

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физический институт им. П.Н. Лебедева

Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 535:530.182

Саакян Артём Тигранович

**ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА  
НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ С БОЛЬШОЙ УГЛОВОЙ И  
СПЕКТРАЛЬНОЙ ШИРИНОЙ**

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук

Стародуб Александр Николаевич

Москва 2015

## Оглавление

<b>Оглавление</b> .....	2
<b>Введение</b> .....	4
Предмет диссертации и её актуальность .....	4
Цель работы .....	9
Научная новизна .....	11
Научно-практическая ценность работы .....	12
Достоверность результатов и личный вклад соискателя .....	13
Положения, выносимые на защиту .....	14
Апробация работы, публикации .....	15
Структура и объём диссертации .....	16
<b>Глава 1. Введение и обзор литературы по генерации второй гармонике (ГВГ)</b>	
1.1 Введение к обзору литературы.....	17
1.2 Влияние расходимости излучения на процесс ГВГ .....	21
1.3 Влияние ширины спектра излучения на процесс ГВГ .....	29
1.4 Влияние поляризации излучения на процесс ГВГ .....	36
1.5 Влияние прочих факторов на процесс ГВГ .....	41
1.6 Выводы .....	48
<b>Глава 2. Генерация второй гармонике при взаимодействии <i>oee</i></b>	
2.1 Экспериментальная установка по ГВГ .....	49
2.2 Результаты для взаимодействия <i>oee</i> .....	65
2.3 Выводы .....	86

<b>Глава 3. Генерация второй гармоники при взаимодействии <i>ooe</i></b>	
3.1 Результаты для взаимодействия <i>ooe</i> .....	89
3.2 Выводы .....	118
<b>Глава 4. Интерференционные свойства излучения второй гармоники</b>	
.....	121
Выводы к главе 4 .....	132
<b>Заключение</b> .....	133
<b>Благодарности</b> .....	137
<b>Список литературы</b> .....	138

## **Введение**

### **Предмет диссертации и её актуальность**

На сегодняшний день проводящиеся в ведущих мировых лазерных центрах исследования по взаимодействию лазерного излучения с веществом практически не обходятся без использования излучения оптических гармоник основной частоты, полученных с применением нелинейных кристаллов. Это связано с целым рядом положительных факторов, причём излучение гармоник используется как для воздействия на исследуемую мишень (исследуемое вещество) в качестве греющего излучения, так и в диагностических целях [1-13].

При воздействии лазерного излучения на исследуемое вещество начальная стадия процесса взаимодействия заключается в нагреве и испарении определённой доли вещества, т.е. в образовании слоя относительно низкоплотной и горячей плазмы, разлетающейся навстречу греющему излучению, так называемой плазменной короны. Распространяясь по формирующемуся профилю плотности, греющее лазерное излучение частично поглощается, главным образом, вблизи критической плотности, а непоглощённая часть рассеивается плазмой [8, 9, 14]. Критической для лазерного излучения является та плотность плазмы, дальше которой это излучение не проникает. Поскольку критическая плотность плазмы прямо пропорциональна квадрату частоты воздействующего излучения, то увеличение частоты излучения приводит к повышению значения критической плотности плазмы, следовательно, воздействующее излучение взаимодействует с более плотными слоями плазмы [8, 9, 14-18]. В исследованиях по направлению Лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) применение оптических гармоник в качестве греющего излучения связано с теоретическими расчётами, предсказывающими рост гидродинамической

эффективности [8, 9] и получением более высоких плотностей сжимаемого газа в термоядерных мишенях [19-24]. Использование излучения оптических гармоник позволяет, в том числе, изолировать лазер от отражённого плазмой излучения и тем самым предотвратить разрушение оптических элементов [8, 25].

Зондирование плазмы излучением оптических гармоник является одним из наиболее эффективных методов активной диагностики плазмы, поскольку при этом можно получить более полную, чем на частоте основного излучения, информацию о пространственном распределении показателя преломления. В случае высокоионизованной плотной плазмы показатель преломления определяется лишь концентрацией электронов, и диапазон измеряемых электронных плотностей плазмы непосредственно зависит от выбора длины волны зондирующего излучения [8, 26]. Помимо этого, уменьшение длины волны зондирующего излучения приводит к уменьшению преломления лучей в неоднородной плазме, что позволяет использовать в экспериментах менее светосильные объективы и упростить процедуру обработки интерферограмм [19]. К основным требованиям, предъявляемым к активным оптическим методам диагностики лазерной плазмы, относится точная синхронизация момента прихода на мишень зондирующего излучения с моментом прихода греющего излучения. Использование части греющего лазерного излучения, ответвлённого для зондирования плазмы и преобразованного во вторую или более высшие гармоники, позволяет значительно упростить вопрос синхронизации греющего и зондирующего излучений, сведя его к точному измерению и сопоставлению их оптических путей.

Вторая гармоника излучения неодимовых лазеров также широко применяется в качестве излучения накачки для титан-сапфировых ( $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ) лазеров [27-32]. В настоящее время активно развивается направление твердотельных лазеров на титан-сапфире с фемтосекундными

длительностями импульсов, позволяющими достигать петаваттных плотностей мощности излучения при фокусировке излучения. Благодаря широкой полосе усиления титан-сапфировые лазеры могут работать на длинах волн неодимовых лазеров [27].

В исследованиях, где используются лазеры на неодимовом стекле, излучение на основной частоте преобразуется, как правило, во вторую, третью и четвертую гармоники. В работах [16, 33, 34] были проведены сравнительные эксперименты и их анализ на частотах отмеченных гармоник и основной частоте для выявления преимуществ каждой из них в исследованиях по взаимодействию лазерного излучения с веществом.

Для преобразования основного излучения в оптические гармоники используются нелинейные кристаллы. В случае преобразования излучения мощных широкоапертурных лазеров на неодимовом стекле преимущественно используются кристаллы KDP, поскольку они по своим параметрам (большая апертура, низкая спектральная дисперсия, хорошая нелинейность) близки к оптимальным в подобных экспериментах [35, 36]. Эффективность преобразования излучения основной частоты в гармоники определяется как характеристиками нелинейного кристалла, так и параметрами основного излучения [35]. На сегодняшний день достигнуты высокие эффективности преобразования [35-37], а при специальных условиях эксперимента, когда излучение представляет собой единственную моду  $TEM_{00}$  и обладает высокой степенью временной и пространственной когерентности – получены предельные значения коэффициента преобразования, приближающиеся к 90 % [38, 39].

В исследованиях по взаимодействию лазерного излучения с веществом традиционно используется одномодовое высококогерентное излучение (с пространственно-временной селекцией), имеющее однородное распределение в поперечном сечении пучка, форма которого в продольном сечении остаётся практически неизменной за всё время импульса [14]. Для

мощных лазерных установок килоджоульного уровня энергии (и выше) практическая реализация подобного излучения является трудновыполнимой задачей. Её решение, как правило, сопровождается значительным падением выходной энергии лазера [40, 41]. Одной из наиболее важных и нерешённых задач в направлении ЛТС является обеспечение однородности облучения термоядерной мишени, для чего на сегодняшний день используется принцип воздействия на мишень большим числом пучков с высококогерентным излучением. По этой причине лазеры, работающие в многомодовом режиме, несмотря на потери в пространственной и временной когерентности излучения, имеют свои преимущества – высокая выходная энергия (мощность), простота оптической схемы, низкая стоимость выходной единицы энергии, отсутствие вакуумных каналов транспортировки излучения и т.д. [42, 43]. При особой конструкции многомодового лазера появляется возможность управления когерентностью лазерных пучков, используемых в экспериментах по ЛТС, без нарушения согласования системы лазер-мишень, а также возможность управления распределением интенсивности лазерного излучения в фокусе объектива и подавления мелкомасштабной самофокусировки без применения пространственной фильтрации [42, 43].

В Отделе ЛТС ОКРФ ФИАН в 2002 году по таким принципам был сконструирован и собран многомодовый лазер на неодимовом стекле, излучения которого описывается функцией взаимной когерентности и обладает большим числом поперечных и продольных мод, на основе которого была создана установка «Канал–2» [42, 43]. Основная концепция использования подобного излучения связана с возможностью значительного улучшения однородности облучения мишеней в направлении ЛТС, без использования большого числа пучков [42, 43]. На установке «Канал–2» используется метод трансляции и передачи излучения на мишень, вследствие чего исходящее из генератора излучение и мишень становятся

взаимосвязаны. То есть, в зависимости от размеров мишени, для согласования с диаметром пятна фокусировки, можно изменять исходное излучение ещё в самом генераторе, а также на всём оптическом пути излучения. Результаты исследований по взаимодействию мощного лазерного излучения с различными твердотельными и микроструктурированными мишенями (веществами), проведённых на установке «Канал-2», многократно представлялись на различных международных конференциях и публиковались в статьях, в журналах из списка, рекомендованного ВАК РФ.

Однако многомодовое излучение с низкой степенью временной и пространственной когерентности преобразуется в оптические гармоники значительно менее эффективно, по сравнению с высококогерентным излучением [35-37, 44-47]. Поскольку при генерации третьей и более высших гармоник предъявляемые к параметрам излучения требования (по когерентности) значительно более жёсткие, чем при генерации второй гармоники (ГВГ) [35-37], разумно рассматривать преобразование многомодового излучения с низкой пространственной и временной когерентностью только во вторую оптическую гармонику. На заре развития нелинейной оптики, связанного с ГВГ, в основном использовалось излучение лазеров, которые работали в многомодовом режиме (большое число поперечных и продольных мод), а применяемые тогда кристаллы не обладали достаточными нелинейными характеристиками для эффективного протекания процесса, вследствие чего эффективность преобразования была очень низкой. Успехи в создании лазерных источников с высоким качеством излучения (одночастотных и одномодовых) снизили интерес к экспериментальному и теоретическому исследованию процесса ГВГ многомодового излучения [35, 44-51], а генерация второй гармоники излучения подобного класса лазеров, как в нашем случае, практически не исследовалась. Тем не менее, использование высокоэнергетических лазеров, работающих в многомодовом режиме, делает актуальным изучение



особенностей и предельных возможностей ГВГ в условиях, когда ширина спектра излучения сопоставима со спектральной шириной синхронизма в нелинейном кристалле, а расходимость излучения превышает угловую ширину синхронизма.

С точки зрения создания эффективного многомодового по пространству и времени лазера на неодимовом стекле с итоговым излучением на удвоенной частоте возникает вопрос о возможности компенсации заведомо ожидаемого низкоэффективного процесса ГВГ значительно более высоким уровнем выходной энергии лазера на основной частоте, по сравнению с маломощными одномодовыми лазерами, излучение которых преобразуется во вторую гармонику с большей эффективностью. Также значительный интерес представляет собой вопрос о возможности корректного применения второй гармоники исходного частично-когерентного излучения многомодового лазера на неодимовом стекле для оптической диагностики лазерной плазмы, где необходимо получение качественных интерферограмм.

Таким образом, к настоящему времени в исследованиях взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом имеется целый ряд нерешённых практически интересных задач, связанных с применением многомодового по пространству и времени излучения с управляемой когерентностью и требующих выявления закономерностей взаимодействия такого излучения с веществом. Данные аспекты подчёркивают актуальность исследований по выбранной теме.

### **Цель работы**

Основной целью работы являлось исследование процесса преобразования мощного многомодового по пространству и времени лазерного излучения с управляемой когерентностью во вторую гармонику в нелинейных кристаллах. Важно было определить оптимальные условия

эксперимента по ГВГ для достижения максимальной выходной энергии на частоте второй гармоники, с дальнейшей целью её применения в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом. Для сравнения с экспериментальными результатами необходимо было провести соответствующие теоретические расчёты в рамках наиболее подходящего приближения из существующих по процессу ГВГ.

Поскольку многомодовое по пространству и времени излучение на основной частоте является низкокогерентным, следовало изучить когерентные свойства преобразованного излучения второй гармоники. Исследование интерференционных свойств излучения полученной второй гармоники позволило бы ответить на вопрос о корректности её применения в оптических методах диагностики лазерной плазмы в качестве зондирующего излучения.

В связи с этим были поставлены следующие задачи:

1. Создать экспериментальный стенд для проведения экспериментов по ГВГ.
2. Выбрать наиболее оптимальный суммарно по всем свойствам и параметрам нелинейный кристалл преобразователь для начальной серии экспериментов.
3. Провести серию экспериментов по ГВГ многомодового по пространству и времени излучения с реализацией взаимодействий  $oee$  и  $ooe$ , при разных значениях основных параметров преобразуемого излучения и разной длине кристаллов.
4. Исследовать поведение эффективности преобразования от изменения плотности мощности излучения, и из этой зависимости найти как максимум преобразования на всей кривой, так и значение плотности мощности, при котором получается максимальная энергия второй гармоники.

5. Провести теоретические расчёты в рамках наиболее подходящего из существующих приближений по процессу ГВГ и сравнить с экспериментальными результатами.
6. Изучить интерференционные свойства полученной второй гармоники и возможность её корректного применения в качестве зондирующего излучения в оптических методах диагностики лазерной плазмы.

### Научная новизна

Впервые проведено конкретное и детальное экспериментальное исследование процесса преобразования во вторую гармонику в кристаллах KDP многомодового по пространству и времени излучения с управляемой когерентностью мощного широкоапертурного наносекундного лазера на неодимовом стекле. Эксперименты по ГВГ проведены при разных значениях основных параметров преобразуемого излучения в кристаллах KDP разных длин при реализации взаимодействий *ooe* и *oee*. Продемонстрировано, что многомодовое излучение (число поперечных мод  $N \approx 100 \div 1000$ , ширина спектра 26 Å или 42 Å) может быть преобразовано во вторую гармонику в кристаллах KDP с эффективностью  $\approx 50\%$ .

Найдены оптимальные условия, при которых достигается максимальная выходная энергия на частоте второй гармоники без применения традиционных методов повышения эффективности ГВГ. При прочих одинаковых условиях эксперимента максимум энергии второй гармоники (но не эффективности преобразования) достигается при наибольшем числе поперечных мод в основном излучении, когда оно сильно деполяризовано и применяется коллимация излучения, вследствие чего значительно улучшается однородность пространственного распределения

интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, а также увеличивается плотность мощности преобразуемого излучения.

Проведены теоретические расчёты по ГВГ для мощного многомодового по пространству и времени излучения в рамках приближения нелинейного режима генерации, наиболее подходящего из существующих приближений. Из расчётов видно, что приближение нелинейного режима генерации применимо для сравнения с экспериментальными результатами в первом приближении, однако в дальнейшем необходимо решать точную задачу по ГВГ, с учётом всех особенностей подобного мощного многомодового излучения.

Исследованы интерференционные свойства полученной второй гармоники излучения с управляемой когерентностью. Экспериментально установлено, что при преобразовании излучения с управляемой когерентностью в кристалле KDP, полученное излучение второй гармоники обладает достаточными когерентными свойствами для его корректного применения в оптических методах диагностики лазерной плазмы.

### **Научно-практическая ценность работы**

Результаты данной работы помогут частично восполнить имеющиеся пробелы в направлении ГВГ, связанные с преобразованием излучения мощных широкоапертурных наносекундных лазеров с большим числом поперечных мод и широким спектром во вторую гармонику в нелинейных кристаллах.

Применение многомодового по пространству и времени лазерного излучения с управляемой когерентностью в экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом, связано с возможностью повышения однородности облучения мишени и упрощения всей оптической схемы эксперимента, что к тому же приводит к понижению стоимости выходной единицы лазерной энергии. Преобразование подобного

многомодового излучения во вторую гармонику с достаточной эффективностью (40 % – 50 %) позволяет проводить эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с веществом на частоте второй гармоники при тех же уровнях плотности мощности, что и при аналогичных экспериментах на основной частоте.

Как уже было отмечено, излучение полученной второй гармоники может быть корректно применено в диагностических целях. А, как известно, применение второй гармоники в оптических методах диагностики лазерной плазмы в качестве зондирующего излучения позволяет значительно упростить задачу синхронизации греющего и зондирующего излучений, сведя её к простому согласованию оптических путей обоих излучений. Также, создание плазмы излучением второй гармоники позволяет изолировать лазерные каскады от мишени, и тем самым предотвращать разрушение оптических элементов.

### **Достоверность результатов и личный вклад соискателя**

Достоверность полученных результатов по ГВГ подтверждается поведением эффективности преобразования при изменении основных параметров преобразуемого излучения в соответствии и сопоставлении с результатами многих теоретических и экспериментальных работ других авторов. Достоверность проведённых измерений подтверждается использованием высокоточных откалиброванных отечественных и иностранных измерительных и регистрирующих приборов, многократно применённых в различных экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом.

Достоверность результатов по исследованию интерференционных свойств излучения полученной второй гармоники подтверждается их соответствием теории интерференции волн. А именно, спад видности интерференционной картины от максимального значения до нулевого, из-за

разницы оптического хода между интерферирующими лучами, соответствовал выбранной толщине прокладки, создающей воздушный зазор в схеме интерференции с двумя клиньями.

Личный вклад соискателя состоит в разработке и создании экспериментальной установки по исследованию ГВГ мощного многомодового лазерного излучения, а также в проведении экспериментов, получении и интерпретации приоритетных экспериментальных результатов. Для первоначальной настройки на направление синхронизма соискателем был собран частотный лазер с перестраиваемой частотой повторения импульсов в диапазоне  $0.2 \div 5$  Гц и активной модуляцией добротности. Теоретические расчёты по ГВГ в приближении нелинейного режима генерации были проведены лично соискателем под наблюдением и при участии Дмитриева В.Г. в качестве научного консультанта.

#### **Положения, выносимые на защиту**

1. Излучение с управляемой когерентностью (большой угловой и спектральной шириной) эффективно преобразуется во вторую гармонику.
2. Увеличение направленности излучения с управляемой когерентностью (путём телескопирования) сохраняет эффективность преобразования для значений плотности мощности излучения до  $3 \text{ ГВт/см}^2$ .
3. При реализации взаимодействия *оге* увеличение длины кристалла приводит к уширению углового распределения второй гармоники излучения с управляемой когерентностью.
4. При отстройке кристалла от направления синхронизма ширина угловой зависимости эффективности преобразования для излучения с управляемой когерентностью больше соответствующего классического значения.

## **Апробация работы, публикации**

Основные результаты работ докладывались на разных семинарах ФИАН, 8 международных и 1 внутрироссийской конференциях, а также были опубликованы в 3 статьях, в журналах из списка, рекомендованного ВАК.

