / 2)^{-2}}{\sin(\Delta k l / 2)}$$

Когерентная длина l_{coh} , равная по определению расстоянию между двумя соседними максимумами этой интерференционной картины, вычисляется по формуле:

$$l_{\text{coh}} = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{k_1 - 2k} = \frac{2\pi c}{2\omega(n_{2\omega} - n_{\omega})} = \frac{h}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})}. \quad (1)$$

Эта величина определяет максимальную длину среды, которую можно использовать для эффективной генерации 2-ой гармоники.

При $l = l_{\text{coh}}$ энергия выходного сигнала, описываемого соотношением (1), будет максимальной. В случае нормальной дисперсии оптической среды

величина рассогласования фаз Δk между волной поляризации и волной накачки, как правило, велика; следовательно, l_{koh} мала.

Если же в нелинейной среде имеет место согласование фаз ($\Delta k=0$), то величина выходного сигнала будет значительной и пропорциональной квадрату длины кристалла.

Поглощенная средой энергия пропорциональна

$$W = \frac{1}{2} \omega P E \sin \varphi,$$

где φ – разность фаз между волной поляризации и возмущающей электромагнитной волной.

В случае $\Delta k=0$ генерируемая волна отстает по фазе от волны поляризации на 90° и энергия переходит от волны поляризации к электромагнитной волне ($W < 0$). При $\Delta k \neq 0$ это происходит только при $l=0$; в противном случае происходит обратный процесс передачи энергии, т.е. при несинхронном взаимодействии совершается периодический процесс передачи энергии от падающих волн к генерируемым и обратно. При длине нелинейной среды, равной $2l_{\text{koh}}$ на выходе вторая гармоника отсутствует, а мощность основной волны равна ее мощности на входе, т.е. потерь энергии не происходит.

Что же касается промежуточного расстояния $l_{\text{koh}} \leq l \leq 2l_{\text{koh}}$, то для возрастания мощности второй гармоники организуют так называемое "квазисинхронное" взаимодействие.

Условие синхронизма

Известно, что эффективность процесса генерации второй гармоники зависит от фазовых соотношений между основной волной и второй гармоникой. Возникает своеобразная интерференция, способная либо усилить, либо ослабить этот процесс. Для обеспечения эффективного процесса генерации излучения вторичной гармоники, т.е. для максимальной перекачки энергии от основной волны ко вторичной гармонике, необходимо создать такие условия, при которых фазовые скорости распространения волны поляризации

$P_{2\omega}$ и излучения вторичной гармоники $\omega_1=2\omega$ были равны, т.е. волна вторичной гармоники долго оставалась в одинаковой фазе с создающей ее волной поляризации. Отсюда вытекает условие эффективной генерации вторичной гармоники при коллинеарном взаимодействии – так называемое условие фазового синхронизма [6, с. 663; 7, с. 151]

$$k_1=k_{2\omega}=k_\omega+k_\omega=2k_\omega,$$

т.к. $k_\omega=\omega n_\omega/c=\omega/v$, то $n_1\omega_1=2n\omega$ или $n(\omega)=n_1(\omega_1)=n(2\omega)$ или $v(\omega)=v(2\omega)$.

В связи с тем, что в обычных средах в оптическом диапазоне всегда существует дисперсия, для обыкновенных или необыкновенных волн с разными частотами удовлетворить условию фазового синхронизма практически невозможно. Поэтому равенство фазовых скоростей для различных частот осуществляется искусственно используя свойства волн различной поляризации при их распространении в анизотропной среде.

В настоящей работе фазовый синхронизм был осуществлен используя отрицательный одноосный кристалл, обладающий естественным двулучепреломлением, – ниобат бария натрия.

