

## ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВО ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ

*В. Д. Волосов и М. И. Рацектаева*

При использовании специальной оптической системы формирования пучка лазера, состоящей из цилиндрических линз, получено преобразование в кристалле KDP излучения сравнительно маломощного лазера на неодимовом стекле ( $P \approx 30$  Мвт/см<sup>2</sup>) во вторую гармонику с к. п. д. 65%.

### Введение

Вопросу влияния параметров излучения лазера и нелинейной среды на эффективность преобразования этого излучения во вторую гармонику посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ. В частности, исследуется влияние расходимости [1-3], некогерентности [4-7] и поляризации [8] излучения лазера, а также длины нелинейного кристалла [3] и его ориентации [9] на эффективность удвоения частоты излучения. При этом, изучая зависимость эффективности от какого-либо одного из перечисленных параметров, авторы, как правило, не стремились к оптимизации всех остальных параметров, что значительно упрощало процесс исследования.

В настоящей работе ставится задача оптимизации схемы оптического удвоителя частоты в целом, по всем параметрам, что позволит выяснить предельную эффективность преобразования во вторую гармонику частоты излучения твердотельного лазера, на неодимовом стекле, при использовании в качестве нелинейной среды кристалла KDP, расположенного вне резонатора.

Как нетрудно убедиться, одномодовый лазер на твердом теле, несмотря на дифракционную расходимость и весьма малую ширину спектральной линии его излучения, не может быть безоговорочно принят в качестве оптимального варианта генератора основной частоты, поскольку обычно применяемые для получения одномодового режима селекторы приводят к значительным потерям мощности генерируемого излучения [10]. Измерения величины дисперсии направления синхронизма позволили установить критерий квазиоднохроматичности излучения лазера при генерации второй гармоники (ГВГ) этого излучения в различных нелинейных средах [7]. Так, при ГВГ излучения лазера на неодимовом стекле в кристалле KDP (взаимодействие  $oe \rightarrow e$ ) ширина линии излучения  $\sim 0.1$  нм уже достаточно «узкая», чтобы практически не влиять на эффективность преобразования. В то же время известно [10], что сужение спектральной линии до указанной величины может быть достигнуто при незначительной (не превышающей 10—15%) потере энергии излучения.

Другим, весьма существенно влияющим на эффективность ГВГ, фактором является поляризация излучения лазера. Действительно, если при взаимодействии  $oo \rightarrow e$  в генерировании гармоники участвует лишь обыкновенная волна основной частоты, то при взаимодействии  $oe \rightarrow e$  эффективное преобразование частоты возможно лишь при равенстве амплитуд обыкновенной и необыкновенной волн основной частоты [8].

В то же время излучение реальных лазеров вследствие неравномерности распределения накачки по сечению активного элемента, а также частичной поляризации при полном внутреннем отражении на призме — модуляторе добротности резонатора, часто имеет некоторую преимущественную поляризацию в одной плоскости [11]. По этой причине корректное экспериментальное сравнение к. п. д. удвоения частоты при взаимодействиях  $oo \rightarrow e$  и  $oe \rightarrow e$ , а также реализация максимальной эффективности преобразования возможны лишь при линейно поляризованном излучении лазера.

Как показано в работе [12] одного из авторов настоящей статьи, пространственная структура лазерного пучка, т. е. соотношение между расходимостью излучения в главном сечении кристалла и плотностью излучения, также существенным образом влияет на к. п. д. при ГВГ.

Таким образом, можно сформулировать следующие основные требования к параметрам излучения при исследовании предельной эффективности преобразования этого излучения во вторую гармонику:

- а) излучение лазера должно быть линейно поляризовано;
- б) ширина спектральной линии излучения не должна превышать 0.1 нм (при взаимодействии  $oe \rightarrow e$  в кристалле KDP);
- в) должна быть применена такая система формирования пучка лазера, которая обеспечит оптимальную, с точки зрения к. п. д. преобразования, пространственную структуру пучка.

### Экспериментальная установка

Оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Излучение лазера на неодимовом стекле 1, работающего в моноимпульсном режиме (модуляция добротности осуществлялась с помощью вращающейся со скоростью 25 000 об./мин. призмы), линейно поляризовалось с помощью двух плоскопараллельных стеклянных пластин 2, установленных под углом Брюстера к оси резонатора. Степень поляризации 0.97 достигалась при десятипроцентной потере энергии излучения; мощность в импульсе при использовании активного элемента из стекла КГСС-3 размерами  $\varnothing 10 \times 130$  мм составляла 30 Мвт/см<sup>2</sup>.