### Конференции:

XXIX European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM) (Madrid 2006); International Conference on High Power Laser Beams (Nizhny Novgorod 2006); Вторая международная молодежная школа «Современные проблемы лазерной физики» (Московская область 2006); 6<sup>th</sup> Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics (APCOM) (Harbin 2006); 3<sup>rd</sup> International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology (Bangkok 2007); XXX European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM) (Darmstadt 2008); 4<sup>th</sup> International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology (Kathmandu 2009); XXXI European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM) (Budapest 2010); Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics (APCOM) (Moscow 2011).

### Публикации:

1. *Б.Л. Васин, М.В. Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян, А.Н. Стародуб.* Преобразование во вторую гармонику излучения лазера на неодимовом стекле с управляемой пространственной когерентностью.// Краткие сообщения по физике. ФИАН. 2011. Н.11. СС. 3-12.
2. *V.G. Dmitriev, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, A.N. Starodub, B.L. Vasin.* Nonlinear optical conversion of Nd:glass laser multimode radiation into the second harmonic in KDP crystal.// Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2012. V.45. N.16. P. 5401.

3. Б.Л. Васин, Ю.В. Коробкин, М.В. Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян, А.Н. Стародуб, С.И. Федотов. Преобразование во вторую гармонику частично когерентного излучения лазера на неодимовом стекле.// Краткие сообщения по физике. ФИАН. 2013. Н.7. СС. 50-57.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы. Первая глава посвящена обзору литературы, экспериментальных и теоретических работ по ГВГ. Во второй и третьей главах представлены результаты исследований ГВГ многомодового излучения при реализации взаимодействий  $oee$  и  $ooe$ , соответственно. Четвёртая глава содержит результаты исследований интерференционных свойств излучения полученной второй гармоники с целью её дальнейшего применения в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом.

Общий объём работы составляет 154 страницы, включая 48 рисунков и 3 таблицы. Список литературы содержит 151 наименований.



## Глава 1. Введение и обзор литературы по генерации второй гармоники (ГВГ)

### 1.1 Введение к обзору литературы

Генерация высших оптических гармоник, в частности второй гармоники, является нелинейно-оптическим эффектом, возникающим вследствие появления зависимости диэлектрической восприимчивости от напряжённости поля световой волны (например, лазерное излучение), распространяющейся в среде [35-37, 52]. Под действием внешнего электрического поля диэлектрик поляризуется, вследствие смещения электронных оболочек атомов относительно ядер и появления электрического дипольного момента. Этот эффект называется электронной поляризованностью диэлектрика [35]. Наряду с электронной возможны и другие виды поляризованности, наведённой внешним полем. Однако при распространении в диэлектрике световой волны, находящейся в диапазоне УФ-, видимой или ближней ИК- областях спектра, основную роль играет именно электронная поляризованность и другими видами поляризованности можно пренебречь [35]. Если кристалл обладает квадратичной, кубической и т.д. восприимчивостями, то основной вклад в его нелинейную поляризованность будет вносить квадратичная поляризованность, потом уже кубическая и т.д. [35].

Для эффективного протекания процесса ГВГ в нелинейном кристалле должно выполняться так называемое условие волнового (фазового) синхронизма, заключающееся в совпадении фазовых скоростей световых волн на основной частоте и на частоте второй гармоники [35-37, 52, 53]. Для выполнения этого условия в работах [54] и [55] было предложено использовать явление двойного лучепреломления в анизотропном кристалле. В кристалле KDP ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$  – калий-дигидрофосфат), который является

одноосным отрицательным, условие синхронизма выполняется в определённых направлениях, благодаря явлению двойного лучепреломления [35-37]. Угол  $\theta_c$  между оптической осью кристалла и направлением, в котором выполняется равенство показателей преломления обыкновенной волны на основной частоте и необыкновенной волны на частоте второй гармоники  $n_o(\omega) = n^e(2\omega)$ , называется углом синхронизма [35-37]. Показатель преломления обыкновенной световой волны не зависит от направления волнового вектора, тогда как показатель преломления необыкновенной волны зависит от угла  $\theta$  между направлением волнового вектора и оптической осью кристалла [35-37]. Вектор  $\mathbf{E}$  обыкновенной волны перпендикулярен к плоскости угла  $\theta$ , а вектор  $\mathbf{E}$  необыкновенной волны лежит в отмеченной плоскости [35-37].

В кристалле KDP возможна реализация условия волнового синхронизма при взаимодействиях  $ooe$  и  $oee$ , или иначе –  $ooe$ -синхронизм и  $oee$ -синхронизм, где  $o$  – обыкновенная световая волна,  $e$  – необыкновенная световая волна [35-37, 52, 53]. Волна, поляризованная перпендикулярно главной плоскости, является обыкновенной, а волна, поляризованная в главной плоскости, – необыкновенной. Главная плоскость, в свою очередь определяется, как плоскость, в которой лежат волновой вектор световой волны и оптическая ось одноосного анизотропного кристалла. Отрицательными являются кристаллы, у которых показатель преломления обыкновенной волны больше показателя преломления необыкновенной ( $n_o > n_e$ ) [35-37]. При  $ooe$ -синхронизме волны на основной частоте являются обыкновенными ( $o$ ), а волна второй гармоники – необыкновенной ( $e$ ). В случае  $oee$ -синхронизма взаимодействуют обыкновенная и необыкновенная волны основной частоты, при этом волна второй гармоники является необыкновенной [35-37, 53].

Со дня, когда впервые в 1961 году была обнаружена вторая оптическая гармоника излучения рубинового лазера в кристалле кварца [56], процессу генерации второй гармоники (ГВГ), а также более высших оптических гармоник лазерного излучения в нелинейных кристаллах было посвящено множество исследований. К настоящему времени детально изучено влияние на эффективность преобразования в гармоники важнейших для данного процесса параметров и характеристик лазерного излучения, таких как плотность мощности, расходимость, ширина спектра, степень и тип поляризации, распределение интенсивности в поперечном сечении пучка, форма профиля пучка и т.д. Получены многочисленные экспериментальные зависимости эффективности преобразования от плотности мощности при варьировании других параметров основного излучения. Поскольку процесс генерации гармоник зависит в равной степени также и от характеристик нелинейного кристалла, то параллельно развивалось направление создания новых нелинейных кристаллов для оптимизации процесса преобразования. Новые кристаллы обладали большей нелинейностью, температурной устойчивостью, лучевой прочностью и т.д. [35-37, 52, 57].

Для преобразования излучения неодимовых лазеров во вторую гармонику наиболее часто используются кристаллы KDP, DKDP, ADP, KTP, LiNbO<sub>3</sub>, CDA, VBO и LBO [35-37]. В случае преобразования излучения мощных лазеров на неодиме преимущественно используются кристаллы KDP, поскольку они по своим параметрам близки к оптимальным в подобных экспериментах [35-37, 58, 59]. Кристаллы KDP обладают целым рядом параметров, благоприятствующих практическим применениям в нелинейной оптике, а именно: высоким порогом оптического пробоя для наносекундных и пикосекундных импульсов, небольшим линейным и двухфотонным поглощением, высоким порогом генерации пикосекундного континуума и вынужденного комбинационного рассеяния, отсутствием оптически наведённого изменения показателя преломления, возможностью

выращивания монокристаллов больших размеров (несколько десятков сантиметров) высокого оптического качества, малой величиной производной дисперсионного двулучепреломления по температуре, что позволяет использовать кристаллы KDP без дополнительного термостатирования [35-37, 60]. Исходя из вышеперечисленных свойств, для исследования эффективности ГВГ многомодового излучения лазера на неодимовом стекле, результаты которого будут представлены в последующих разделах, автором диссертации был выбран кристалл KDP. По этой причине в данном разделе обзора литературы в основном рассматриваются экспериментальные результаты ГВГ в кристаллах KDP.

В теории ГВГ интенсивность второй гармоники существенно зависит от интенсивности излучения основной частоты и нарастает с повышением последней [35-38, 52, 53, 61]. При идеальных для данного процесса параметрах основного излучения и характеристиках нелинейного кристалла предельно достижимая эффективность преобразования должна ограничиваться только пассивными потерями в кристалле, а также потерями на френелевское отражение от торцов кристалла. Однако в реальных условиях экспериментов, особенно на мощных лазерных установках, параметры излучения и характеристики нелинейных кристаллов далеки от идеальных значений, вследствие чего предельные значения эффективности преобразования не достигаются. В связи с этим, необходимо провести экспериментальное исследование зависимости эффективности преобразования от плотности мощности входящего в кристалл излучения, при различных значениях других параметров основного излучения.

## 1.2 Влияние расходимости излучения на процесс ГВГ.

Известно [35-38], что наилучшие (вплоть до предельных) значения коэффициента преобразования лазерного излучения во вторую гармонику можно ожидать для плоских волн. Любая пространственно-временная модуляция такой волны (пучки, импульсы) приводит к снижению эффективности преобразования. То же самое относится к расходящимся лазерным пучкам. Механизм влияния расходимости излучения на удвоение частоты состоит в том, что эффективное преобразование излучения лазера во вторую гармонику осуществляется только для тех лучей пучка, которые распространяются в нелинейной среде вдоль направления синхронизма, тогда как для остальных лучей эффективность преобразования сильно зависит от величины фазовой расстройки, пропорциональной отклонению луча от направления синхронизма [35-37, 62]. Увеличение расходимости излучения приводит к большей волновой расстройке, тем самым понижая эффективность преобразования [35-37, 62]. В экспериментальных условиях в наилучшем случае излучение будет обладать дифракционной расходимостью, достижение которой труднореализуемо и возможно лишь при использовании излучения с низшей поперечной модой  $TEM_{00}$ . В теории ГВГ вводится параметр  $\Delta\theta_c$  – угловая ширина синхронизма, зависящая от дисперсионных характеристик нелинейного кристалла, его длины и параметров излучения, определяющая значение расходимости излучения, в пределах которой будет проходить наиболее эффективное преобразование во вторую гармонику [35-37, 62]. Поскольку  $\Delta\theta_c$  зависит от дисперсионных характеристик нелинейного кристалла и параметров излучения, угловая ширина синхронизма  $\Delta\theta_c^{ooe}$  для ooe взаимодействия будет отличаться от угловой ширины синхронизма  $\Delta\theta_c^{oee}$  для oee взаимодействия.

Расчётные и экспериментальные значения угловой ширины синхронизма для кристалла KDP длиной 1 см при длине волны основного излучения  $\lambda \approx 1.06$  мкм (неодимовый лазер) находятся в интервале  $\Delta\theta_c^{ooe} = 1 \cdot 10^{-3} \div 2.73 \cdot 10^{-3}$  рад и  $\Delta\theta_c^{oee} = 2.1 \cdot 10^{-3} \div 5.29 \cdot 10^{-3}$  рад [35-37]. Исходя из данных значений  $\Delta\theta_c^{ooe}$  и  $\Delta\theta_c^{oee}$ , следует ожидать наиболее эффективного преобразования во вторую гармонику излучения, расходимость которого не превышает  $10^{-3}$  рад. Далее в качестве угловой ширины синхронизма будут использоваться значения  $\Delta\theta_c^{ooe} = 1.2 \cdot 10^{-3}$  рад и  $\Delta\theta_c^{oee} = 2.3 \cdot 10^{-3}$  рад для длины кристалла 1 см, согласно [35]. Расчёт ширины синхронизма для каждого из взаимодействий будет выполнен в соответствующих теоретических параграфах второй главы. Следует отметить, что угловая ширина синхронизма обратно пропорциональна длине кристалла и с увеличением последней будет сужаться во столько же раз.

Влияние расходимости основного излучения на эффективность преобразования (угловой дисперсионный эффект) изучено достаточно детально как теоретически [35-38, 62-84], так и экспериментально [35-38, 44-46, 62, 65, 69, 70, 73, 75-77, 80, 81, 83, 85-91]. Для повышения эффективности преобразования реализовывались различные системы формирования пучка с целью обеспечения оптимальной пространственно-угловой структуры лазерного излучения [35-38, 46, 62, 68, 78, 83, 85, 86, 92, 93]. Рассматривались системы цилиндрической и сферической фокусировок излучения в кристалл, которые позволяли заметно повысить эффективность преобразования [35-38, 46, 62, 68, 72, 78, 83, 85, 86, 92, 93]. Также применялись схемы, в которых генерация второй гармоники происходила в двух последовательно расположенных кристаллах, ориентированных специальным образом, с целью уменьшения влияния углового дисперсионного эффекта [35-37, 50, 69, 71, 76, 94-96]. Использование двухкристальной схемы позволяло значительно повысить эффективность

преобразования, однако даже при такой схеме наблюдалась сильная зависимость эффективности ГВГ от расходимости излучения, а именно: снижение эффективности преобразования с увеличением расходимости излучения [76]. Двухкристальная схема применялась также для получения более высоких гармоник [33, 38, 50, 51, 56, 69, 89, 91, 95, 97-99].

Исследовались также процессы внутрирезонаторной ГВГ (ВРГВГ) излучения лазера на неодимовом стекле, работающего как в непрерывном режиме, так и в режиме свободной генерации [35, 57, 73, 75, 76, 87, 94, 100, 101]. В начальных работах в обоих случаях эффективность преобразования в силу многих факторов, связанных как с параметрами излучения, так и с общей конструкцией генератора, не превышала 30 %. Однако дальнейшее развитие направления внутрирезонаторной ГВГ наряду с лазерной техникой привело к снижению порога генерации и повышению общей эффективности лазеров [57]. Внутрирезонаторная ГВГ также позволяет дополнительно управлять пространственно-временными параметрами излучения, что напрямую связано с используемым внутри резонатора нелинейным кристаллом [57].

Апертурный эффект связан с конечной апертурой пучков и учитывает различие направлений фазовых и групповых скоростей взаимодействующих волн, возникающее из-за анизотропии кристалла [35]. Влияние апертурного эффекта мало для широких пучков с плоским фазовым фронтом и равномерным распределением амплитуды поля (когда длина кристалла  $L$  меньше апертурной длины  $L_\beta = D/\beta$ , где  $D$  – диаметр пучка,  $\beta$  – угол сноса), тогда как любая пространственная модуляция пучка основного излучения приводит к возрастанию роли апертурного эффекта. В мощных лазерных установках на неодимовом стекле из-за необходимости эффективного энергосъёма с усилительного каскада выходной пучок имеет большой диаметр, и основным эффектом, ограничивающим преобразование, является дисперсионный, в то время как влияние апертурного эффекта и

дифракционного сдвоя фаз на эффективность преобразования в таких пучках достаточно мало [81]. На самом деле важно отметить, что угловой дисперсионный и апертурный эффекты, это – один и тот же эффект, связанный с пространственной дисперсией среды, просто выраженный разными способами [84].

В процессах ГВГ для излучения сверхмощных лазерных установок с импульсами в субнаносекундном диапазоне длительностей рост плотности мощности основного излучения приводит к резкой немонотонной зависимости интегрального коэффициента преобразования от указанной плотности мощности и к возможному сдвигу направления оптимального синхронизма [61]. Таким образом, настроившись на точное направление синхронизма при малом значении плотности мощности, при её дальнейшем резком повышении можно уйти с точного направления синхронизма.

Экспериментальные результаты и теоретические расчёты показали, что угловой дисперсионный эффект сильно влияет на эффективность преобразования, и если при расходимости излучения порядка  $10^{-4} \div 10^{-5}$  рад эффективность преобразования во вторую гармонику достигает значений примерно  $60 \div 80$  % [35-38, 77, 81, 88, 90, 91], то уже при значении расходимости порядка  $10^{-3}$  рад эффективность преобразования составляет всего 30-40 % [35-38, 77, 81, 88]. В случае многомодового излучения (речь идёт о большом числе пространственных и продольных мод), эффективность преобразования была низкой и не превышала 20 % [46, 86], хотя было показано, что процесс ГВГ многомодового излучения должен проходить более эффективно по сравнению с ГВГ одномодового излучения [57, 102]. В работе [50] были получены значения порядка 50 % коэффициента преобразования во вторую гармонику многомодового излучения, однако в этих экспериментах использовались кристаллы КТР, а диаметр пучка преобразуемого излучения не превышал 1 мм. На сегодняшний день



технологии не позволяют выращивать качественные кристаллы КТР с большими апертурами, какими обладают кристаллы KDP.

В экспериментах, где была достигнута предельная эффективность преобразования в 90 %, расходимость излучения была практически дифракционной и составляла  $5.5 \cdot 10^{-5}$  рад [38, 90, 91]. Ниже будут рассмотрены наиболее информативные по данному вопросу работы, причём в двух из них исследуется преобразование излучения с большим числом поперечных мод (многомодовое излучение).

В работе [86] при использовании специальной оптической системы формирования пучка лазера, состоящей из щелевой диафрагмы и цилиндрических линз, исследовалось преобразование во вторую гармонику в кристалле KDP излучения сравнительно маломощного лазера на неодимовом стекле в зависимости от расходимости излучения. Полученные в этой работе экспериментальные результаты и теоретические расчёты приведены в таблице 1.2.1 ( $\eta$  – эффективность преобразования):

Таблица 1.2.1.

Оптическая система формирования лазерного пучка	Формирующая система отсутствует		Щелевая диафрагма в резонаторе		Диафрагма в резонаторе и телескоп из цилиндрических линз		Диафрагма в резонаторе, телескоп и фокусирующая цилиндрическая линза вне резонатора	
	ооо	ооо	ооо	ооо	ооо	ооо	ооо	ооо
Тип взаимодействия	ооо	ооо	ооо	ооо	ооо	ооо	ооо	ооо
Расходимость излучения, мин.	5	6,6	2	2,6	0,67	0,6	0,67	0,6
Средняя плотность мощности, 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

Из таблицы видно, что без формирующей системы, когда в излучении большое количество поперечных мод, эффективность преобразования не превышает 20 %. Введение в резонатор щелевой диафрагмы и применение

телескопа из цилиндрических линз привело к снижению количества поперечных мод и значительному уменьшению расходимости излучения, однако заметного роста эффективности преобразования при этом не наблюдалось. При фокусировке излучения цилиндрической линзой в кристалл плотность мощности возросла на порядок, а эффективность преобразования до 55 % для взаимодействия *ooe*, и до 65 % для взаимодействия *oee*. Ширина линии генерации в данной работе была существенно уменьшена с 30 Å до 1 Å помещением в резонатор эталона Фабри-Перо.