Известно, что в анизотропной среде всегда можно найти такое направление (например, расположенное под углом Θ_m к его оптической оси), вдоль которого показатели преломления для обыкновенной волны с частотой ω и для необыкновенной волны с частотой 2ω совпадают

$$n_0^\omega = n_e^{2\omega}(\Theta_m); \quad v(\omega) = v(2\omega),$$

т.е. выполняется условие фазового синхронизма. Тогда

$$\frac{\cos^2 \Theta_m}{(n_0^{2\omega})^2} + \frac{\sin^2 \Theta_m}{(n_e^{2\omega})^2} = \frac{1}{(n_0^\omega)^2},$$

откуда

$$\sin^2 \Theta_m = \frac{(n_0^\omega)^{-2} - (n_0^{2\omega})^{-2}}{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_0^{2\omega})^{-2}}.$$

Принцип обеспечения фазового синхронизма заключается в том, что для отрицательных двулучепреломляющих кристаллов основная волна должна являться обыкновенным лучом (o -луч), а вторая гармоника – необыкновенным

(*e*-луч). Синхронным является взаимодействие двух (обыкновенной и необыкновенной) основных волн с обыкновенной волной второй гармоники в положительном кристалле и с необыкновенной волной второй гармоники в отрицательном кристалле. Если на входе основные волны имеют одну линейную поляризацию, то синхронизм относится к I типу, а если разную – то ко II типу.

Описание экспериментальной установки

С целью получения более эффективной генерации второй гармоники на фокальной плоскости с температурой порядка 700 °С и давлением 10 *атм* была сконструирована трубчатая конусообразная конструкция приемника, согласованная с соответствующим распределением лучистого потока солнца в фокальной плоскости концентратора размером 54x47 м с фокусным расстоянием $F=18$ м и максимальным апертурным углом 75° (рис.2) [8, с. 5].

Охлаждение установки осуществлялось холодной водой с температурой ниже 30 °С, которая подавалась с помощью насоса под давлением 3–12 *атм* в зависимости от интенсивности солнечной радиации. Солнечная радиация 800 *Вт/м²* направлялась через 18-28 гелиостатов на концентратор. В это время в фокусе БСП достигнутое значение светового потока составляло $2,4-4,0 \cdot 10^6$ *Вт/м²*. Средняя скорость подачи холодной воды поддерживалась 13-15 л/мин.

В экспериментах был использован источник лазерного излучения с активным элементом Nd:YAG, рабочие размеры которого составляли 6x130 мм. Следует отметить, что в отличие от обычных случаев, когда лазерное излучение создается источниками электрической энергии, в наших экспериментах Nd:YAG лазер включали с помощью сконцентрированных солнечных лучей.

Данное обстоятельство выделяет особенность полученной конструкции установки среди традиционных лазеров тем, что она не требует прямых затрат на накачку и в несколько раз экономичнее при получении той же выходной мощности, чем традиционные лазеры, накачиваемые от источников

электрической энергии.

В целях получения сравнительной картины параметров второй гармоники при выходе из вышеуказанного кристалла эксперименты проводились в четырех вариантах. При этом в качестве входных сигналов были использованы естественный (1-вариант), линейно поляризованный (2-вариант), эллиптически (3-вариант) и кругово (4-вариант) поляризованные лучи.

В работе активной средой служил алюмоиттриевый гранат ($Y_3Al_5O_{12}$), легированный неодимом ($YAG:Nd^{3+}$), имеющий форму параллелепипеда размером $(1,1 \times 2 \times 45)$ мм с торцами, срезанными под углом Брюстера. Со сторон входа и выхода из активного элемента установлены зеркала, высокоотражающие на длине волны $\lambda_1=1,064$ мкм и пропускающие излучение на $\lambda_2=0,532$ мкм. Накачка лазера осуществлялась солнечными лучами, сконцентрированными с помощью 18-28 гелиостатов.

В качестве преобразователя частоты излучения (с длиной волны $\lambda=1064$ нм) в зеленую область спектра (длина волны $\lambda_2=532$ нм) использовали нелинейный кристалл, обладающий свойством двулучепреломления – кристалл ниобата бария-натрия ($Ba_2NaNb_5O_{15}$) [рис.3].