Сужение линии излучения с 3 до 0.1 нм осуществлялось с помощью эталона Фабри—Перо 3 без покрытий с постоянной 6.6 нм, установленного в качестве выходного зеркала резонатора. Внешние поверхности пластин эталона не имели обычного клина, благодаря чему сужение линии излучения происходило практически без потери энергии (пропускание эталона соответствовало пропусканию оптимального зеркала резонатора).

Оптимизация пространственной структуры пучка лазера осуществлялась при использовании расположенной вне резонатора оптической системы, состоящей из цилиндрических линз 4, 5 и 6. Установленные афокально линзы 4 и 5 образовывали телескопическую систему, увеличивающую в три раза сечение и соответственно уменьшающую расходимость пучка в главной плоскости нелинейного кристалла 7, а линза 6 ( $f=380$  мм) фокусирует пучок в кристалл.

Для дополнительного уменьшения расходимости пучка в главной плоскости кристалла в резонатор вводилась целевая диафрагма 8 шириной 3 мм.

Для осуществления взаимодействия  $oe \rightarrow e$  в кристалле плоскость его главного сечения ориентировалась под углом 45° к плоскости поляризации; при этом волна основной частоты распадалась на две волны, обыкновенную и необыкновенную, взаимодействующие между собой. При взаимодействии  $oo \rightarrow e$  главное сечение совмещалось с плоскостью поляризации. Цилиндрическая линза 6 ориентировалась в обоих случаях таким образом, чтобы увеличение расходимости пучка вследствие фокусировки происходило в плоскости, перпендикулярной главному сечению кристалла.

Измерение энергии излучения лазера и второй гармоники производилось калориметрами 9 и 10 соответственно. При этом перед калориметром 10 помещался калиброванный фильтр из стекла СЗС-22, поглощающий излучение основной частоты.

Контроль формы и длительности импульсов излучения как лазера, так и гармоники осуществлялся с помощью одного и того же коаксиального фотоэлемента 11, чем исключалась возможная неидентичность ка-