Вопросу создания эффективного генератора света на удвоенной частоте излучения лазера на неодимовом стекле посвящена работа [46]. С целью повышения общего КПД лазера на удвоенной частоте рассматривалось преобразование во вторую гармонику излучения многомодового лазера. Для оптимизации процесса преобразования без значительного снижения выходной энергии на основной частоте, что неизбежно при улучшении параметров излучения, применялись следующие варианты: а) нахождение оптимальной длины нелинейного кристалла; б) цилиндрическая фокусировка лазерного излучения в нелинейный кристалл; в) использование различных нелинейных кристаллов (KDP, LiIO<sub>3</sub>, CDA, LiNbO<sub>3</sub>); г) в случае кристалла KDP преобразование рассматривалось как для взаимодействия *ooe*, так и для *oee*; д) генерация гармоник в составных многокристалльных (двухкристалльных) удвоителях. Приведены следующие параметры лазерного излучения: выходная энергия лазера на основной частоте – 5 Дж; длительность импульса – 40 нс; полная расходимость излучения – 6' угл.мин.; диаметр выходного пучка – 15 мм; ширина спектра излучения – 50 Å. Исходя из данных параметров, можно рассчитать плотность мощности падающего на кристалл излучения на основной частоте, поделив значение энергии на произведение площади пучка и длительности импульса. В этом случае плотность мощности будет равна примерно 0.07 ГВт/см<sup>2</sup>.

Цилиндрическая фокусировка излучения позволила повысить плотность мощности примерно до  $0.5 \text{ ГВт/см}^2$ . При отсутствии фокусировки ни на одном из исследованных кристаллов значение эффективности преобразования не превысило 18 %. Цилиндрическая фокусировка излучения в кристалл KDP позволила достигнуть эффективности преобразования в 33 %, а при использовании двухкристальной схемы из кристаллов KDP максимальная эффективность преобразования составила 26 %.

В работе [88] сообщается об экспериментальной реализации теоретически предельного коэффициента преобразования лазерного излучения во вторую гармонику. Для субнаносекундных импульсов длительностью 0.2 нс и мощностью  $3 \text{ ГВт/см}^2$  при взаимодействии *ооо* в кристалле KDP длиной 40 мм эффективность преобразования во вторую гармонику достигла 40 %. В том же кристалле при взаимодействии *оое* достигнута эффективность преобразования  $\approx 80 \%$ . Для повышения как эффективности преобразования, так и порога самофокусировки в усилителях, расходимость излучения путём коллимирования была уменьшена с  $4'$  до  $1'20''$ .

Очень информативной является работа [77], в которой представлены расчётные зависимости эффективности преобразования и оптимальной длины кристалла от расходимости излучения при различных значениях плотности мощности основного излучения для взаимодействий *ооо* и *оое*. Анализ зависимостей показывает, что наивысшая эффективность преобразования для кристалла KDP достигается при взаимодействии *оое*, причём с увеличением расходимости излучения с  $1'$  до  $10'$  эффективность преобразования уменьшается с 80 % до 40 %, при наибольшей в данных расчётах плотности мощности –  $200 \text{ МВт/см}^2$ . Для взаимодействия *ооо* при том же изменении расходимости излучения и плотности мощности –  $200 \text{ МВт/см}^2$ , эффективность преобразования уменьшается с 70 % до 20 %,

соответственно. Также в данной работе приведены зависимости эффективности преобразования от длины кристалла KDP для взаимодействия *ооо* при фиксированном значении расходимости излучения и разных состояниях поляризации излучения в интервале плотностей мощности от 25 МВт/см<sup>2</sup> до 500 МВт/см<sup>2</sup>. Из этих зависимостей видно, что при фиксированном значении длины кристалла эффективность преобразования сильно зависит не только от типа взаимодействия, но и от плотности мощности основного излучения, и с её увеличением с 25 МВт/см<sup>2</sup> до 500 МВт/см<sup>2</sup> возрастает более чем в 2 раза.

В работе [81] было показано, что при широких пучках основным эффектом, ограничивающим высокую эффективность преобразования во вторую гармонику, является угловой дисперсионный эффект, и с ростом расходимости излучения с 10<sup>-4</sup> рад до 10<sup>-3</sup> рад максимальная эффективность преобразования падает с 80 % до 30 %. Также отмечается, что с уменьшением длины нелинейного кристалла уменьшается и роль углового дисперсионного эффекта. Максимальная эффективность преобразования – 80 % была получена в кристалле KDP длиной 4 см при взаимодействии *ооо* и расходимости излучения 6·10<sup>-5</sup> рад. Исходя из приведённых в работе значений параметров излучения – диаметр пучка 45 мм, энергия лазерного излучения 70 Дж и длительность импульса 25 нс, – плотность мощности получается 175 МВт/см<sup>2</sup>.

Предельные значения эффективности генерации второй гармоники были получены при значительно более высоких плотностях мощности [90, 91]. В кристаллах KDP длиной 18 мм, 30 мм и 40 мм при взаимодействии *ооо* максимальная эффективность преобразования основного излучения во вторую гармонику, равна соответственно 75 %, 90 % и 85 %. Применение пространственной фильтрации излучения и трансляция изображения позволило получить излучение высокого качества при плотности мощности в несколько гигаватт на квадратный сантиметр. Расходимость основного

излучения была весьма близка к дифракционной, т.е. являлась предельной для этой системы и равнялась  $5,5 \cdot 10^{-5}$  рад. Максимальная эффективность преобразования – 90 % была получена в кристалле KDP длиной 30 мм при плотности мощности основного излучения –  $2,7 \text{ ГВт/см}^2$ .

### **1.3 Влияние ширины спектра излучения на процесс ГВГ.**

Теория распространения волн в нелинейных средах в большинстве работ развивалась для случая монохроматических волн, однако экспериментальное наблюдение нелинейных волновых процессов делает необходимым учёт эффектов, связанных с конечной шириной спектральной линии излучения, возбуждающего нелинейную среду. При рассмотрении процесса преобразования частоты немонахроматического излучения лазера необходимо учитывать то обстоятельство, что направление синхронизма обладает спектральной дисперсией, т.е. зависит от длины волны преобразуемого излучения, ввиду чего эффективность преобразования должна быть иной, чем в случае монохроматического излучения.

Теоретическому и экспериментальному исследованию влияния немонахроматичности основного излучения на эффективность процесса ГВГ посвящено много работ [35-37, 44, 45, 48, 49, 70, 75, 80, 86, 91, 102-118]. Вопрос о влиянии конечности спектра частот возбуждающего излучения на протекание нелинейных оптических процессов первоначально изучался в работах [103-107, 117]. В работе [109] было теоретически исследовано уже одновременное влияние конечности как частотного спектра, так и спектра волновых векторов (т.е. пространственной расходимости). Рассмотрены варианты, когда расходимость излучения отсутствует и пространственная зависимость всех величин несущественна, и случай, когда одновременно учитывается и пространственная расходимость излучения, помимо конечной ширины спектра.

В [106] теория генерации гармоник в нелинейной диспергирующей среде обобщается на случай квазимонохроматических сигналов. В предположении, что излучение основной частоты является стационарным узкополосным и гауссовым, были рассчитаны корреляционная функция и спектр второй гармоники. Расчёты были проведены как для случая, когда дисперсией среды можно пренебречь, так и для случая, когда роль дисперсии существенна. Показано, что в последнем случае, уже в первом приближении теории дисперсии (при учёте лишь группового запаздывания), возникают новые эффекты, характерные для процессов нелинейного взаимодействия случайно-модулированных волн. Установлено, что при временах группового запаздывания волны гармоники относительно волны основной частоты, сравнимых со временем корреляции основного излучения, темп роста гармоники замедляется, а сам процесс генерации гармоники носит характер некогерентного нелинейного рассеяния.

Детальное исследование статистических явлений при ГВГ в однородных нелинейных средах было проведено в работах [48, 49, 102]. Рассматривалась ГВГ теплового, одномодового и многомодового лазерного излучения для квазистатического ( $z \ll L_v$ ), нестационарного ( $z > L_v$ ) и существенно нестационарного ( $z \gg L_v$ ) режимов генерации, где  $z$  – длина нелинейного кристалла, а  $L_v$  – когерентная или квазистатическая длина. Расчёты в основном проводились в рамках приближений заданного поля и заданной интенсивности. Получено, что для одномодового излучения в квазистатическом режиме генерации спектр гармоники шире спектра основной волны в несколько раз. В нестационарном режиме генерации для многомодового излучения происходит сужение спектра гармоники с ростом  $z$ , а в существенно нестационарном режиме генерации спектр гармоники определяется исключительно дисперсионными свойствами нелинейной среды.

Спектр гармоника, возбуждаемой некогерентным коллимированным излучением, определяется соотношением между спектральной шириной синхронизма  $\Delta\lambda_c$  и шириной возбуждающего спектра  $\Delta\lambda$ , а при  $\Delta\lambda_c \ll \Delta\lambda$  происходит сужение спектра гармоника до величины, меньшей или равной  $\Delta\lambda_c$  [75, 112]. В случае пикосекундных импульсов малая длительность и конечная спектральная ширина существенно влияют на процесс ГВГ, и для эффективного процесса ГВГ спектральная ширина фазового синхронизма должна быть, по крайней мере, не меньше, чем спектральная ширина лазерного излучения, что в принципе необходимо и для наносекундных импульсов [115, 119]. Если ширина спектра излучения лазера превышает спектральную ширину синхронизма для кристалла, импульс второй гармоника во времени расплывается. Кроме того, пиковое значение амплитуды второй гармоника выходит на насыщение, рост её с увеличением длины кристалла прекращается, а импульс удлиняется, что вызвано расстройкой групповых скоростей импульсов основной волны и второй гармоника [119, 120].

Теоретически рассчитанные и экспериментальные значения спектральной ширины синхронизма для кристалла KDP находятся в интервалах  $\Delta\lambda_c^{ooe} \approx 72.5 \div 283 \text{ \AA}$  и  $\Delta\lambda_c^{oee} \approx 55.7 \div 200 \text{ \AA}$  [35-37, 70, 118]. Далее в качестве верных значений спектральной ширины синхронизма будут использоваться  $\Delta\lambda_c^{ooe} = 178 \text{ \AA}$  и  $\Delta\lambda_c^{oee} = 100 \text{ \AA}$  [35].

Рассмотрению условия фазового синхронизма в процессе ГВГ с учётом расходимости и конечной ширины спектра основного излучения посвящена работа [70]. Выведена формула дисперсии направления синхронизма  $d\theta/d\lambda$ , от которой существенно зависит эффективность преобразования некогерентного лазерного излучения. Рассмотрены эффекты насыщения и сужения импульса. В эксперименте исследовались кристаллы KDP, ADP и LiNbO<sub>3</sub>, для которых были рассчитаны параметры фазового

синхронизма для основного излучения на длине волны 1,06 мкм, а также значения дисперсии направления синхронизма. В экспериментах с кристаллом KDP наблюдалось сужение спектра с 19 Å излучения основной частоты до 9 Å на частоте второй гармоники, а эффективность преобразования по энергии составила 51 %. Отметим, что полный угол расходимости излучения, содержащий половину энергии, был близок к дифракционному значению и равнялся  $4 \cdot 10^{-5}$  рад.

Экспериментальные способы определения величины дисперсии направления синхронизма были предложены и реализованы в работе [44] советских авторов. Особой изюминкой является экспериментальное подтверждение идеи о том, что помимо процесса удвоения основной частоты при преобразовании некогерентного излучения лазера, происходит также процесс сложения частот, расположенных симметрично в спектре излучения относительно удваиваемой частоты, так как направления синхронизма для этих двух процессов совпадают. Эффективность процесса сложения двух частот определяется степенью совпадения во времени излучения на этих частотах. Исходя из этого, в работе рассмотрены два случая – когда процесс генерации второй гармоники излучения некогерентного нерасходящегося пучка лазера происходит при отсутствии временного совпадения в излучении отдельных спектральных компонент, и когда выполняется условие временного совпадения отдельных спектральных компонент некогерентного излучения лазера. Помимо измерения величины дисперсии направления синхронизма, также представлены результаты по изучению влияния некогерентности излучения на эффективность его преобразования во вторую гармонику в кристалле KDP длиной 50 мм для взаимодействия с ним. Эксперименты проводились для узкого – 0,4 нм и широкого – 5,0 нм спектров излучения основной частоты, при расходимости излучения –  $2'$  и плотности мощности



излучения моноимпульса –  $20 \text{ МВт/см}^2$ . Приведены графики зависимости эффективности преобразования от плотности мощности основного излучения для узкого и широкого спектров излучения лазера. На этих графиках также штрихами показаны расчётные зависимости для расходящегося в угле  $2'$  монохроматического пучка и для нерасходящегося пучка с шириной спектра  $5,0 \text{ нм}$ , при полном отсутствии временного совпадения отдельных спектральных компонент. Экспериментально показано, что явление сложения частотных компонент, симметричных по спектру относительно удваиваемой частоты, даёт существенный вклад в эффективность преобразования немонохроматического излучения лазера на неодимовом стекле во вторую гармонику. Однако, несмотря на это, эффективность преобразования при широком спектре основного излучения значительно ниже, чем при узком спектре –  $24 \%$  и  $36 \%$ , соответственно.

Спустя год, теми же авторами была опубликована работа [45], в которой были исследованы дисперсия направления синхронизма и угловая ширина синхронизма при генерации второй гармоники в кристаллах KDP, ADP, RDP и  $\text{LiNbO}_3$ . Предложен метод расчёта эффективности преобразования частоты при широком спектре излучения лазера, когда  $\Delta_\lambda \gg \Delta_\alpha$ , где  $\Delta_\alpha$  – фазовая расстройка, а  $\Delta_\lambda$  – расстройка, обусловленная дисперсией показателя преломления в нелинейном кристалле. В предыдущей работе авторами было получено, что, при ГВГ излучения со спектральной полосой  $2\Delta\lambda$ , дисперсия направления синхронизма приводит к появлению расстройки  $\Delta_\lambda$  даже при идеально параллельном пучке. В работе [45] показано, что соотношение между  $\Delta_\lambda$  и  $\Delta_\alpha$  в значительной степени определяет эффективность процесса ГВГ. Представлены графики зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику в кристаллах KDP и RDP от их разворота в главной плоскости относительно направления основного излучения при широком  $2\Delta\lambda = 40 \text{ \AA}$  и узком  $2\Delta\lambda = 0,3 \text{ \AA}$  спектрах

излучения для сильнорасходящегося –  $3,5'$  и слаборасходящегося –  $50''$  пучков. Из приведённых в работе графиков видно, что эффективность преобразования при широком спектре и сильнорасходящемся пучке на два порядка ниже, чем при узком спектре в случае обоих значений расходимости излучения. Показано преимущество кристалла KDP перед RDP для применения в экспериментах по ГВГ при широком и узком спектрах излучения, как для сильнорасходящихся, так и для слаборасходящихся пучков.

Усовершенствованный метод исследования спектральных характеристик нелинейных кристаллов, который позволяет однозначно идентифицировать направления синхронизма удвоения и сложения, предложен всё теми же авторами в работе [113]. В ней измерены дисперсия направления синхронизма, угловая и спектральная ширины синхронизма при генерации второй гармоники неодимового лазера в кристаллах KDP, ADP,  $\text{HfO}_3$ ,  $\text{LiIO}_3$ , DKDP и CDA, приведена таблица со значениями. Исследовано пространственное распределение процессов удвоения и сложения частотных компонент при генерации второй гармоники некогерентного излучения лазера в кристаллах KDP и  $\text{HfO}_3$ . Идентифицированы направления синхронизма удвоения и сложения в кристалле KDP для его взаимодействия, приведены зависимости углов синхронизма сложения и удвоения для двух частот излучения неодимового лазера от величины спектрального интервала между ними.

В работе [80] был исследован процесс ГВГ в условиях сильного энергообмена между основной волной и второй гармоникой для взаимодействий  $o-o$  и  $o-e$ , при разных значениях параметров лазерного излучения. Исследования проводились для широкого – 5 нм и узкого – 0.1 нм спектров основного излучения при разных состояниях поляризации излучения. В этих экспериментах установка позволяла плавно изменять

расходимость излучения с  $1,5'$  до  $15'$ , а максимальная плотность мощности составила примерно  $120 \text{ МВт/см}^2$ . Из приведённых в работе графиков видно, что эффективность преобразования при широком спектре ниже, чем при узком спектре. Для излучения с широким спектром максимум преобразования достигается при плотности мощности  $\sim 110 \text{ МВт/см}^2$  и равен  $30 \%$ , тогда как при том же значении плотности мощности в случае узкого спектра максимальная эффективность равна  $40 \%$ . Полученные графики демонстрируют, что для широкого спектра излучения высокая эффективность преобразования может быть достигнута при использовании взаимодействия  $ooe$ , что объясняется значительно меньшей дисперсией направления синхронизма, чем для взаимодействия  $oee$ , а значит, эффективность преобразования для взаимодействия  $oee$  более критична к ширине спектра излучения лазера.

Экспериментальное и теоретическое исследование преобразования во вторую гармонику широкополосного излучения неодимового лазера на фосфатном стекле в кристалле KDP при взаимодействии  $oee$  было проведено в [96]. Рассматривалось преобразование широкополосного излучения ( $\approx 17 \text{ см}^{-1}$ ) с единственной поперечной модой  $\text{TEM}_{00}$  во ВГ как в одном кристалле, так и в расположенных последовательно двух кристаллах. Теоретические расчёты предсказывали уширение спектра второй гармоники относительно основного излучения более чем в 1.5 раза после преобразования в первом кристалле, и практически в 2 раза после преобразования во втором кристалле. Экспериментально было получено уширение спектра ВГ примерно в 1.5 раза по сравнению со спектром основного излучения после двух кристаллов KDP толщиной 1 см и 2.5 см, соответственно. Итоговая эффективность преобразования составила  $55 \%$ .

В работе [111] использовался лазер на неодимовом стекле, излучающий на двух длинах волн, отстоящих друг от друга на  $40 \text{ \AA}$ . Экспериментально

был исследован угловой спектр второй гармоники при осуществлении в нелинейном кристалле KDP взаимодействия *oee*. Показано, что для взаимодействий *ooe* и *oee* угловой спектр преобразованного излучения существенно различается, хотя частотный спектр одинаков в обоих случаях.

Преимущество кристалла KDP перед  $\text{LiNbO}_3$  в экспериментах по эффективному преобразованию широкополосного излучения неодимового лазера во вторую гармонику из-за значительно большего значения спектральной ширины синхронизма у кристалла KDP продемонстрировано в [115].