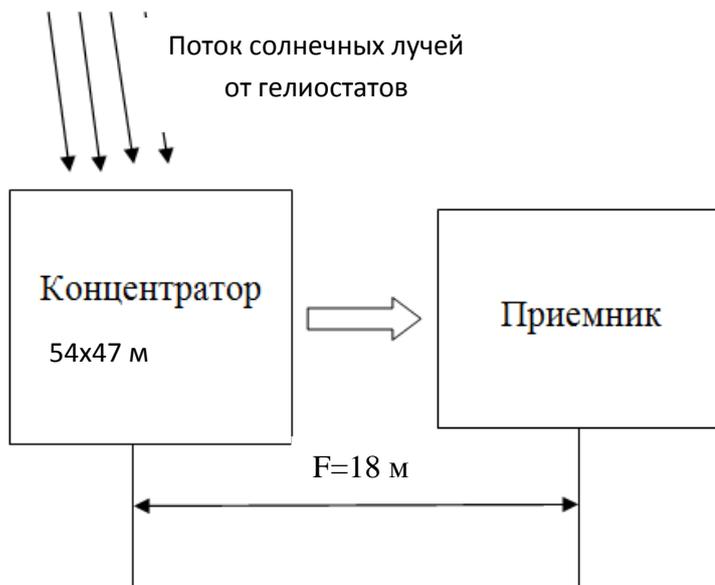


Рис.2. Функциональная схема установки по сбору солнечных лучей

Точная настройка на синхронизм осуществлялась подстроечным сопротивлением, расположенным на излучателе, во всем диапазоне регулирования температуры термостабилизации. Контроль мощности второй гармоники проводили по измерителю средней мощности. Подстройка синхронизма осуществлялась по максимальной интенсивности зеленого света [11].

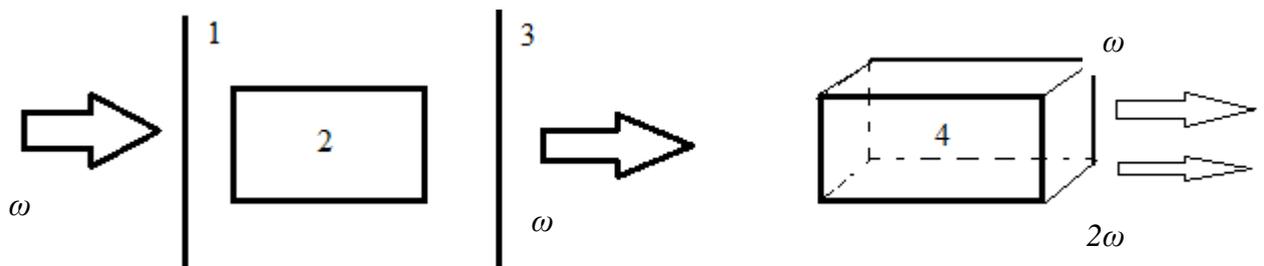


Рис.3. Схема генерации второй гармоники в приемнике: 1 и 3 – зеркала, отражающие гармонику 1064 *мкм* и пропускающие 532 *мкм*; 2 – активный элемент; 4 – нелинейная среда, создающая вторую гармонику.

Основными элементами экспериментальной установки являются система защитных экранов от тепловых нагрузок; контролируемая система охлаждения элементов и узлов преобразовательного стенда; лазерный резонатор и вторичный отражатель, предназначенный для увеличения эффективности накачки за счет переотражения и обеспечения накачки со всех сторон активного элемента. Внешний вид узлов оборудования, снятые в рабочей обстановке, представлены на рис. 4 и 5.



Рис.4. Внешний вид паровой турбины и генератора.