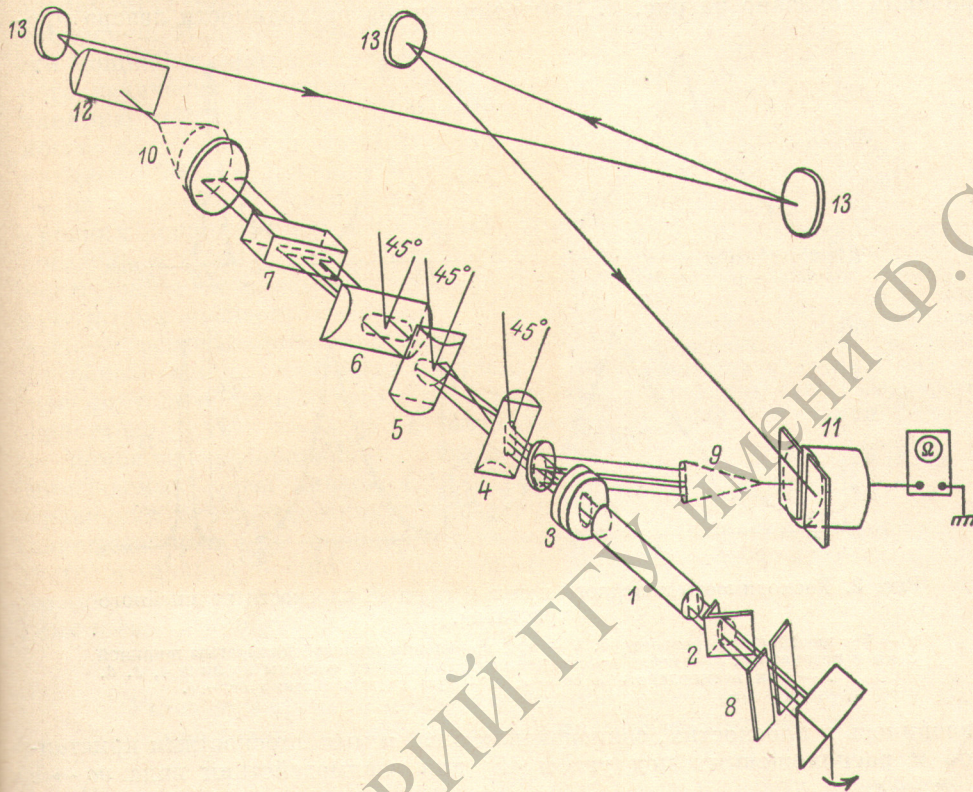


Рис. 1. Оптическая схема установки для исследования эффективности генерации второй гармоники.

налов регистрации обоих импульсов. Излучение гармоники с помощью коллимирующей линзы 12 и системы зеркал 13 направлялось на ФЭК лишь после прохождения пути в 25 м, благодаря чему осуществлялась задержка импульса гармоники на 80 нсек. относительно импульса основного излучения (при измерении длительности импульсов калориметры 9 и 10, показанные штриховыми линиями, отсутствовали).

Описанная схема регистрации позволяла наблюдать оба импульса без переналаживания на одной развертке осциллографа И2-7, а задача подбора ослабляющих светофильтров облегчалась тем, что световые пучки излучения лазера и гармоники направлялись на различные участки фотокатода.

### Сравнение предельных эффективностей удвоения частоты при двух видах взаимодействия волн в кристалле KDP

С целью исследования влияния пространственной структуры излучения лазера на эффективность удвоения частоты в нелинейном кристалле эксперименты по ГВГ производились последовательно при следующих вариантах оптических схем формирования пучка:

а) щелевая диафрагма в резонаторе и система из цилиндрических линз 4, 5, 6 отсутствуют;

б) в резонатор помещена щелевая диафрагма, цилиндрические линзы отсутствуют;

в) используются как щелевая диафрагма, так и цилиндрические линзы 4, 5, 6.

Сравнение расходимости пучка при различных способах его формирования показано на рис. 2. Измерение углов расходимости лазера про-

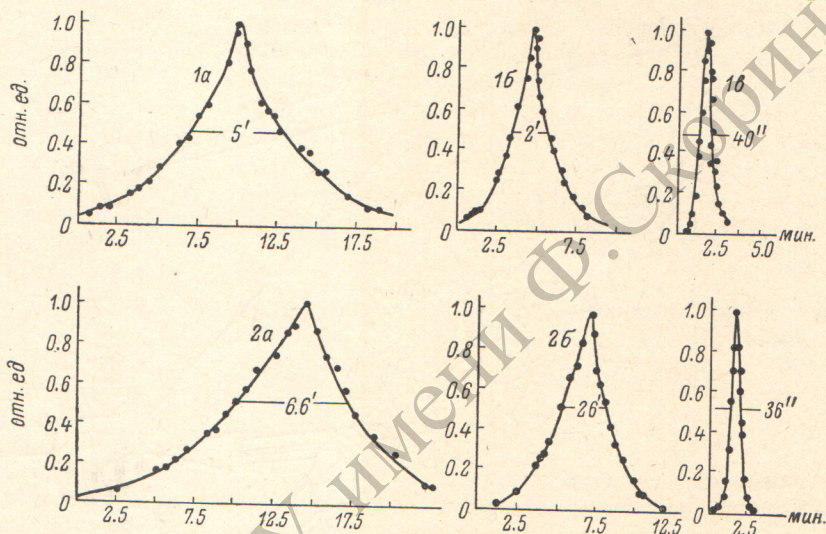


Рис. 2. Расходимость лазерного пучка в главной плоскости нелинейного кристалла.

а — без диафрагмы в резонаторе, б — при помещении щелевой диафрагмы шириной 3 мм в резонаторе, в — после прохождения формирующей системы из линз 4, 5, 6. 1 — при взаимодействии  $oo \rightarrow e$ , 2 — при взаимодействии  $oe \rightarrow e$ .

изводилось в плоскостях, совпадающих с главными плоскостями кристаллов и расположенных под углом  $45^\circ$  для взаимодействий вида  $oo \rightarrow e$  и  $oe \rightarrow e$ .