В [86] высокая эффективность преобразования – 65 % – была достигнута при довольно узком спектре основного излучения  $\sim 0,1$  нм для взаимодействия *oee*. При тех же условиях, но для взаимодействия *ooe*, максимальная эффективность преобразования не превысила 56 %. В работе применялась специальная оптическая система из телескопа и цилиндрической линзы с внесением в резонатор щелевой диафрагмы, а столь узкая ширина спектра обеспечивалась внесением в резонатор эталона Фабри-Перо. А в экспериментах работы [91], где были получены предельные значения коэффициента преобразования во вторую гармонику, использовался лазер на фосфатном стекле, у которого спектральная ширина излучения генератора не превышала  $0,02 \text{ \AA}$ .

#### 1.4 Влияние поляризации излучения на процесс ГВГ.

Помимо угловых и спектральных параметров лазерного излучения, значительную роль в процессе ГВГ играет также тип поляризации лазерного излучения и её степень. При взаимодействии *ooe* в генерации гармоники участвует лишь обыкновенная волна основной частоты, тогда как при взаимодействии *oee* участвуют и обыкновенная, и необыкновенная волны основной частоты, а высокоэффективное преобразование возможно лишь при

равенстве амплитуд обыкновенной и необыкновенной волн основной частоты [86].

В реальных экспериментах излучение мощных лазеров вследствие неравномерности распределения накачки по сечению активного элемента в генераторе, а также частичной поляризации при полном внутреннем отражении на призме-модуляторе добротности резонатора, часто имеет некоторую преимущественную поляризацию в одной плоскости [121]. Излучение может иметь линейную поляризацию, круговую, либо быть неполяризованным – когда имеет место хаотическое состояние поляризации излучения. Имея преимущественную поляризацию и проходя через систему усиления, состоящую также из активных элементов, нагреваемых лампами накачки, излучение лазера на выходе становится ещё более деполаризованным. Применение различных методов устранения деполаризованной компоненты излучения не слишком эффективно, поскольку технологически сложно сделать поляризаторы, особенно с большой апертурой, которые пропускали бы только излучение с нужной поляризацией.

Влияние типа и степени поляризации лазерного излучения на процесс ГВГ в кристаллах KDP было детально изучено как теоретически, так и экспериментально [35, 38, 46, 77, 78, 80, 122]. Определён оптимальный тип поляризации для каждого из взаимодействий *ооо* и *оое*, при котором будет проходить наиболее эффективное преобразование излучения во вторую гармонику [77]. Получено, что наличие даже нескольких процентов деполаризованного излучения заметно снижает эффективность преобразования [122].

В работах [77, 78] были проведены теоретические и экспериментальные исследования по изучению влияния типа поляризации излучения на эффективность процесса ГВГ в кристаллах KDP при реализации взаимодействий *ооо* и *оое*. Для взаимодействия *оое* также была

исследована зависимость эффективности преобразования линейно поляризованного расходящегося лазерного излучения от угла между плоскостью поляризации излучения и главным сечением кристалла при точном синхронизме для осевого пучка. Получено, что для взаимодействия  $oee$  оптимальным углом ориентации вектора поляризации основной частоты относительно главного сечения кристалла является  $45^\circ$ , поскольку эффективность преобразования, которая пропорциональна произведению проекций вектора поляризации в направлениях  $o$  и  $e$ , в этом случае будет иметь максимальное значение.

В [77] приведены зависимости эффективности преобразования от расходимости излучения для взаимодействий  $ooe$  и  $oee$ , причём в случае взаимодействия  $ooe$  излучение было линейно поляризованным, а при взаимодействии  $oee$  – хаотически поляризованным, либо линейно поляризованным с углом ориентации вектора поляризации основного излучения  $45^\circ$ . Анализ этих зависимостей показывает, что наиболее эффективно происходит преобразование линейно поляризованного излучения с ориентацией вектора поляризации в  $45^\circ$ , при реализации взаимодействия  $oee$ . Далее по эффективности следует ГВГ линейно поляризованного излучения при реализации взаимодействия  $ooe$ . В этом случае, при значениях расходимости излучения  $2\alpha > 2'$  эффективность преобразования практически вдвое меньше, чем для взаимодействия  $oee$  с ориентацией вектора поляризации в  $45^\circ$ . Наименьшая эффективность преобразования получается для хаотически поляризованного излучения, при реализации взаимодействия  $oee$ . Для данных состояний поляризации излучения получены зависимости эффективности преобразования от длины кристалла при реализации взаимодействия  $oee$ . Также приведено отношение этих эффективностей, характеризующее проигрыш в коэффициенте преобразования для хаотически поляризованного излучения. Получается, что

при любых плотностях мощности основного излучения проигрыш в эффективности преобразования хаотически поляризованного излучения перед линейно поляризованным составляет более двух раз, а при превышении оптимальной длины кристалла (особенно при увеличении плотности мощности основного излучения) проигрыш возрастает до шести раз. Авторами отмечается, что ранее [97] при ГВГ неполяризованного лазерного излучения в кристалле KDP с реализацией взаимодействия *oee* экспериментально была получена эффективность преобразования 22 %, а в этой работе [77], при введении в резонатор задающего генератора поляризатора с ориентацией вектора поляризации излучения –  $45^\circ$ , эффективность преобразования уже достигла 56 %.

В [78] отмечается, что при реализации взаимодействия *oee* для эффективного процесса ГВГ нелинейный кристалл всегда может быть ориентирован так, что вектор электрических колебаний линейно поляризованного лазерного излучения будет перпендикулярен главному сечению кристалла. При хаотически поляризованном излучении векторы электрических колебаний ориентированы по отношению к главному сечению кристалла случайным образом, что приводит к падению эффективности преобразования по сравнению со случаем преобразования линейно поляризованного излучения. Для взаимодействия *oee* приведены зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от угла между главным сечением кристалла KDP (длина – 4 см) и плоскостью поляризации излучения, при значениях расходимости  $2'$ ,  $4'$  и  $10'$ . Максимальные значения эффективности преобразования достигаются, как и следовало ожидать, при угле –  $45^\circ$ , и составляют 18 %, 34 % и 66 %, соответственно.

Влияние частичной деполяризации излучения на процесс ГВГ было рассмотрено в работе [122]. Теоретически рассмотрены два механизма деполяризации излучения (линейный и нелинейный) в мощных

твердотельных лазерах на стекле, обусловленные наведённой анизотропией в активных элементах и нелинейным вращением эллипса поляризации. В практически интересных случаях линейной и круговой поляризаций качественно и численно проанализировано влияние деполяризации излучения на генерацию второй гармоники при реализации в кристаллах KDP взаимодействия *oee*. Показано, что в поле частично деполяризованного излучения ограничение эффективности ГВГ связано главным образом с деполяризацией излучения. Исследования проводились с излучением лазера на фосфатном стекле, задающий генератор которого работает в режиме излучения одной поперечной и одной продольной моды. Спектральная ширина линии излучения генератора не превышала  $0,02 \text{ \AA}$ , расходимость излучения составляла  $5 \times 10^{-5}$  рад, а значит, исключалось влияние углового дисперсионного эффекта и немонахроматичности излучения. В работе приведены экспериментальные зависимости эффективности преобразования от плотности мощности основного излучения в случае линейной и круговой поляризаций излучения для взаимодействий *ooe* и *oee*. Для взаимодействия *oee* получено, что ограничение эффективности ГВГ связано главным образом с наличием деполяризации излучения в несколько процентов, а эффективность преобразования в этом случае не превышает 80 %. При полном исключении деполяризованной компоненты эффективность преобразования возрастает и достигает предельного значения 90 %. При реализации взаимодействия *ooe* деполяризация практически не влияла на процесс ГВГ и эффективность преобразования достигала 90 %.

В работах [46, 80] исследования ГВГ в кристаллах KDP проводились при разных состояниях поляризации основного излучения. Анализируя результаты из [80], можно сделать вывод, что для эффективного преобразования во вторую гармонику основного излучения должно быть линейно поляризованным как для *ooe*, так и для *oee* взаимодействий. При



широком спектре основного излучения  $2\Delta\lambda = 5$  нм и взаимодействии *оee* эффективность преобразования выходит на насыщение на уровне  $\approx 24$  % для неполяризованного излучения, и  $\approx 30$  % для линейно поляризованного излучения, тогда как при узком спектре  $2\Delta\lambda = 0,1$  нм максимальная эффективность преобразования, достигнутая для линейно поляризованного излучения, составила  $\approx 40$  %. Для взаимодействия *оoe* представлен график только для линейно поляризованного излучения при широком спектре основного излучения, где достигнутая максимальная эффективность преобразования не превышает 38 %.

В [46] был исследован процесс ГВГ излучения многомодового лазера на неодимовом стекле, при значениях расходимости основного излучения  $6'$  угл.мин. и ширины спектра – 50 Å. Исследовалась эффективность преобразования неполяризованного и линейно поляризованного излучений в кристалле KDP, ориентированным на взаимодействия *оoe* и *оee*. Как для взаимодействия *оoe*, так и для *оee*, эффективность преобразования не превысила 18 %. При взаимодействии *оee* цилиндрическая фокусировка линейно поляризованного излучения в кристалл позволила достичь 33 % эффективности преобразования.

### 1.5 Влияние прочих факторов на процесс ГВГ.

Немаловажную роль в процессе ГВГ играет также и пространственное распределение интенсивности лазерного излучения. При рассмотрении процесса ГВГ в приближении геометрической оптики оптимальной является П-образная форма пространственного и временного распределений излучения [35, 38]. Однако в реальной ситуации из-за резкого скачка напряжённости поля на краях такого пучка его фазовый фронт в процессе распространения сильно искажается, а это, в свою очередь, ограничивает

эффективность ГВГ [81]. С другой стороны, как известно, лазерные пучки с гауссовым распределением интенсивности сохраняют свою форму во времени, их фазовый фронт не претерпевает сильных изменений в процессе распространения и остаётся сравнительно гладким. Однако излучение с гауссовым распределением интенсивности будет преобразовываться во вторую гармонику менее эффективно, чем плоская волна. Также в гауссовом пучке при наличии обратной перекачки, обусловленной каким-либо из ограничивающих факторов, преобразование для различных частей распределения будет достигать насыщения не одновременно и на различных длинах кристалла, что приведёт к снижению интегральной эффективности преобразования. Таким образом, получается, что оптимальное по форме распределение интенсивности будет промежуточным между гауссовым и П-образным. Подобным распределением интенсивности обладает гипергауссов пучок. Дополнительный интерес к этому вопросу обусловлен тем обстоятельством, что оптимальным профилем интенсивности пучка для получения максимальной выходной мощности излучения многокаскадных лазеров также является гипергауссов [123-125].

Предпочтительность гипергауссовых пучков по отношению к гауссовым пучкам продемонстрировано теоретически и экспериментально [78, 81, 82]. Получено, что среди гипергауссовых пучков наиболее эффективно преобразование во вторую гармонику проходит для профилей с более высокой степенью распределения. В работе [81] показано, что даже весьма незначительные искажения фазового фронта основной волны значительно уменьшают эффективность ГВГ, также рассмотрен вопрос влияния дифракции на процесс ГВГ в гипергауссовых пучках. Проведённый в [81] анализ показал, что основным эффектом, ограничивающим эффективность преобразования в широких пучках, является дисперсионный, в то время как влияние апертурного эффекта и дифракционного сбоя фаз на эффективность преобразования в таких пучках пренебрежимо мало.

Максимальная эффективность для гипергауссовых пучков достигается на длине кристалла, меньшей, чем для гауссовых пучков. Это обстоятельство даёт выигрыш в эффективности преобразования из-за снижения потерь на поглощение в кристалле, а также уменьшения роли углового дисперсионного эффекта.

Поглощение и рассеяние излучения в кристалле в значительной степени зависит не только от длины волны излучения, но и от качества выращивания и полировки кристалла [35, 126, 127]. Данный фактор влияет также и на предельное значение плотности мощности, при котором на поверхности и внутри кристалла появляются оптические повреждения. На одном сантиметре, как правило, коэффициент поглощения не превышает 6 % от величины основного излучения с длиной волны  $\lambda = 1.06$  мкм, а при длине волны  $\lambda = 0.53$  мкм коэффициент поглощения составляет всего 1 % [35-37, 57, 126]. Неоднородность кристалла может сильно понизить эффективность преобразования, однако с повышением плотности мощности входного излучения уменьшается влияние неоднородности среды на протекание нелинейных процессов [38].

На эффективность процесса ГВГ влияет также температура нелинейного кристалла, поскольку от неё зависят показатели преломления. При поглощении излучения происходит неравномерный нагрев нелинейного кристалла, вследствие чего возникают неоднородные температурные поля [35, 57]. Это, в свою очередь, приводит к изменению показателей преломления волн основного излучения и второй гармоники. Полное приращение каждого показателя преломления складывается из двух членов, связанных со свободным равномерным нагревом кристалла и термоупругими напряжениями (неоднородный нагрев). Из-за пространственно-неоднородного распределения значений показателей преломления возникают неоднородная по сечению пучка фазовая расстройка и эффект нелинейной

рефракции (тепловая линза), ограничивая эффективность преобразования. Однако, данные эффекты значительны при преобразовании излучения квазинепрерывных или непрерывных лазеров. В случае же мощного одиночного импульса происходит локальный нагрев нелинейного кристалла, приводящий к увеличению нарушения условия синхронизма с длительностью импульса, приводя к завалу формы импульса второй гармоники на этапе спада [35]. Таким образом, тепловые самовоздействия для мощных одиночных импульсов обуславливают предельную длительность импульса основного излучения. Следует отметить, что кристаллы KDP позволяют эффективно преобразовывать лазерное излучение во вторую гармонику в области комнатных температур и обладают достаточно большой температурной шириной синхронизма  $\approx 20$  °С, что значительно упрощает схему и условия эксперимента [35-37, 98, 118], а также позволяет пренебрегать эффектами, связанными с тепловым самовоздействием, при преобразовании во ВГ излучения одиночных импульсов.

Самовоздействие, а также перекрёстное взаимодействие волн основной частоты и второй гармоники приводят к появлению постоянной нелинейной и переменной фазовых расстройек [127]. Постоянная нелинейная фазовая расстройка, связанная с кубической восприимчивостью среды, зависит от интенсивности основного излучения, а переменная фазовая расстройка – от интенсивности второй гармоники. При отсутствии линейной фазовой расстройки нелинейная фазовая расстройка приводит к снижению эффективности ГВГ и появлению пространственных биений, причём с ростом интенсивности основного излучения влияние кубической нелинейности на ГВГ увеличивается [127, 128]. При наличии линейной фазовой расстройки, с её увеличением период пространственных биений сначала растёт, а затем уменьшается [127]. Благодаря этому эффекту появляется возможность увеличения эффективности ГВГ при компенсации

линейной фазовой расстройкой нелинейной [127-129]. Для систем с нормальной дисперсией (линейная расстройка  $\Delta > 0$ ) эффективность ГВГ при наличии кубической нелинейности может быть существенно повышена по сравнению с таковой при квадратичной нелинейности [128]. Однако нелинейная расстройка может как компенсировать линейную, так и увеличивать в зависимости от её знака [128]. В области больших эффективностей преобразования при нарушении фазового соотношения для ГВГ интенсивная вторая гармоника начинает играть роль накачки для основной волны, причём при большей интенсивности основного излучения абсолютный максимум эффективности преобразования достигается при больших значениях линейной фазовой расстройки [127]. В свою очередь зависимость нелинейной расстройки от интенсивности основного излучения приводит к невозможности полной её компенсации для реальных пучков и импульсов, следовательно, к невозможности 100 %-ного преобразования энергии [127]. В работе [127] отмечается, что заметное влияние кубической нелинейности при ГВГ в кристалле KDP будет проявляться при интенсивностях основного излучения  $\sim 10$  ГВт/см<sup>2</sup>, которая является пробойной для субнаносекундных импульсов, а в кристалле LiNbO<sub>3</sub> – при интенсивностях основного излучения, примерно в 25 раз меньших, чем для кристалла KDP. Также отмечается, что для нелинейных кристаллов длиной в несколько сантиметров вкладом самофокусировки можно пренебречь.

В случае некогерентного удвоения частоты, если в процессе мощность гармоники становится достаточно большой, более вероятной оказывается некогерентная генерация третьей гармоники, нежели обратная перекачка энергии гармоники в основную волну [48]. Оценки для большого числа мод  $\sim 10^3$  также показывают, что если в лазерном излучении возможны периодически повторяющиеся выбросы с интенсивностью, превышающей

среднюю почти на порядок, то в гармонике имеют место выбросы, превосходящие среднюю интенсивность на несколько порядков [48].

Помимо линейного поглощения эффективность преобразования может ограничивать также двухфотонное (нелинейное) поглощение [35, 130]. Данный эффект должен учитываться в случае, если сумма энергий двух квантов  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_1$ ,  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  или  $\hbar\omega_2 + \hbar\omega_2$  ( $\hbar\omega_1$  – энергия фотона основной частоты,  $\hbar\omega_2$  – энергия фотона с частотой второй гармоники) будет превышать ширину запрещённой зоны нелинейного кристалла. Для длины волны излучения неодимовых лазеров  $\lambda \approx 1.06$  мкм энергии квантов получаются  $\hbar\omega_1 \approx 1.16$  эВ и  $\hbar\omega_2 \approx 2.32$  эВ [35], а значения ширины запрещённой зоны кристалла KDP по разным источникам варьируется в пределах  $E_g = 2.95 \div 7.1$  эВ [131-133]. Таким образом, если ширина запрещённой зоны  $E_g$  будет меньше 4.64 эВ, то на процессе ГВГ может повлиять двухфотонное поглощение на частоте второй гармоники, а при  $E_g < 3.5$  эВ – поглощение, связанное также и с взаимодействием квантов основной частоты и второй гармоники. На основной частоте двухфотонное поглощение будет сказываться при высоких значениях плотности мощности  $I \geq 10$  ГВт/см<sup>2</sup> [38], которые превышают пробойное значение для наносекундных и субнаносекундных длительностей импульсов. Измерения в работе [134] показали отсутствие нелинейного поглощения на длине волны 1064 нм для кристаллов KDP и VBO. Для частоты второй гармоники за нелинейное поглощение в кристаллах KDP и VBO ответственны трёхфотонные процессы, тогда как за нелинейное поглощение в LiNbO<sub>3</sub> – двухфотонный процесс. Наличие двухфотонного поглощения приводит к существенному изменению характеристик преобразователей частоты и появлению предельного значения эффективности преобразования [130]. Появляется немонотонная зависимость эффективности преобразования от произведения плотности мощности излучения и длины кристалла [130]. Данная немонотонность налагает

ограничения как на длину нелинейного кристалла при постоянной плотности мощности, так и на плотность мощности при постоянной длине кристалла [130].