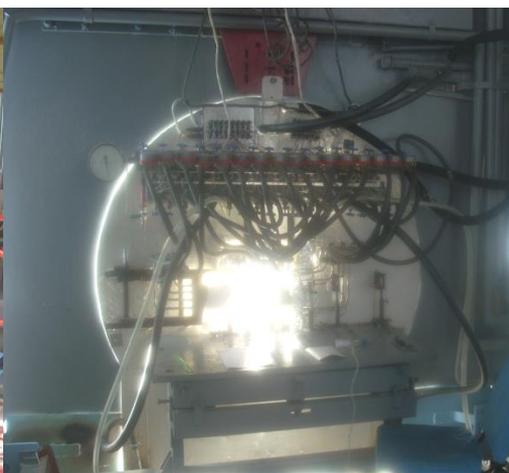


Рис.5. Внешний вид установки для солнечной накачки лазера

Самый большой по возможности сбор энергии лучистого потока Солнца с максимально возможной концентрируемой плотностью оставался в ЗКС с эффективной рабочей площадью сбора – 1820 м^2 , в фокальной зоне которых диаметром $160 \pm 10 \text{ см}$ концентрировалась мощность до 1 МВт , 75 % которой сосредотачивалась на размере 40 см .

При мобилизации 40 % мощности БСП в центральной части ее фокальной зоны, диафрагмированной размером $13 \times 13 \text{ см}$, была получена мощность лазерного излучения до 80 Вт от одного активного элемента Nd:YAG, с активными рабочими размерами $6 \times 130 \text{ мм}$.

В качестве конкретного применения полученной конструкции была изучена эффективность генерации второй гармоники при различных входных сигналах к кристаллу.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Результаты экспериментов по изучению эффективности генерации второй гармоники с применением легированным неодимом алюмоиттриевого граната, проведенных на ЗКС БСП мегаваттной мощности в г. Паркенте Ташкентской области, представлены на рис.6.

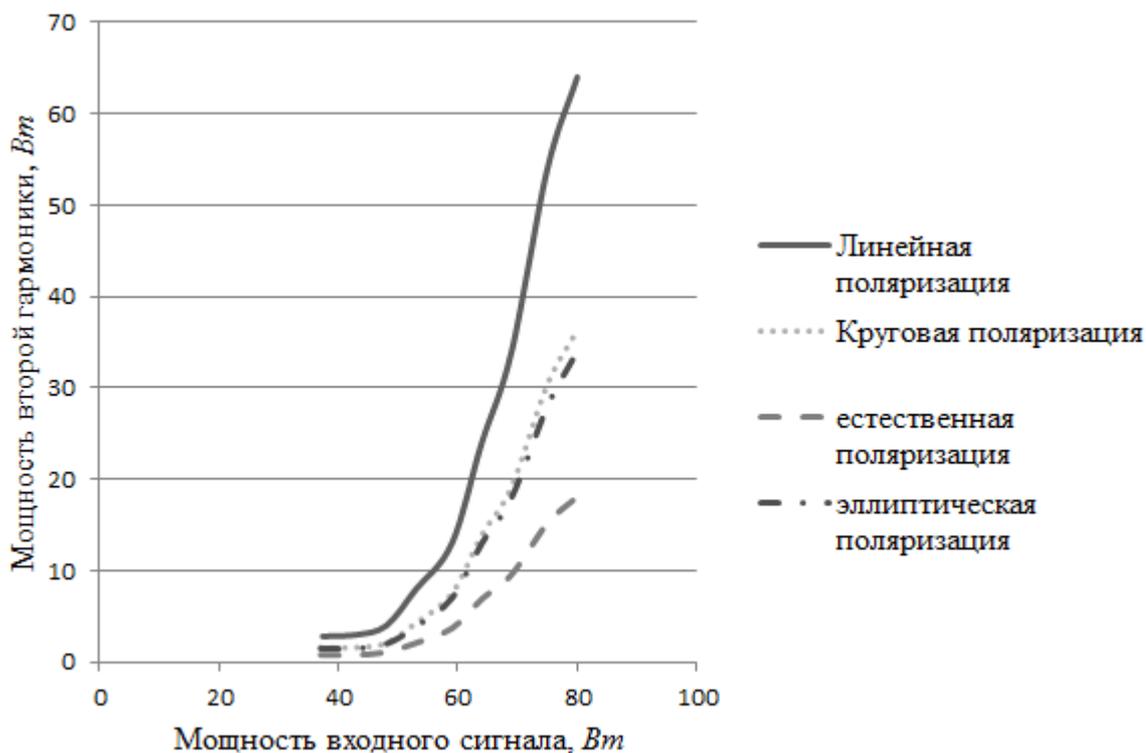


Рис.6. Эффективность генерации второй гармоники в зависимости от мощности входного сигнала