В таблице приведены как экспериментально измеренные, так и рассчитанные по разработанной одним из авторов методике [12] коэффициенты преобразования излучения лазера во вторую гармонику при раз-

Оптическая система формирования лазерного пучка	Формирующая система отсутствует		Щелевая диафрагма в резонаторе		Диафрагма в резонаторе и телескоп из цилиндрических линз вне резонатора		Диафрагма в резонаторе, телескоп и фокусирующая цилиндрическая линза вне резонатора	
	$oo \rightarrow e$	$oe \rightarrow e$	$oo \rightarrow e$	$oe \rightarrow e$	$oo \rightarrow e$	$oe \rightarrow e$	$oo \rightarrow e$	$oe \rightarrow e$
Вид взаимодействия волн в нелинейном кристалле								
Расходимость лазерного пучка в главном сечении, мин.	5	6.6	2	2.6	0.67	0.6	0.67	0.6
Средняя плотность излучения в нелинейном кристалле, Мвт/см <sup>2</sup>	30	30	40	40	10	10	200	200
$\eta_{\text{теор.}}$ %	6	10	12	20	14	22	57	70
$\eta_{\text{эксп.}}$ %	8.5	18.5	21	22	16	24	55	65

личных вариантах пространственной структуры лазерного пучка и при взаимодействиях  $oo \rightarrow e$  и  $oe \rightarrow e$  в кристалле KDP длиной 50 мм. Значительное различие  $\eta_{\text{эксп.}}$  и  $\eta_{\text{теор.}}$  при низких уровнях мощности лазерного излучения (т. е. при отсутствии фокусировки) объясняется тем, что фигурирующая в расчетах величина средней по сечению пучка плотности излучения может весьма сильно отличаться от локальной плотности, достигающей в наших экспериментах 80—100 Мвт/см<sup>2</sup> даже без фокусировки. Явление насыщения в зависимости мощности гармоники от мощности основного излучения приводит к более слабому влиянию локальных неоднородностей плотности излучения, которые в свою очередь являются более сглаженными в дальнем поле на к. п. д. преобразования при больших уровнях мощности, чем объясняется лучшее согласие  $\eta_{\text{теор.}}$  и  $\eta_{\text{эксп.}}$  при фокусировке. Это подтверждается показанными на рис. 3 результатами экспериментального и теоретического исследования зависимости к. п. д. преобразования от плотности излучения. Изменение плотности излучения на нелинейном кристалле осуществлялось в эксперименте с помощью ослабляющих светофильтров, помещаемых перед линзой 4. Для удобства сравнения с теоретическими рассчитанными зависимостями  $\eta_{\text{эксп.}}$  находился как отношение мощности преобразованного к полной мощности прошедшего через кристалл излучения, чем исключались потери излучения за счет отражения на линзах и поглощения в самом кристалле.

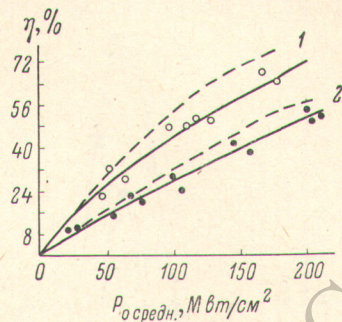


Рис. 3. Экспериментальные (сплошные кривые) и теоретические (штриховые) зависимости к. п. д. удвоения частоты в кристалле KDP длиной 50 мм от средней по длине кристалла плотности излучения при оптимальной схеме формирования лазерного пучка.

1 — взаимодействие  $oe \rightarrow e$ ,  
2 — взаимодействие  $oo \rightarrow e$ .

### Угловые и временные характеристики излучения гармоники при различной эффективности преобразования частоты

Показанная на рис. 4 схема ГВГ позволила провести исследования угловой структуры преобразованного излучения, а также сравнение длительности и формы импульсов излучения лазера и гармоники при различных уровнях к. п. д. преобразования частоты. Помимо чисто практического интереса (например, более точного измерения эффективности самого процесса преобразования), такие исследования позволяют определить границу применимости приближения заданного поля при теоретическом анализе процесса ГВГ.