При преобразовании широкополосного излучения на эффективность ГВГ может также повлиять эффект синхронизации мод [35, 48, 102, 135]. Для излучения моноимпульсных твердотельных лазеров с большим числом поперечных и продольных мод возможна только спонтанная частичная синхронизация мод (самосинхронизация мод), когда моды синхронизируются за счёт их нелинейного взаимодействия, и не обусловлена каким-либо внешним модулирующим (синхронизирующим) фактором [35, 48]. Для синхронизации продольных мод обычно в генераторе лазера в качестве модулятора добротности используется просветляющийся кристалл [27]. В работе [136], где рассмотрен вопрос о частичной синхронизации, характеризующейся разбиением всего спектра на отдельные группы полностью сфазированных мод, отмечается, что порог такого рода синхронизации тем ниже, чем на большее число областей разбивается спектр генерации основного излучения. Получено, что для частичной синхронизации мод вполне достаточно нелинейности показателя преломления матрицы активного элемента [136]. Следует отметить, что с наличием частичной самосинхронизации мод резко возрастают локальные всплески интенсивности излучения, которые при высоких уровнях плотности мощности могут достигать величины оптического пробоя нелинейного кристалла, используемого для ГВГ.

Упомянув многомодовое излучение, следует отметить, что были проведены исследования преобразования отдельных Лагер-Гауссовых мод  $TEM_{p,0}$  высокого порядка ( $p \leq 5$ ) во вторую или третью гармоники [137, 138]. Подобные исследования были связаны с возрастающим интересом к ультрафиолетовым (УФ) источникам излучения на твердотельных лазерах с диодной накачкой. Преобразованное в высшие гармоники излучение

подобных лазеров обладает рядом преимуществ по сравнению с другими УФ-лазерами (малое пятно фокусировки, высокая эффективность, большее время жизни, высокая стабильность, простота исполнения, малые размеры и т.д.) [138]. В работе [138] было получено, что эффективность ГВГ для  $TEM_{5,0}$  выше, чем для  $TEM_{0,0}$ , что связано с меньшей расходимостью излучения высшей моды при одинаковой перетяжке.

## 1.6 Выводы

Процесс ГВГ излучения неодимовых лазеров в кристаллах KDP хорошо изучен как для излучения с единственной низшей модой  $TEM_{00}$ , так и для излучения с широким спектром, когда много продольных мод. Однако, процесс ГВГ для излучения мощных наносекундных широкоапертурных лазеров на неодимовом стекле подобного класса, как в нашем случае, когда в нём присутствует большое число и продольных, а, главное, поперечных мод, был изучен не в достаточной мере. Таким образом, поскольку, как уже отмечалось во **Введении**, данный вопрос представляет не только научный интерес, но и практический, то следует более детально изучить процесс ГВГ в кристаллах KDP многомодового по пространству и времени лазерного излучения с контролируемой когерентностью.



## Глава 2. Генерация второй гармоники при взаимодействии *оee*

### 2.1 Экспериментальная установка по ГВГ

На основе сконструированного и собранного в Отделе ЛТС ОКРФ ФИАН многомодового по пространству и времени наносекундного широкоапертурного лазера была создана установка «Канал–2» [42, 43] для проведения исследований взаимодействия мощного лазерного излучения с различными твердотельными и микроструктурированными мишенями (веществами). Возможность управления распределением интенсивности и подавления когерентных возмущений в фокусе лазера простым изменением когерентности стартового излучения в резонаторе значительно упрощает решение задачи достижения высокооднородного распределения интенсивности по сечению пучка. Ещё одним достоинством лазеров, работающих в многомодовом режиме, является возможность подавления мелкомасштабной самофокусировки в усилительной системе без применения пространственной фильтрации, что значительно упрощает оптическую схему лазера, приводит к снижению потерь и в конечном итоге повышает эффективность усилительной системы и общий КПД лазера.

Большинство современных мощных лазерных установок работают в режиме низшей моды  $TEM_{00}$ , обладая высокой когерентностью и гауссовым распределением в дальней зоне. В этом случае одномодовый пучок лазерного излучения при фокусировке может быть сконцентрирован в пятно, размер которого определяется радиусом  $r$ :

$$r = 1.22 \times f \times (\lambda/D) = 1.22 \times \lambda \times \{1/(D/f)\},$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения,  $f$  – фокусное расстояние объектива,  $D$  – диаметр объектива [42, 43]. При светосиле объектива  $D/f \approx 1/10$  и  $\lambda \approx 1$  мкм радиус пятна фокусировки составляет  $\approx 12$  мкм, что значительно меньше

размеров используемых мишеней. Одновременное применение большого числа одномодовых пучков, позволяет покрыть всю площадь мишени и повысить общую плотность мощности на ней. Однако в этом случае возникают осложнения с однородностью (равномерным облучением) облучения мишени, связанные в основном с остаточными аберрациями лазерных пучков и интерференции лазерного излучения на поверхности мишени, приводящей к локальным резким всплескам интенсивности. Как в лазерной технике, так и в изготовлении специальных мишеней, для уменьшения влияния данных нежелательных факторов применяются различные методы, улучшающие равномерность распределения излучения по поверхности мишени.

Например, в лазерной технике используются фазовые пластины (ФП), назначение которых состоит в перемешивании лазерного излучения на поверхности мишени таким образом, чтобы сгладить аберрации лазерных пучков и фокусирующей оптики, а также согласовать между собой размер мишени и пятна фокусировки. Когерентность излучения при использовании ФП не меняется. На поверхности мишени формируется стационарная в течение лазерного импульса интерференционная спекл-структура с характерным размером спеклов, в пять – десять раз превышающим длину волны лазерного излучения, и практически 100 % контрастом картины. ФП сглаживают крупномасштабные неравномерности освещённости, однако создают мелкомасштабные искажения, которые могут приводить к таким нежелательным эффектам, как генерация быстрых электронов, филаментация плазменной короны, вынужденные Мандельштам-Бриллюэновское и Рамановское рассеяния и т.п. [42, 43, 141]. Таким образом, использование ФП не позволяет полностью решить проблему формирования однородного облучения мишени и достижения высокой плотности сжатия термоядерного топлива.

Для увеличения однородности распределения излучения по поверхности мишеней используются различные пенные покрытия на самих мишенях, проходя сквозь которые излучение должно после многократного переотражения равномерно распределиться по поверхности мишени. В этом случае эффект перераспределения излучения сильно зависит от типа, плотности и толщины пенного материала.

Достижению равномерного облучения с учётом когерентных свойств излучения внимание стало уделяться ещё в начале 80-х годов [141]. Было показано, что чем ниже степень когерентности излучения, тем меньше вероятность возникновения высокоинтенсивных интерференционных экстремумов в распределении интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени. В экспериментальном плане в исследованиях роли когерентности в проблеме Лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) положительное значение имело широкое использование именно лазеров на неодимовом стекле, свойства которых позволяют варьировать степень когерентности излучения в больших пределах, по сравнению с другими твердотельными лазерами.

Достижение однородного облучения мишени путём снижения степени пространственной когерентности, осуществляемой на выходе лазера, было продемонстрировано в работе [142]. В 1983г. в Naval Research Laboratory был предложен, а в 1985г. уже реализован метод подавления неравномерности освещённости мишени, обусловленной когерентностью излучения, введением в лазерный пучок на выходе установки эшелона Майкельсона, обеспечивающего временную задержку различных участков волнового фронта на величину, превышающую время когерентности. В результате удалось достичь быстрого (порядка времени когерентности) изменения спекл-структуры в фокальной плоскости и, тем самым, осуществить необходимое сглаживание распределения интенсивности.

Подобные способы использования когерентных свойств лазерного излучения для повышения равномерности облучения, подразумевают включение новых элементов в оптические схемы уже действующих крупномасштабных лазерных установок, что не является легко реализуемой задачей. Исходя из этого, можно ожидать, что ограничение степени когерентности излучения стартового импульса будет приводить к более эффективному согласованию параметров системы лазер-мишень: соотношению площади пятна фокусировки с размерами мишени, с необходимостью попадания на неё практически всей энергии пучка; контроль формы и однородности пространственного распределения интенсивности излучения по пятну фокусировки и т.д.

Лазер установки «Канал-2», излучение которого является многомодовым, позволяет независимо варьировать пространственную и временную когерентности исходящего из задающего генератора излучения, а также изменять пространственно-угловые параметры пятна фокусировки на мишени [42, 43]. Номинальные значения основных параметров излучения лазера установки «Канал-2» следующие: длина волны – 1.06 мкм, длительность импульса по полувысоте – 2.5 нс, расходимость излучения – 1.4 мрад, ширина спектра – 42 Å, выходная энергия – до 250 Дж, диаметр пучка на выходе – 45 мм, поляризация – деполаризованное излучение с выделенным направлением преимущественной линейной поляризации, число поперечных мод – 1000, время когерентности – 0.9 пс, длина когерентности – 0.27 мм, радиус когерентности – 0.76 мм, контраст излучения по энергии  $> 10^6$ .

Принципиальная оптическая схема установки «Канал-2» в экспериментах по преобразованию многомодового излучения лазера во вторую гармонику представлена на рисунке 2.1.1.

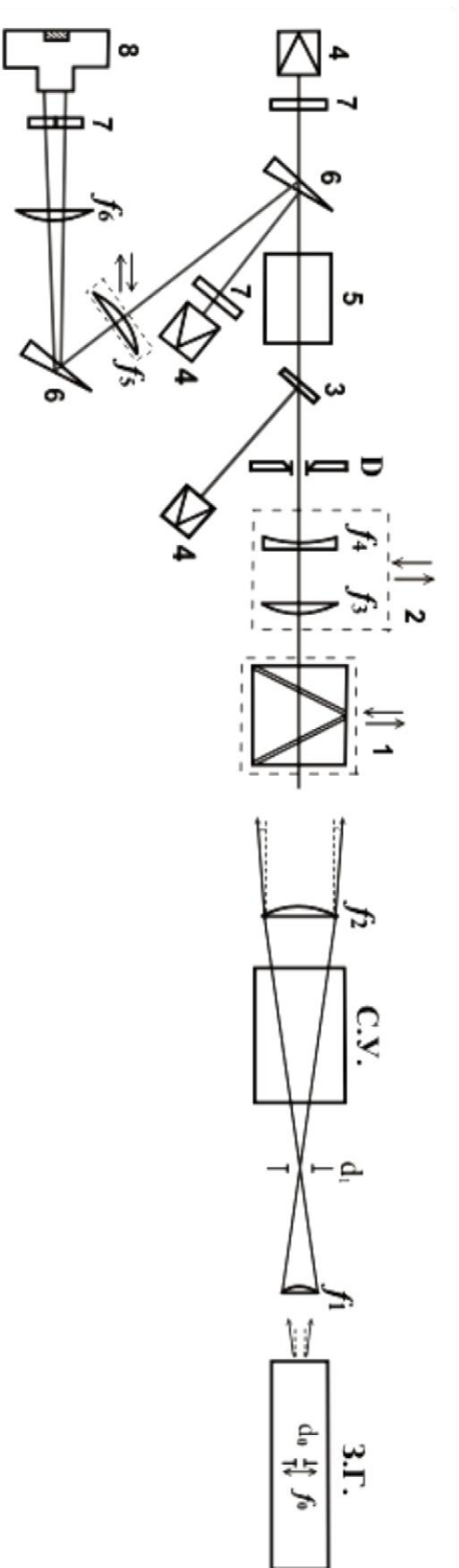


Рисунок 2.1.1. 3.Г. – задающий генератор, С.У. – система усиления,  $d_0$ ,  $d_1$ ,  $D$  – диафрагмы,  $f_0$  -  $f_6$

– линзы, 1 – поляризаторы, 2 – коллиматор, 3 – плоскопараллельная пластина (п/п), 4 – калориметры, 5 – нелинейный кристалл, 6 – оптические клинья, 7 – светофильтры, 8 – зеркальный цифровой фотоаппарат.

Задающий генератор лазера установки «Канал-2» собран на основе конфокального резонатора с базой  $L = 1200$  мм. В качестве активной среды используется силикатное стекло (длина  $l = 300$  мм, диаметр  $\varnothing = 10$  мм), легированное ионами  $\text{Nd}^{3+}$ . Модуляция добротности осуществляется электрооптическим затвором Керра, который позволяет работать в широком диапазоне углов расходимости генерируемого излучения. В центре резонатора установлены формирующая диафрагма  $d_0$ , определяющая число поперечных мод излучения, и коллективная линза с фокусным расстоянием  $f_0 = 300$  мм, создающая равномерное распределение излучения поперечных мод по площади изображения в диафрагме  $d_0$ . Оптическая схема лазера устроена таким образом, что формируемое в диафрагме  $d_0$  изображение передаётся оптически на всём пути излучения, и в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом транслируется на исследуемую мишень. Варьируя диаметр диафрагмы  $d_0$ , можно изменять расходимость выходящего из генератора излучения в диапазоне  $1.33 \cdot 10^{-2} \div 3 \cdot 10^{-3}$  рад, а, изменяя её форму и профиль пропускания, можно осуществлять управление пространственно-угловым распределением выходного излучения. Имея данные параметров резонатора лазера, по формуле (1) работы [143] можно рассчитать число генерируемых поперечных мод:

$$N = \frac{1}{12} \times (t_0^2 + 3t_0 - 2\sqrt{2t_0}) + \frac{1}{2} \quad (1),$$

$$\text{где } t_0 = \frac{2a^2 k \sqrt{L^*(2R-L^*)}}{L^*(2R-L^*) + 4(y^*)^2}, \quad L^* = L - l(1 - \frac{1}{n}),$$

$a$  и  $l$  – радиус и длина однородного диэлектрического активного элемента с просветлёнными торцами, помещённого в сферический резонатор с зеркалами одинакового радиуса кривизны  $R$ ;  $L$  – длина резонатора;  $n$  – коэффициент преломления активного вещества;  $y^* = y - l(1 - 1/n)$  (центр

резонатора находится вне активного элемента);  $y$  – расстояние от диафрагмирующего торца элемента до центра резонатора;  $k = 2\pi/\lambda$ . В нашем случае, при номинальном значении диафрагмы  $d_0 = 6$  мм, число генерируемых поперечных мод составило  $N \approx 1000$ .

Были проведены исследования пространственного распределения модовой структуры выходящего из генератора излучения в дальней зоне. На рисунке 2.1.2 приведены фотографии для случаев одной пространственной моды  $TEM_{00}$  (а) и  $N \approx 1000$  (б). Фотографии представлены не в одинаковом масштабе, диаметр  $TEM_{00}$  в дальней зоне  $d_{TEM_{00}} \approx 1.1$  мм, а излучения с  $N \approx 1000$  –  $d_{N \approx 1000} \approx 10$  мм. Отметим, что в случае  $N \approx 1000$  изображение получалось очень ярким и с равномерным распределением по сечению пучка, однако выходило в нелинейную область почернения. Для регистрации излучения в области нормальных почернений и демонстрации модовой структуры использовались нейтральные светофильтры, ослабляющие излучение на несколько порядков.

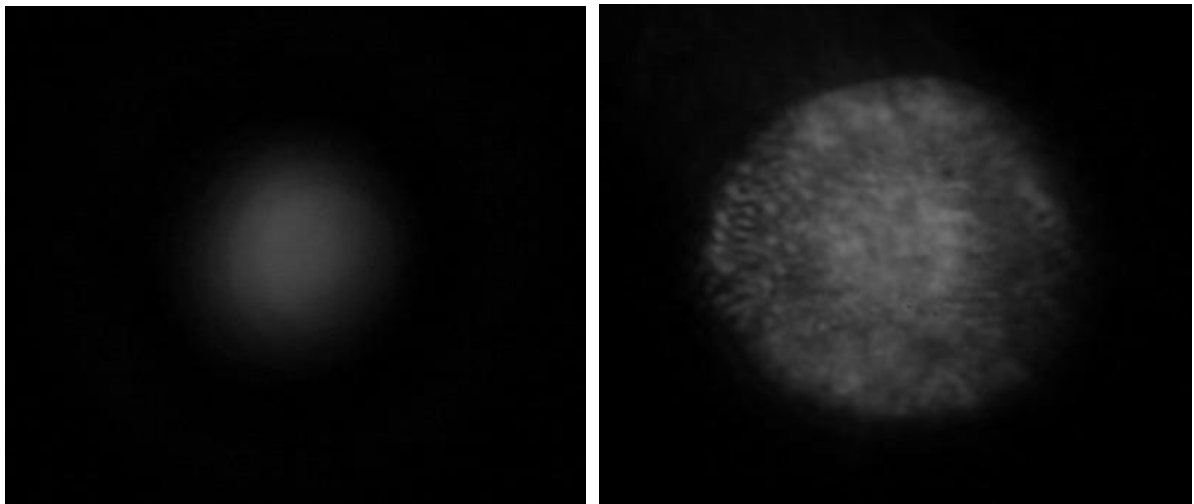
(а)  $TEM_{00}$ (б)  $N \approx 1000$ 

Рисунок 2.1.2. Пространственное распределение модовой структуры выходящего из генератора излучения в дальней зоне (масштаб не согласован): (а) низшая мода  $TEM_{00}$ , (б) многомодовое излучение  $N \approx 1000$ .

Система формирования пространственно-временных характеристик лазерного излучения обеспечивает задаваемую длительность импульса излучения, требуемый контраст, а также уровень энергии, необходимый для загрузки предварительных каскадов усиления. Это осуществляется с помощью двух последовательно расположенных затворов Керра, синхронизованных с точностью до 1 нс, и использования двухкаскадного усилителя из силикатного стекла марки ГЛС-1. На входе во второй затвор Керра излучение фокусируется линзой  $f_1$ , с фокусным расстоянием  $f_1 = 1000$  мм (см. Рисунок 2.1.1), что позволяет дополнительно управлять пространственно-угловым распределением излучения, установив диафрагму  $d_1$  в фокусе линзы  $f_1$ .

Для селекции спектрального состава излучения формируемого импульса в резонатор были введены два монохроматора Вуда. Один из них базируется на кварцевой пластинке с областью дисперсии  $\sim 60$  Å, а второй - на пластинке из исландского шпата с областью дисперсии  $\sim 30$  Å. Это позволило сформировать лазерные импульсы с различной шириной линии генерации  $\delta\lambda \approx 30$  Å, 15 Å, 3 Å, что при фиксированной длительности лазерного импульса, формируемого вырезающим электрооптическим затвором Керра.