Из рисунка видно, что практически во всех вариантах наблюдается увеличение мощности второй гармоники с ростом мощности входного сигнала. С одной стороны, кажется, что дальнейшее увеличение мощности способствовало бы к самосогласованному росту эффективности второй гармоники. Однако, с другой стороны, это является небезопасным в связи с возможным разогревом (и даже расплавлением) кристалла, в результате которого может нарушиться фазовый синхронизм.

На экспериментах наименьшая мощность второй гармоники получена в случае естественной поляризации, а эллиптическая и круговая поляризация заняли промежуточную и практически одинаковую позицию. Что касается наибольшей мощности, то она имеет место в случае линейной поляризации входного сигнала, где эффективность генерации η достигла до 80 %.

Следует также заметить, что мощность второй гармоники в случаях эллиптически и кругово поляризованных входных сигналов практически вдвое,

а естественно поляризованный – в четырежды меньше, чем мощность при линейной поляризации.

Заключение

Таким образом, на основании анализа результатов экспериментов, проведенных на зеркально-концентрирующих системах Большой Солнечной Печи мегаваттной мощности в г. Паркенте Ташкентской области по изучению эффективности преобразования солнечных лучей на вторичную гармонику с применением одноосного кристалла ниобата бария-натрия, можно сделать следующие выводы:

во-первых, для накачки Nd:YAG лазера, вместо обычных источников электрической энергии, можно использовать сконцентрированные солнечные лучи; такая процедура освобождает от прямых затрат на накачку и является в несколько раз экономичней при получении той же выходной мощности, чем традиционные лазеры, накачиваемые от источников электрической энергии;

во-вторых, мощность второй гармоники в случаях эллиптически и кругово поляризованных входных сигналов вдвое, а естественно поляризованный – в четырежды меньше, чем мощность при линейной поляризации; скорее всего это связано с тем, что в случае линейной поляризации мы имеем дело с выполнением условий фазового синхронизма двух типов, которое не имеет место для остальных лучей;

в-третьих, при соответствующей подстройке элементов экспериментальной установки и в случае линейной поляризации входного сигнала можно довести эффективность генерации второй гармоники до 80 %.

Список литературы

1. Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю. Основы аттосекундной физики. Нижний Новгород. 2014. 52 с.

2. Герасимов А.М., Кундикова Н.Д., Микляев Ю.В. Эффективность генерации второй гармоники в одномерном фотонном кристалле из изотропного материала // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. физика». 2013. т.5. № 2. С. 147-150.
3. Хохлова М.А. Генерация высоких гармоник интенсивного лазерного излучения: роль резонансов среды и поляризации генерирующего поля / Диссертация на соискание ученой степени кандидат физико-математических наук. Москва. 2016. 125 с.
4. Донцова Е.И., Лобач И.А., Достовалов А.В., Каблуков С.И. Исследование поляризационных свойств генерации второй гармоники в световодах с периодически наведенной квадратичной нелинейностью // Прикладная фотоника. 2015. т.2. № 4. С. 342-357.
5. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Нелинейная оптика. Москва. Наука. 2004. 654 с.
6. Карпович Э.В. Солнечные батареи и лазеры для экологически чистой энергетики. в сборнике: энергоэффективные и ресурсосберегающие технологии и системы. Межвузовский сборник научных трудов. Саранск, 2017. С. 663-666.
7. Данилов О.Б., Жевлаков А.П., Юрьев М.С. Кислород-йодные лазеры с оптической (солнечной) накачкой // Оптика и спектроскопия, 2014. Т. 117. № 1. С. 151.
8. Маматкосимов М.А. Оптимизация зеркально-концентрирующих систем большой солнечной печи и других энергетических установок для повышения их эффективности /Автореферат на соискание ученой степени доктора технических наук, 2017 г.