Поскольку расходимость светового пучка лазера после прохождения телескопической системы, состоящей из линз 4 и 5, не превышала 35—40'', что значительно меньше угловой ширины синхронизма при длине кристалла KDP 50 мм [13], то, поворачивая последний около направления синхронизма, можно исследовать мощность гармоники, генерируемой в различных направлениях квазиплоской волной. На рис. 4 показана зависимость к. п. д. преобразования от разворота кристалла KDP как при отсутствии фокусирующей цилиндрической линзы 6 (рис. 4, а), так и при ее наличии (рис. 4, б). Показанные на рис. 4, а зависимости сопоставлены с теоретически рассчитанными в приближении заданного поля [14]. Как видим, при плотности излучения 7 Мвт/см<sup>2</sup> отношение величины центрального максимума в угловом распределении гармоники к первому боковому равняется 7, при плотности 2.7 Мвт/см<sup>2</sup> — 14, а при расчете в приближении заданного поля — 27. Таким образом, уже при к. п. д.

преобразования не более 10% реально наблюдаемая угловая структура весьма отлична от рассчитанной в приближении заданного поля, что указывает на неточность этого метода даже при сравнительно невысоких уровнях к. п. д.

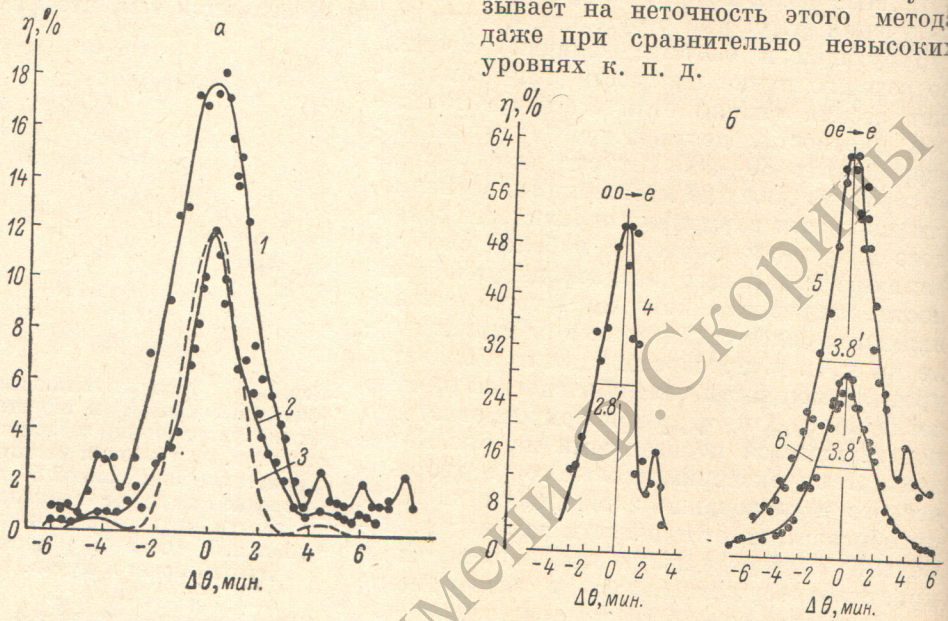


Рис. 4. Зависимость к. п. д. при ГВГ от разворота кристалла КДР при отсутствии (а) и наличии (б) фокусирующей цилиндрической линзы. 1, 2 — плотность излучения на кристалле 7 и 2.7  $\frac{\text{МВт}}{\text{см}^2}$  соответственно; 3 — теоретическая зависимость, рассчитанная в приближении заданного поля; 4, 5 — кристалл в фокусе; 6 — кристалл вне фокуса.

При использовании цилиндрической фокусировки пучка внутрь КДР зависимость к. п. д. преобразования от разворота кристалла становится асимметричной (рис. 4, б, кривые 4, 5), что объясняется двумерными взаимодействиями сходящихся внутрь кристалла лучей; при помещении последнего вне фокальной области упомянутая зависимость становится симметричной (кривая 6).

Заметим, что при низких уровнях к. п. д. аналогичные исследования приведены в работе [15].