На рисунке 2.1.3 приведена фотография файла осциллографа Tektronix, на которой зарегистрирован импульс излучения на выходе лазера. Видно, что форма импульса близка к гауссовой форме, а длительность импульса примерно составляет  $\tau_u = 2.5$  нс. Фотографии характерных спектров излучения генератора лазера приведены на рисунках 2.1.4(а) – естественный спектр излучения генератора, 2.1.4(б) – спектр излучения генератора при использовании кварцевой пластинки и 2.1.4(в) – спектры излучений генератора и на выходе лазера при использовании пластинок из кварца и исландского шпата. Для наглядности в качестве репера использовался спектр



излучения юстировочного непрерывного лазера на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$ . Из фотографии 2.1.4(в) видно, что спектр излучения на выходе лазера шире спектра выходящего из генератора излучения. Это является следствием того, что так называемые «крыльевые» области спектра из-за более низкого уровня интенсивности, проходя через усилительную систему, усиливаются больше, чем центральная часть спектра. Таким образом, для ширины спектров излучений генератора и на выходе лазера имеем:  $30 \text{ \AA} \rightarrow 42 \text{ \AA}$ ,  $15 \text{ \AA} \rightarrow 26 \text{ \AA}$ ,  $3 \text{ \AA} \rightarrow 5 \text{ \AA}$ .

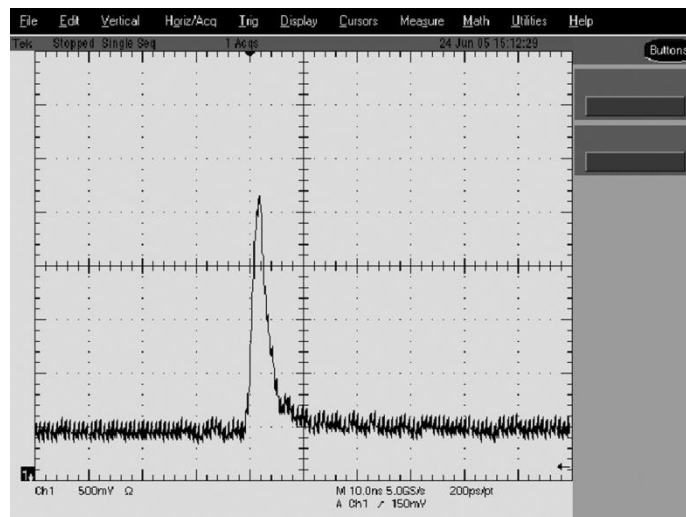


Рисунок 2.1.3. Форма импульса излучения на выходе лазера.

В качестве активных элементов последовательно расположенных усилительных каскадов используются стержни длиной 680 мм из силикатного стекла марки ГЛС-1. На выходе системы из усилителей, где диаметр последнего стержня  $\varnothing = 45 \text{ мм}$ , установлена линза  $f_2$  с фокусным расстоянием  $f_2 = 7000 \text{ мм}$  (см. Рисунок 2.1.1), фокус которой находится в месте расположения диафрагмы  $d_1$ , формируя параллельный пучок с расходимостью, зависящей от значений  $d_0$ ,  $d_1$ ,  $f_1$  и  $f_2$ . После линзы  $f_2$  размещён дополнительный, выдвигной усилитель с диаметром стержня  $\varnothing = 60 \text{ мм}$ .

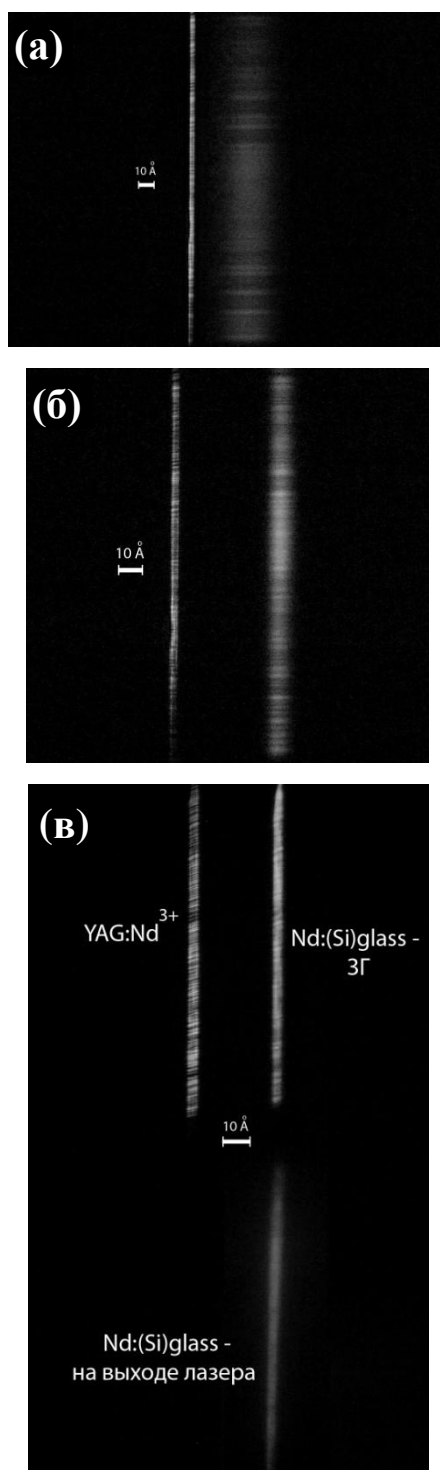


Рисунок 2.1.4. Спектры излучения задающего генератора лазера установки «Канал–2» на Nd:(Si)glass и юстировочного лазера на YAG:Nd<sup>3+</sup>: (а) естественный спектр излучения генератора, (б) спектр излучения генератора при использовании кварцевой пластинки, (в) спектры излучений генератора и на выходе лазера установки «Канал–2» при использовании пластинок из кварца и исландского шпата.

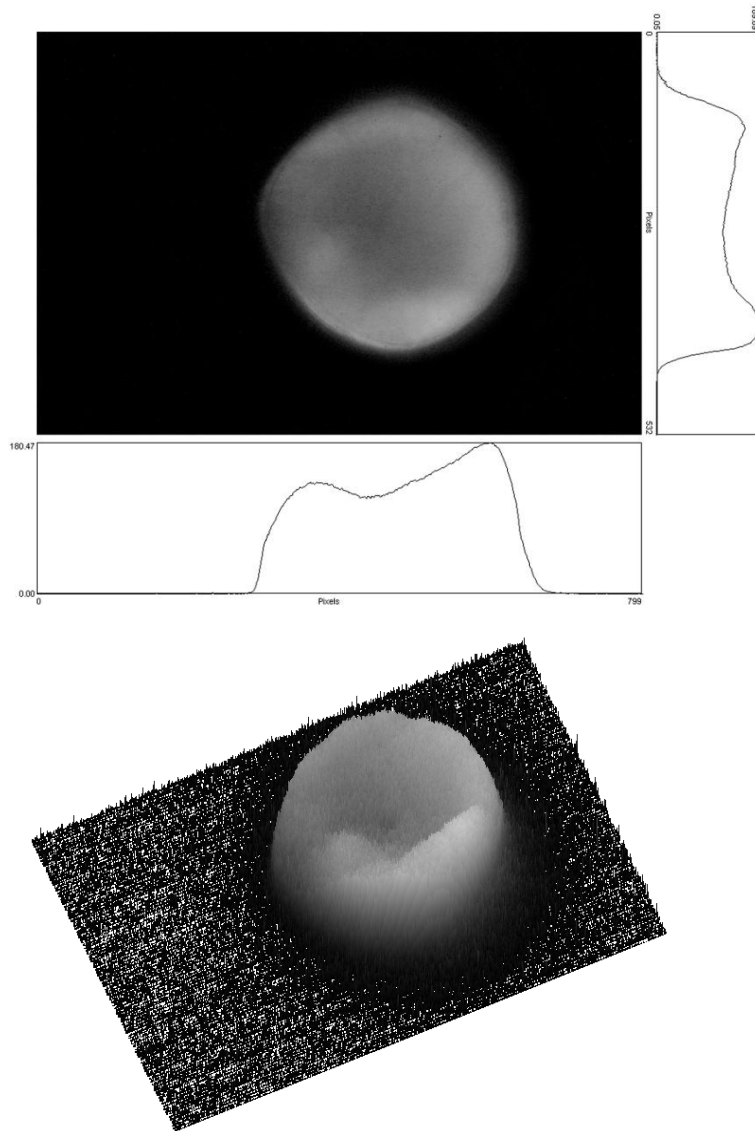


Рисунок 2.1.5. Ближняя зона основного излучения с профилями интенсивности излучения по горизонтали и вертикали, а также трёхмерное распределение интенсивности излучения. На графиках профилей интенсивности излучения по оси абсцисс отложены относительные величины в пикселях, сопоставляемые с пространственными размерами пучка, причём весь кадр соответствует размерам среднеформатной матрицы цифрового фотоаппарата, а по оси ординат – интенсивность излучения в относительных единицах – градации серого.

На рисунке 2.1.5 приведены фотография ближней зоны основного излучения, её горизонтальный и вертикальный профили, а также трёхмерный профиль интенсивности излучения. Данная фотография основного излучения в ближней зоне была сделана ещё при отсутствии в схеме лазера каких-либо оптических элементов, влияющих на пространственное распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка. Локальные чёткие тёмные участки на фотографии являются следствием использования для формирования изображения неидеальных оптических элементов – линзы, светофильтров из стекла, плоскопараллельной пластины и т.д.

В середине усилительной системы лазера расположен магнитооптический затвор Фарадея. Первые эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с веществом и генерации второй гармоники в нелинейных кристаллах на установке «Канал-2» проводились без наличия в схеме лазера затвора Фарадея. Однако, при высокой накачке активных элементов усилительной системы, отражённое от плазмы излучение проходя обратный путь, усиливалось, приводя к разрушениям оптических элементов системы формирования пучка лазера. Применение затвора Фарадея, состоящего из скрещенных поляризаторов и помещённого между ними вращателя поляризации, позволило изолировать оптические элементы от отражённого плазмой излучения.

Из-за большого нагрева активных элементов усилительной системы проходящее через неё линейно-поляризованное излучение деполаризовалось. При отсутствии затвора Фарадея и высоких уровнях накачки активных элементов усилительной системы степень деполаризации излучения на выходе лазера была близка к 50 %. Применение затвора Фарадея позволяло повысить степень поляризации излучения, однако далее с прохождением излучения через последующие усилители деполаризованная составляющая в излучения возрастала. Степень деполаризации в этом случае составляла не

менее 10 % и значительно возрастала с увеличением нагрева активных элементов.

Для изучения влияния степени деполяризации излучения на эффективность преобразования в схеме была предусмотрена возможность введения на выходе лазера в тракт пучка системы из последовательных высокопрочных плёночных поляризаторов, обеспечивающей высокую степень поляризации излучения.

В экспериментальной схеме было предусмотрено использование коллиматора (телескопа, увеличивающего направленность излучения) (см. Рисунок 2.1.1) с разными коэффициентами коллимации, что давало возможность изучать влияние на эффективность преобразования только расходимости излучения при одном и том же числе поперечных мод, а также повысить плотность мощности излучения на нелинейном кристалле. Коллиматор состоял из положительной длиннофокусной и отрицательной короткофокусной сферических линз, установленных таким образом, что их фокусы совпадали. Таким образом, получался на выходе такой же пучок как изначально (плоскопараллельный расходящийся), только с бóльшей расходимостью. Во сколько раз отличаются фокусы, во столько раз уменьшается диаметр пучка и увеличивается расходимость (направленность) излучения. Необходимо отметить, что при увеличении направленности излучения значительно улучшалось пространственное распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка.

Использование в экспериментах таких элементов, как магнитооптический затвор Фарадея, система из последовательных поляризаторов на выходе лазера и коллиматор, приводило к изменению пространственного распределения интенсивности основного излучения в поперечном сечении пучка. Поскольку эти элементы вместе или по отдельности использовались не во всех экспериментах, соответствующие

фотографии ближней зоны излучения и их профили будут представлены в разделах 2.2 и 3.1 диссертации.

В экспериментах калориметрическим способом [144] измерялись энергии излучения на основной частоте как входящего в нелинейный кристалл, так и непреобразованного излучения после кристалла, а также преобразованного излучения (на частоте второй гармоники). Таким образом, в каждом импульсе (срабатывании лазера) контролировался баланс энергии. Для измерения энергии использовались разработанные в ОКБ ФИАН отечественные калориметры КДС, ВКДС и ВЧД [144], присоединённые к многоканальной автоматизированной калориметрической системе с выходом на персональный компьютер, а также зарубежные калориметры фирмы Ophir с собственным дисплеем-регистратором. Ошибки измерений по энергии не превышали 5 % от величины измеряемого сигнала. Для выделения спектральных диапазонов измеряемой энергии основной частоты и второй гармоники использовались калиброванные интерференционные и широкополосные светофильтры марок ИКС, КС, СЗС. Попадание в область нормальных почернений обеспечивалось применением калиброванных нейтральных светофильтров марки НС.

Экспериментально исследовалась зависимость эффективности преобразования от плотности мощности излучения при разных значениях расходимости излучения, ширины спектра, типа и степени поляризации, а также числе поперечных мод в генераторе. Также исследовалось угловое распределение эффективности преобразования во вторую гармонику в зависимости от изменения угла падения излучения на кристалл, относительно направления синхронизма в главном сечении кристалла.

В экспериментальном исследовании ГВГ излучения многомодового лазера установки «Канал–2» использовались нелинейные кристаллы KDP разных длин и ориентированные на оба типа взаимодействия. При реализации взаимодействия *oee* использовались кристаллы KDP с длинами

40 мм, 19 мм и 15 мм (см. раздел 2.2), а при взаимодействии  $ooe$  – 30 мм и 18 мм (см. раздел 3.1). Для взаимодействия  $oee$  была также реализована двухкристальная схема ГВГ с кристаллами длиной 15 мм и 40 мм. Нелинейные кристаллы устанавливались на специальные юстировочные оптические столики с возможностью независимой регулировки направления в трёх пространственных координатах и точностью выставления углов  $\pm 5$  угл.мин.

Для первоначальной грубой настройки на направление синхронизма на основе квантрона К-301В (YAG:Nd<sup>3+</sup>) автором диссертации был собран частотный лазер с перестраиваемой частотой повторения импульсов в диапазоне  $0.2 \div 5$  Гц и активной модуляцией добротности. Модуляция добротности осуществлялась с помощью электрооптического затвора на основе кристалла DKDP с подачей импульсного напряжения. Юстировочный луч частотного лазера имел то же направление, что и выходное излучение лазера установки «Канал-2». Для дополнительной точной настройки на процесс ГВГ юстировочное излучение имело те же тип и направление поляризации, что и выходное излучение. При настройке нелинейного кристалла на направление синхронизма в луче юстировочного частотного лазера использовались калиброванные фотодиоды марки ФД-24К, присоединённые к двулучевому запоминающему осциллографу С8-17. Окончательная настройка на направление синхронизма осуществлялась путём получения углового распределения эффективности преобразования и окончательного выставления нелинейного кристалла на то направление основного излучения, при котором была получена максимальная эффективность преобразования при данных значениях параметров лазерного излучения.

Измерение углового спектра излучения (дальняя зона) на основной частоте и частоте второй гармоники осуществлялось посредством

регистрации распределения излучения в фокусе линзы  $f_6$  с фокусным расстоянием 1000 мм. Изображение источника раздваивалось с помощью оптического клина, а выделение нужного спектрального диапазона осуществлялось калиброванными интерференционными светофильтрами. Распределение интенсивности излучения (ближняя зона) на выходе кристалла регистрировалось введением в схему линзы  $f_5$  с фокусным расстоянием 2500 мм, которая была введена таким образом, что её передняя фокальная плоскость совпадала с плоскостью выходного торца кристалла. При этом в фокусе линзы  $f_6$  формировалось уменьшенное, в отношении фокусов  $f_6/f_5$  раз, изображение выходного торца кристалла. Кроме того, используя спектрограф СТЭ-1 исследовался спектральный состав излучения на основной частоте и частоте второй гармоники.



## 2.2 Результаты для взаимодействия *oee*

В таблице 2.2.1 приведены значения параметров основного излучения и нелинейных кристаллов (для соответствующей длины кристалла, согласно [16, 23]), при которых проводились эксперименты по ГВГ при реализации взаимодействия *oee*. Для случая двухкристальной схемы ГВГ через запятую приведены значения угловой и спектральной ширин синхронизма отдельно для каждой длины кристалла, соответственно. В экспериментах использовались кристаллы, вырезанные для нормального падения основного излучения.

Таблица 2.2.1

$L_{кр}$ , мм	$\delta\lambda$ , Å	$N$ , шт	$\theta$ , мрад	$P$	$\Delta\theta_c^{oee}$ , мрад	$\Delta\lambda_c^{oee}$ , Å	
40	42	1000	4.7	Д	0.6	25	
15	42		4.7		1.5	67	
	5		3.5				
15+40	42		4.7		1.5, 0.6	67, 25	
19	42	5	П	1.2	53		
		3.5					
		Д					

В этой таблице:  $L_{кр}$  – длина нелинейного кристалла;  $\delta\lambda$  – ширина спектра основного излучения на выходе лазера;  $N$  – число поперечных мод излучения в резонаторе;  $\theta$  – расходимость основного излучения;  $P$  – состояние поляризации основного излучения: Д – деполаризованное излучение, П – линейно-поляризованное излучение;  $\Delta\theta_c^{oee}$  – угловая ширина синхронизма для соответствующей длины кристалла;  $\Delta\lambda_c^{oee}$  – спектральная ширина синхронизма для соответствующей длины кристалла.

Значения основных характеристик кристалла KDP для взаимодействия *oee* при комнатной температуре, длине кристалла 1 см и длины волны излучения 1.06 мкм, следующие [16, 23]: угол синхронизма –  $\theta_c = 59^\circ$ ; показатели преломления –  $n_o(\omega_0) = 1.494$ ,  $n_e(\omega_0) = 1.46$ ,  $n_{\omega_0}^e(\theta_c) = 1.469$ ,  $n_o(2\omega_0) = 1.513$ ,  $n_e(2\omega_0) = 1.471$ ,  $n_{2\omega_0}^e(\theta_c) = 1.481$ ; угловая ширина синхронизма –  $\Delta\theta_c^{oee} = 2.3$  мрад; спектральная ширина синхронизма –  $\Delta\lambda_c^{oee} = 100 \text{ \AA}$ ; температурная ширина синхронизма –  $\Delta T_c^{oee} = 18.3 \text{ }^\circ\text{C}$ ; углы сноса –  $\rho_1 = 1.149^\circ$  и  $\rho_3 = 1.404^\circ$ ; коэффициент линейного поглощения –  $\alpha = 0.05 \text{ см}^{-1}$ .

Эксперименты по ГВГ при реализации взаимодействия *oee* были проведены при отсутствии магнитооптического затвора Фарадея в схеме лазера, когда деполяризация излучения на выходе лазера была не менее 30 %, а при высоких уровнях плотности мощности излучения приближалась к 50 %. Применение системы из высокопрочных плёночных поляризаторов на выходе лазера позволяло отсекалть большую часть деполяризованной компоненты излучения. Степень деполяризации линейно-поляризованного излучения в этом случае не превышала 5 %.

Распределение в ближней зоне выходящего из лазера излучения было схоже с распределением, представленным на рисунке 2.1.5. В этом случае деполяризация излучения достигала максимального значения. Как видно из рисунка 2.1.5 распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка гладкое, по форме напоминает супергауссово распределение, однако с некоторым провалом посередине пучка. На выходе лазера излучение коллимировалось в несколько раз, и диаметр пучка также уменьшался во столько же раз. Однако поскольку апертура кристаллов была 19мм×19мм, перед кристаллами была дополнительно установлена ограничивающая диаметр пучка ирисовая диафрагма. Фотография ближней зоны ограниченного в диаметре пучка вместе с его профилями по горизонтали и

вертикали представлены на рисунке 2.2.1. Видно, что пространственное распределение интенсивности излучения более однородно, чем на рисунке 2.1.5, однако в левой части пучка наблюдается небольшой спад. Также, по краям пучка видны возникающие из-за применения ограничивающей диафрагмы дифракционные полосы.

В экспериментах исследовалась эффективность преобразования во вторую гармонику в зависимости от плотности мощности основного излучения на кристалле. При построении графиков рассчитывалась усреднённая плотность мощности излучения, подразумевая, что энергия излучения распределена равномерно по сечению пучка. Для некоторых случаев также приведены ближняя и дальняя зоны основного излучения и второй гармоники.

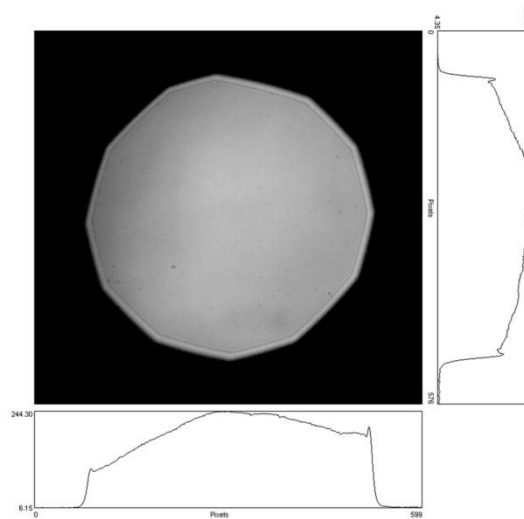


Рисунок 2.2.1. Ближняя зона основного излучения с профилями интенсивности излучения по горизонтали и вертикали. На графиках профилей интенсивности излучения по оси абсцисс отложены относительные величины в пикселях, сопоставляемые с пространственными размерами пучка, а по оси ординат – интенсивность излучения в относительных единицах – градации серого.

Кристаллы в схеме эксперимента располагались таким образом, чтобы угол между вектором поляризации основной частоты и главным сечением кристалла составлял  $45^\circ$ , поскольку эффективность преобразования, которая пропорциональна произведению проекций вектора поляризации в направлениях  $o$  и  $e$ , в этом случае будет иметь максимальное значение.

На рисунке 2.2.2 приведён график зависимости эффективности преобразования деполяризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности на кристалле KDP длиной 40 мм. Исследование эффективности преобразования сперва проводилось до значения плотности мощности  $I \approx 3 \text{ ГВт/см}^2$ , в пределах которого эффективность преобразования находилась на уровне примерно 23 %, чтобы избежать возможных оптических разрушений на поверхности и внутри кристалла. Далее были проведены эксперименты с последовательно расположенными двумя кристаллами (15 мм и 40 мм), результаты которых представлены ниже, после чего продолжили исследования с 40 миллиметровым кристаллом с целью определения максимального значения плотности мощности основного излучения, при котором всё ещё не проявлялись бы какие-либо оптические разрушения внутри или на поверхности кристалла. Из рисунка 2.2.2 видно, что после значения плотности мощности  $I \approx 3 \text{ ГВт/см}^2$  с её дальнейшим повышением эффективность преобразования спадает до 6 % при  $I \approx 9 \text{ ГВт/см}^2$ . Данный спад, скорее всего, является следствием увеличения деполяризации излучения и нарушения однородности распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, либо повышения обратной перекачки энергии второй гармоники в основную частоту.

Следует отметить, что несмотря на столь значительный спад эффективности преобразования итоговая энергия на частоте второй гармоники при плотности мощности  $I \approx 7 \text{ ГВт/см}^2$  получается больше, чем при  $I \leq 3 \text{ ГВт/см}^2$ . Также отметим, что при данной длине кристалла ширина

спектра основного излучения почти вдвое превышала спектральную ширину синхронизма. Данное обстоятельство должно было приводить к некоторому спаду общего уровня эффективности преобразования.

При плотностях мощности примерно  $9 \text{ ГВт/см}^2$  наблюдалось появление локальных оптических пробоев на поверхности кристалла, внутри кристалла какие-либо разрушения не наблюдались, что говорит об отсутствии как оптической, так и тепловой самофокусировки. Важно отметить, что данный уровень плотности мощности, при котором происходит пробой кристалла, является очень высоким для импульсов наносекундной длительности [36, 37].

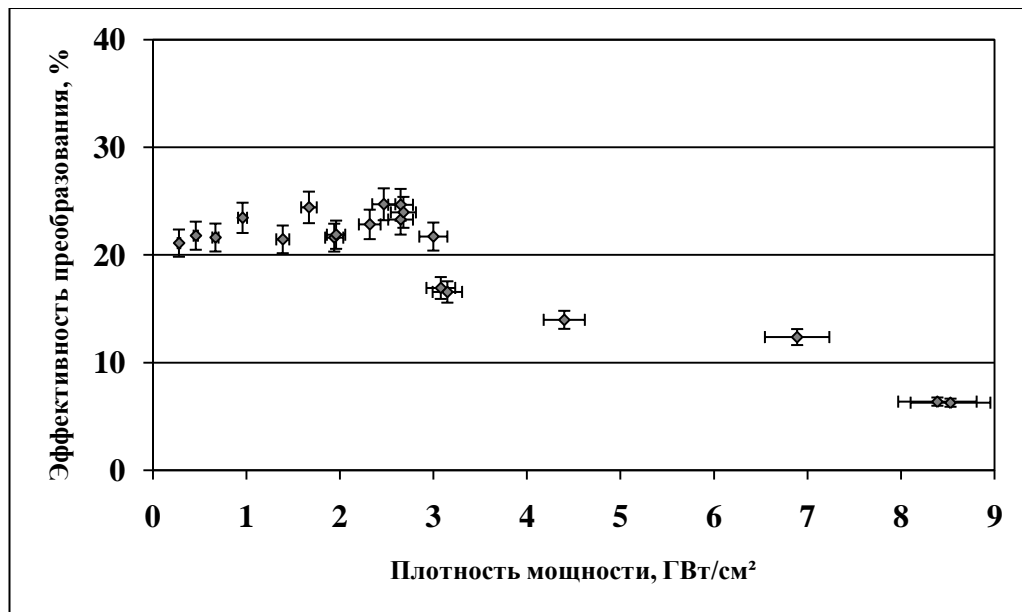


Рисунок 2.2.2. Зависимость эффективности преобразования деполяризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 40 мм:  $\theta = 4.7$  мрад,  $\delta\lambda = 42 \text{ \AA}$ .

На рисунках 2.2.3 и 2.2.4 приведены фотографии ближней и дальней зон вместе с их профилями для основного излучения и второй гармоники на выходе из кристалла KDP длиной 40 мм, соответственно. На рисунке 2.2.3 видно, что степень однородности распределения интенсивности излучения высока как для основной частоты, так и для второй гармоники. Сохранение

однородности распределения основного излучения после кристалла говорит о том, что процесс ГВГ в среднем проходит однообразно по всему сечению пучка. Как на пучке основной частоты, так и на пучке второй гармоники по краям слегка заметны очертания краёв от применения ирисовой диафрагмы. Диаметр пучка на входе в кристалл KDP был равен 15 мм, примерно таким же он остался и на выходе из кристалла. Апертура всех кристаллов составляла  $19 \times 19$  мм<sup>2</sup>.

Из рисунка 2.2.4 видно, что диаметры пятен в дальней зоне основной частоты и второй гармоники практически равны, правда, из-за значительно большей чувствительности цифровой матрицы в зелёной области спектра произошло небольшое расплывание изображения второй гармоники. Таким образом, несмотря на большую расходимость излучения – 4.7 мрад, превышающую почти на порядок угловую ширину синхронизма для кристалла длиной 40 мм, расходимость излучения второй гармоники осталась практически такой же, что и у основной частоты. Это означает, что в процессе ГВГ реализуется также и векторный синхронизм, из-за чего в преобразовании участвует практически весь диапазон угловых компонент излучения основной частоты.

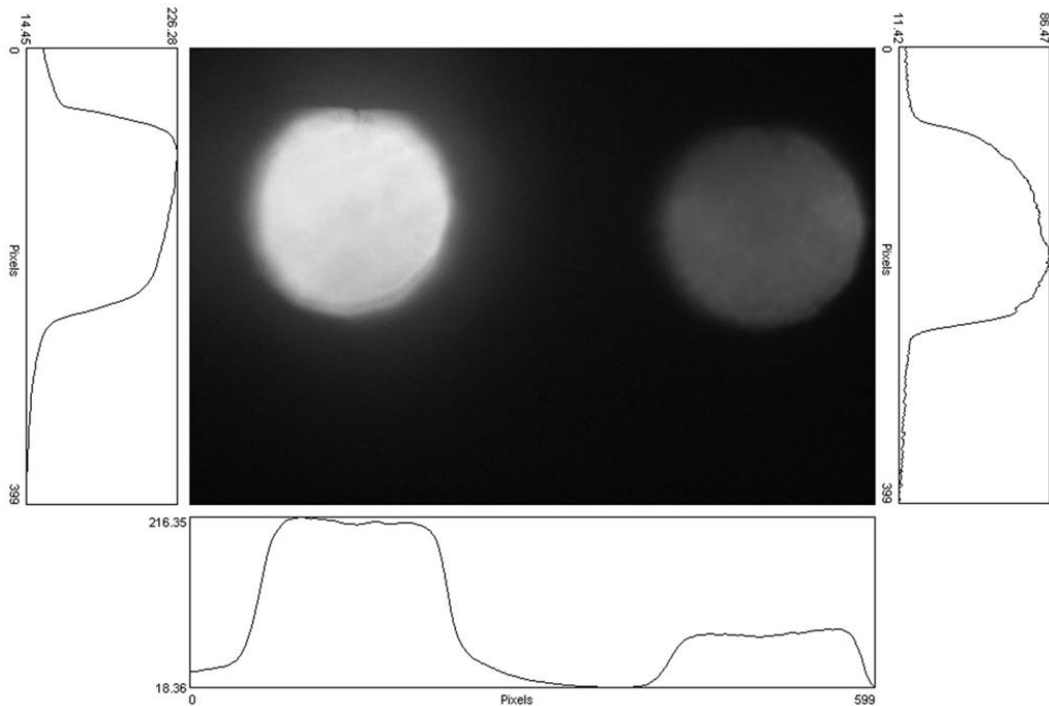


Рисунок 2.2.3. Ближние зоны основного излучения (слева) и второй гармоники (справа), полученные в одном выстреле, вместе с их профилями интенсивности излучения по горизонтали и вертикали на выходе из кристалла KDP длиной 40 мм. На графиках профилей интенсивности излучения по оси абсцисс отложены относительные величины в пикселях, сопоставляемые с пространственными размерами пучка, причём весь кадр соответствует размерам среднеформатной матрицы цифрового фотоаппарата, а по оси ординат – интенсивность излучения в относительных единицах – градации серого. Диаметры пучков составляют приблизительно 15 мм.

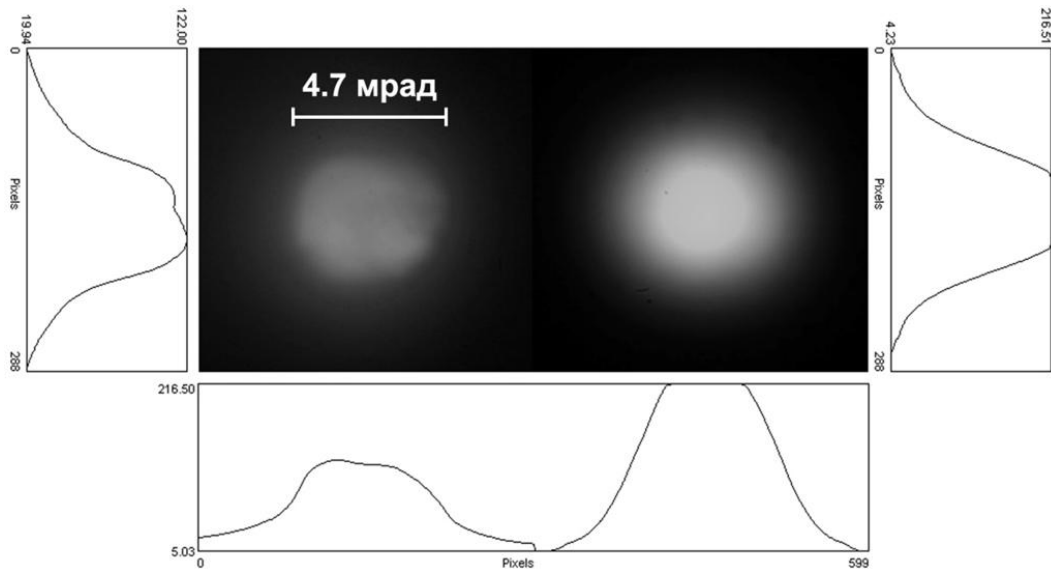


Рисунок 2.2.4. Дальние зоны основного излучения (слева) и второй гармоники (справа) вместе с их профилями интенсивности излучения по горизонтали и вертикали на выходе из кристалла KDP длиной 40 мм. На графиках профилей интенсивности излучения по оси абсцисс отложены относительные величины в пикселях, сопоставляемые с пространственными размерами пучка, а по оси ординат – интенсивность излучения в относительных единицах – градации серого. Данная фотография является компоновкой двух отдельных фотографий, с сохранением пространственного масштаба относительно друг друга.



На рисунке 2.2.5 представлены результаты ГВГ в кристалле длиной 15 мм, причём все параметры лазерного излучения на основной частоте такие же, что и в экспериментах с кристаллом длиной 40 мм. Из рисунка видно, что эффективность преобразования в 15 миллиметровом кристалле в интервале плотности мощности  $I \approx 0 - 3 \text{ ГВт/см}^2$  колеблется на уровне 14 %, что примерно на 9 % меньше, чем в случае кристалла длиной 40 мм.

Таким образом, при сравнении рисунков 2.2.5 и 2.2.2 можно сделать вывод, что длина кристалла 40 мм является более оптимальной, чем 15 мм, при подобных параметрах и свойствах основного излучения, хотя при длине кристалла 15 мм ширина спектра основного излучения уже не превышает спектральную ширину синхронизма кристалла.

Результаты экспериментов с последовательно расположенными двумя кристаллами представлены на рисунке 2.2.6. На пути следования излучения первым был установлен кристалл длиной 15 мм, затем уже кристалл длиной 40 мм. Вдоль направления хода излучения кристаллы были повернуты относительно друг друга на  $90^\circ$ , при этом угол между вектором поляризации основного излучения и главных сечений обоих кристаллов составлял  $45^\circ$ . Подобное взаимное расположение кристаллов должно было способствовать эффективному преобразованию деполяризованной компоненты излучения основной частоты [95]. Эффективность преобразования в этом случае определялась отношением энергии излучения второй гармоники на выходе из второго кристалла, к энергии излучения основной частоты на входе в первый кристалл.

Из рисунка 2.2.6 видно, что применение двухкристальной схемы позволило повысить эффективность преобразования в среднем до уровня 30 %, что на 7 % больше, чем было получено в кристалле длиной 40 мм, и на 16 % – чем в кристалле длиной 15 мм.

Приведём расчёт для случая двухкристальной схемы преобразования излучения во вторую гармонику. Согласно [95], при реализации ГВГ в двух последовательно расположенных кристаллах, ориентированных на взаимодействие  $oee$ , итоговую эффективность преобразования  $\eta_{\text{теор.}}$  можно выразить через коэффициенты преобразования  $\eta_1$  и  $\eta_2$  в первом и втором кристаллах, соответственно. Выражение для  $\eta_{\text{теор.}}$  имеет следующий вид [95]:

$$\eta_{\text{теор.}} = \eta_1 + (1 - \eta_1)\eta_2 . \quad (2.2.1)$$

В нашем эксперименте с двухкристальной схемой ГВГ определялась сразу итоговая эффективность преобразования,  $\eta_1$  и  $\eta_2$  отдельно не измерялись. Однако, учитывая, что в кристалле длиной 15 мм, который стоял первым, эффективность преобразования была невелика, то для расчёта  $\eta_{\text{теор.}}$  можно взять средние значения коэффициента преобразования во ВГ из рисунков 2.2.5 и 2.2.2, полученные отдельно в каждом из кристаллов, и сравнить со средним значением итоговой эффективности преобразования, представленной на рисунке 2.2.6. Подставляя  $\eta_{15\text{мм}} = 14\%$  и  $\eta_{40\text{мм}} = 23\%$  в формулу (2.2.1), получаем

$$\eta_{\text{теор.}} = [0.14 + (1 - 0.14) \cdot 0.23] \cdot 100\% \approx 34\% .$$

Среднее значение итоговой эффективности преобразования  $\eta_{15\text{мм}+40\text{мм}}$ , полученной в нашем эксперименте, находится на уровне примерно 30% (см. Рисунок 2.2.6). Как видно, значения  $\eta_{\text{теор.}}$  и  $\eta_{15\text{мм}+40\text{мм}}$  очень близки, учитывая ошибку измерений, и принимая во внимание тот факт, что в [95] рекомендуется первым в схеме эксперимента устанавливать наиболее эффективно преобразовывающий кристалл, тогда как в нашем случае таковой кристалл был установлен вторым.