Регистрация и сравнение формы и длительности импульсов излучения лазера и гармоники производились по приведенной на рис. 1 схеме; нелинейность развертки осциллографа учитывалась путем регистрации импульса излучения лазера, прошедшего через оба показанных на рисунке канала регистрации. Осциллограммы импульсов излучения лазера и гармоники при различных уровнях к. п. д. преобразования показаны на рис. 5 (к. п. д. изменялся разворотом кристалла в плоскости синхронизма). Обработка экспериментальных результатов показала, что при

к. п. д.  $\sim 65\%$  отношение  $\frac{t_{\text{гармоники}}}{t_{\text{осн. излуч.}}} = 0.96$ , при к. п. д.  $6\%$

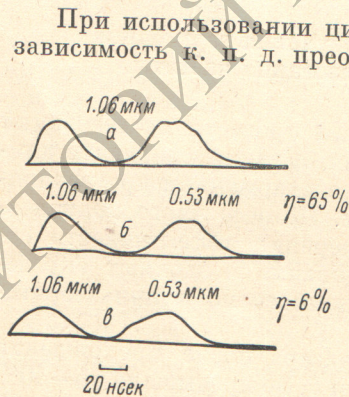


Рис. 5. Осциллограммы импульсов излучения лазера (а), прошедших через два канала регистрации, и импульсов излучения лазера и гармоники (б, в) при различных к. п. д. преобразования частоты.

На б, в первый импульс — излучение лазера, второй — гармоника.

$\frac{t_{\text{гармоники}}}{t_{\text{осн. излуч.}}} = 0.93$ , а при к. п. д.  $0.5\%$   $\frac{t_{\text{гармоники}}}{t_{\text{осн. излуч.}}} = 0.82$ . Заметим, что приближение заданного поля при гауссовском распределении амплитуды дает  $\frac{t_{\text{гармоники}}}{t_{\text{осн. излуч.}}} = 0.71$ , где  $t$  — длительность импульса излучения по уровню половинной интенсивности.

### Выводы

1. Экспериментально исследовано влияние пространственной структуры излучения основной частоты (т. е. соотношения между плотностью и расходимостью лазерного пучка) на эффективность ГВГ в кристалле KDP. В результате этих исследований найдена оптимальная оптическая система формирования пучка лазера, состоящая из трех цилиндрических линз, позволяющая одновременно уменьшить расходимость пучка в главной плоскости кристалла и увеличить плотность излучения на нем. Применение этой системы позволило довести к. п. д. преобразования во вторую гармонику до 65% при плотности исходного излучения лазера  $\sim 30$  Мвт/см<sup>2</sup>.

2. Детальные исследования угловых и временных характеристик гармоники, проведенные при различных уровнях эффективности преобразования, показали, что даже при к. п. д. порядка одного процента метод расчета, основанный на приближении заданного поля, не применим для анализа таких характеристик гармоники, как угловое распределение и форма импульса излучения.

### Литература

- [1] С. А. Ахманов. Изв. АН БССР, сер. физ. мат., 4, 68, 1965.
- [2] М. П. Ванюков, В. Д. Волосов. Тр. II Всес. симп. по нелинейной оптике, Новосибирск, 1968.
- [3] М. П. Ванюков, В. Д. Волосов, М. И. Ращектаева. Опт. и спектр., 25, 735, 1968.
- [4] Г. И. Фрейдман. Изв. вузов, радиофизика, 9, 550, 1966.
- [5] С. А. Ахманов, А. С. Чиркин. Вестн. МГУ, 5, 78, 1965.
- [6] С. А. Ахманов, А. С. Чиркин. Радиотехника и электроника, 11, 1915, 1966.
- [7] В. Д. Волосов, Р. Б. Андреев. Опт. и спектр., 26, 789, 1969.
- [8] Н. Р. Weber, E. Mathieu. ZAMP, 17, 477, 1966.
- [9] В. Д. Волосов. ЖТФ, 37, 1739, 1967.
- [10] В. А. Азин, М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, В. А. Серебряков, О. А. Шорохов. Опт.-мех. промышл., 8, 1, 1966.
- [11] В. Д. Волосов, Е. В. Нилов. Опт. и спектр., 21, 715, 1966.
- [12] В. Д. Волосов. ЖТФ, 39, 2188, 1969.
- [13] Н. Р. Weber, E. Mathieu, K. P. Meyer. Appl. Phys., 37, 358, 1967.
- [14] С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. Изд. АН СССР, М., 1964.
- [15] А. И. Ковригин, А. П. Сухоруков, Н. К. Подсоцкая. Опт. и спектр., 22, 11, 1967.

Поступило в Редакцию 16 мая 1969 г.