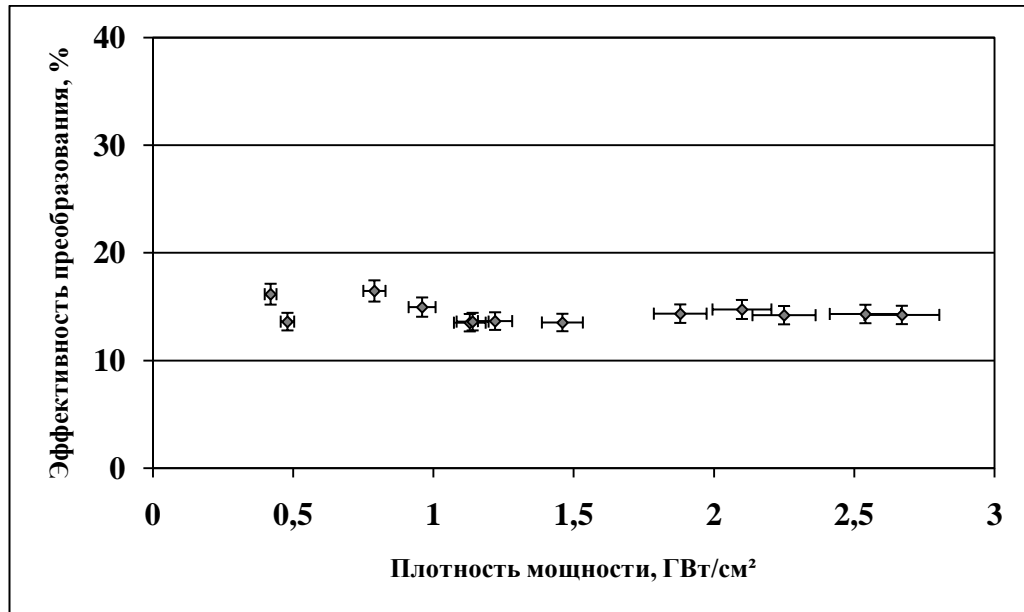


Рисунок 2.2.5. Зависимость эффективности преобразования деполяризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 15 мм:  $\theta = 4.7$  мрад,  $\delta\lambda = 42$  Å.

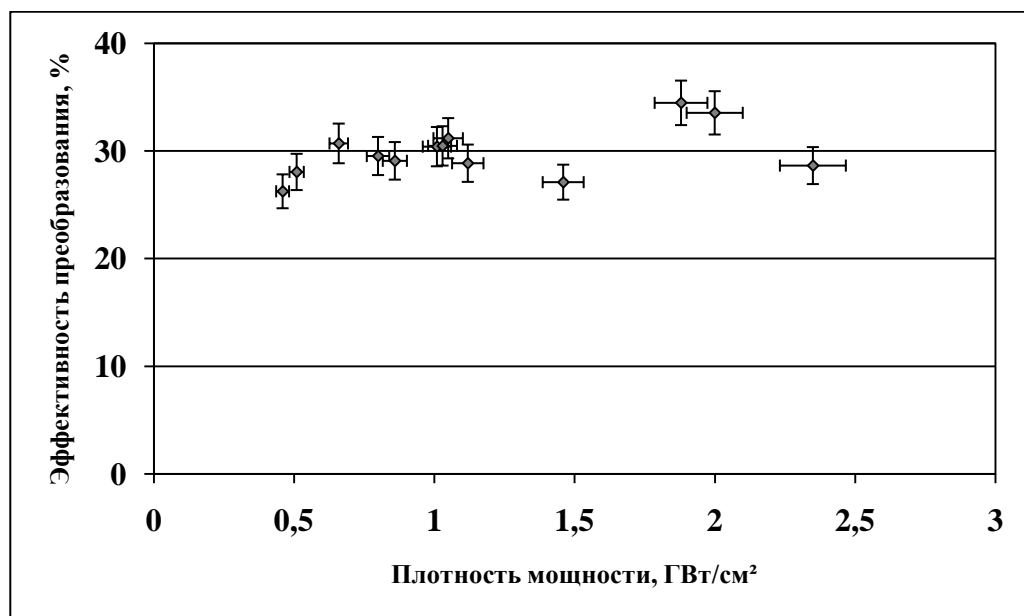


Рисунок 2.2.6. Зависимость эффективности преобразования деполяризованного излучения во вторую гармонику при использовании двух последовательно расположенных кристаллов KDP длинами 15 мм и 40 мм, соответственно, от плотности мощности излучения на входе в кристалл длиной 15 мм:  $\theta = 4.7$  мрад,  $\delta\lambda = 42$  Å.

В кристалле длиной 15 мм были проведены эксперименты по ГВГ также при ширине спектра основного излучения  $5 \text{ \AA}$ , расходимость излучения при этом составляла 3.5 мрад (см. Рисунок 2.2.7). Из рисунка 2.2.7 видно, что в этом случае эффективность преобразования не превышает 10 %, что примерно на 4 % меньше, чем было получено в том же кристалле, когда ширина спектра была  $42 \text{ \AA}$ , а расходимость излучения была 4.7 мрад.

В обоих случаях расходимость излучения в несколько раз превышала значение угловой ширины для данного кристалла, а ширина спектров основного излучения была меньше спектральной ширины синхронизма. Таким образом, чуть более высокая эффективность преобразования при широком спектре основного излучения, скорее всего, связана с участием в процессе ГВГ большего числа частот широкого спектра основного излучения по сравнению со случаем узкого спектра.

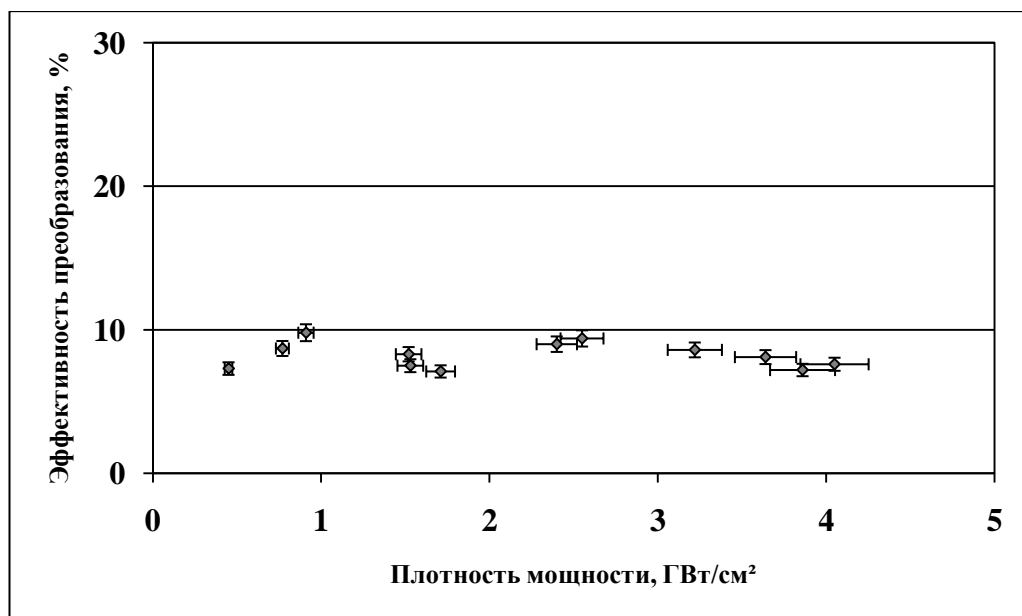


Рисунок 2.2.7. Зависимость эффективности преобразования деполаризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 15 мм:  $\theta = 3.5$  мрад,  $\delta\lambda = 5 \text{ \AA}$ .

Исследования по ГВГ были проведены также в кристалле длиной 19 мм, причём в этом случае изменялась не только ширина спектра основного излучения, но также и степень его поляризации. Результаты экспериментов, когда ширина спектра основного излучения составляла  $42 \text{ \AA}$ , а излучение было линейно-поляризованным, представлены на рисунке 2.2.8. Расходимость излучения в этом случае практически в пять раз превышала угловую ширину синхронизма, а ширина спектра была близка к спектральной ширине синхронизма. Из рисунка 2.2.8 видно, что до значения плотности мощности  $I \leq 1 \text{ ГВт/см}^2$  эффективность преобразования слегка превышает уровень 20 %, а с увеличением плотности мощности спадает на до уровня 17 % и остаётся практически неизменной до значения плотности мощности  $I \approx 5 \text{ ГВт/см}^2$ . Стоит отметить, что высокий коэффициент коллимации излучения (примерно 3.5 раза) не позволял более плавно изменять значения плотности мощности, что является явным недостатком применения коллимации излучения.

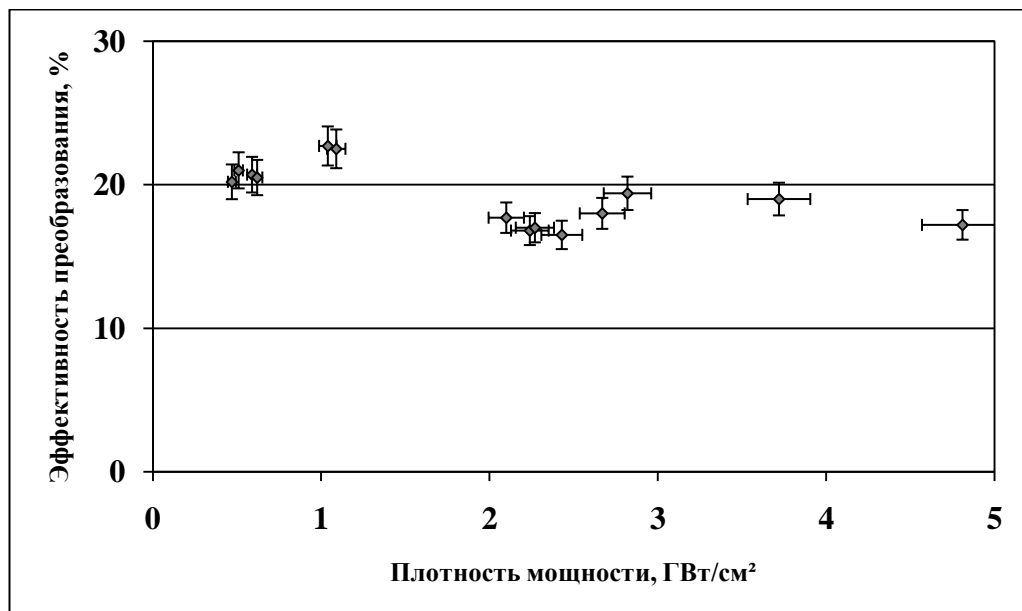


Рисунок 2.2.8. Зависимость эффективности преобразования линейно-поляризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 19 мм:  $\theta = 5$  мрад,  $\delta\lambda = 42 \text{ \AA}$ .

Столь низкий общий уровень эффективности преобразования во всех случаях в первую очередь связан с большой расходимостью излучения, которая в несколько раз превышала значение угловой ширины для каждого из кристаллов, а также с высоким уровнем деполяризации излучения. Широкий спектр излучения в качестве ограничивающего фактора играл меньшую роль, так как лишь для кристалла длиной 40 мм спектральная ширина синхронизма была больше ширины спектра излучения, хотя даже в таком случае практически весь спектр участвует в процессе ГВГ, правда с низкой эффективностью краевых частей спектра.

На всех рисунках видно, что эффективность преобразования сохраняется примерно на одном уровне во всём интервале плотности мощности излучения. Такая зависимость, скорее всего, связана с тем, что эффективность преобразования вышла на насыщение при небольших значениях плотности мощности, а обратная перекачка при больших значениях плотности мощности оказывается несущественной. На поведение зависимости эффективности преобразования также не должна сильно сказываться однородность пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, поскольку при сильно деполяризованном состоянии излучения она была наиболее высока, и начинала ухудшаться со значения плотности мощности  $\approx 4 \text{ ГВт/см}^2$ , когда включался дополнительный активный элемент в системе усиления лазера.

На рисунках 2.2.9 и 2.2.10 представлены уже графики зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику линейно-поляризованного и деполяризованного излучения, соответственно, с шириной спектра  $5 \text{ \AA}$ , в кристалле KDP длиной 19 мм. Видно, что в случае линейно-поляризованного излучения (см. Рисунок 2.2.9) эффективность преобразования имеет явный максимум на уровне примерно 26 % при плотности мощности  $I \approx 1 \text{ ГВт/см}^2$ . Тогда как при  $I \approx 0.5 \text{ ГВт/см}^2$  и  $I \approx 2$

ГВт/см<sup>2</sup> эффективность преобразования равна 20 %. Это, скорее всего, связано с изменением однородности пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, которая, в случае линейно-поляризованного излучения, сильно зависит от значения плотности мощности основного излучения, и ухудшается с увеличением последней. Сравнивая результаты рисунков 2.2.9 и 2.2.8 можно заметить, что при узком спектре основного излучения эффективность преобразования при  $I \approx 1$  ГВт/см<sup>2</sup> на несколько процентов выше, чем при широком спектре. Причиной тому могло послужить линейно-поляризованное состояние основного излучения и степень деполяризации.

В случае деполяризованного излучения эффективность преобразования не превысила 10 %, и в интервале плотности мощности  $I \approx 0.3 - 4$  ГВт/см<sup>2</sup> находилась на уровне примерно 7 % (см. Рисунок 2.2.10). Практически такая же зависимость получилась в кристалле длиной 15 мм, при тех же параметрах основного излучения. Таким образом, разница в длине между 15 мм- и 19 мм- кристаллами на эффективность преобразования практически не влияет.

При сравнении графиков на рисунках 2.2.9 и 2.2.10 видно, что эффективность преобразования линейно-поляризованного излучения почти в три раза превышает эффективность преобразования деполяризованного излучения, при прочих одинаковых параметрах основного излучения. Следовательно, при реализации взаимодействия *oee* на эффективность процесса ГВГ сильно влияет состояние поляризации основного излучения.

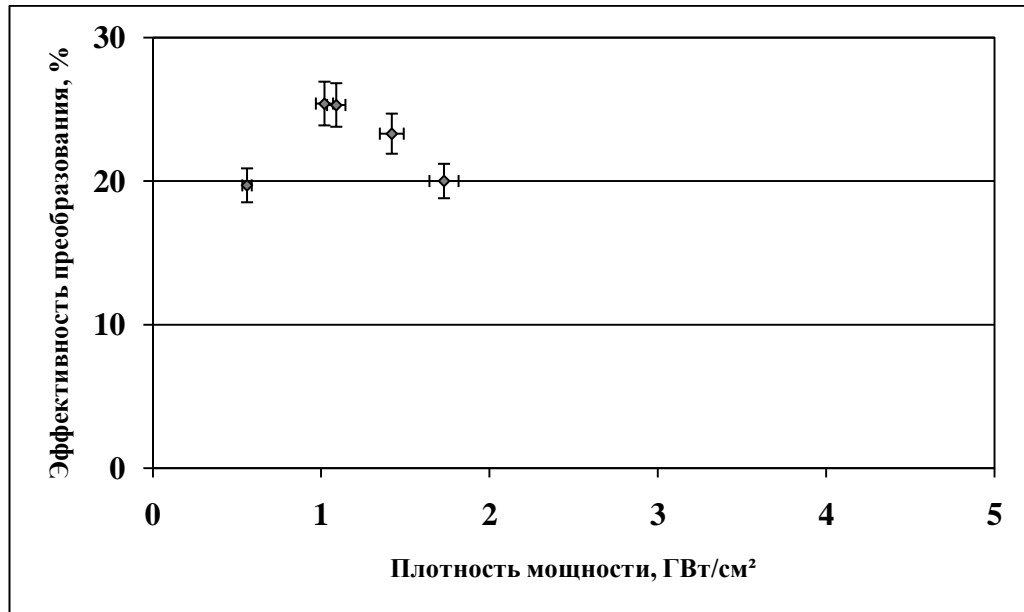


Рисунок 2.2.9. Зависимость эффективности преобразования линейно-поляризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 19 мм:  $\theta = 3.5$  мрад,  $\delta\lambda = 5$  Å.

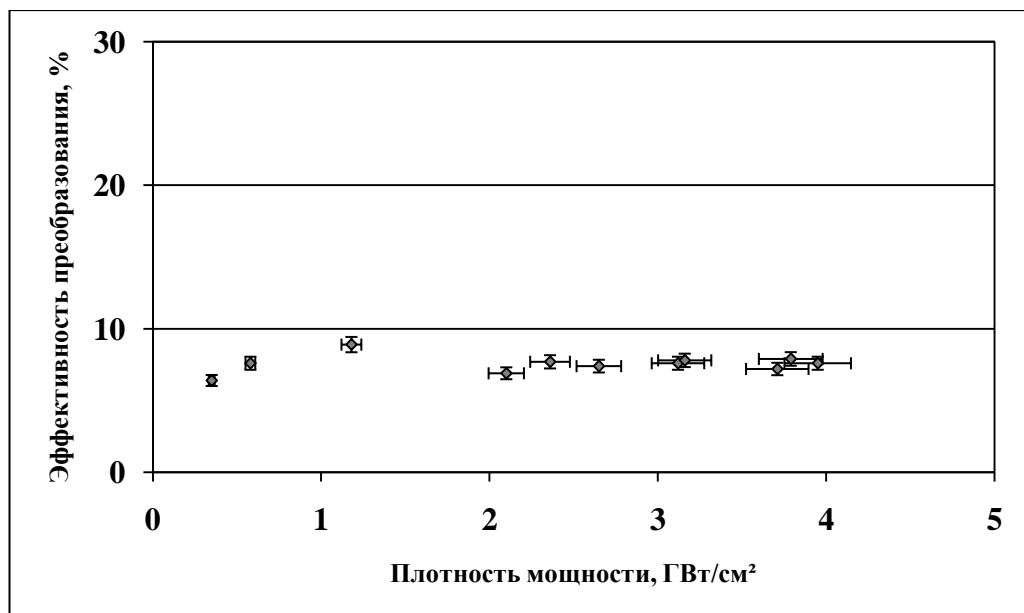


Рисунок 2.2.10. Зависимость эффективности преобразования деполаризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 19 мм:  $\theta = 3.5$  мрад,  $\delta\lambda = 5$  Å.



При ГВГ деполяризованного излучения в кристалле длиной 19 мм были зарегистрированы ближняя зона второй гармоники (см. Рисунок 2.2.11), а также дальние зоны излучений основной частоты и второй гармоники (см. Рисунок 2.2.12). Вместе с фотографиями зон представлены профили интенсивности излучения в выбранных направлениях.

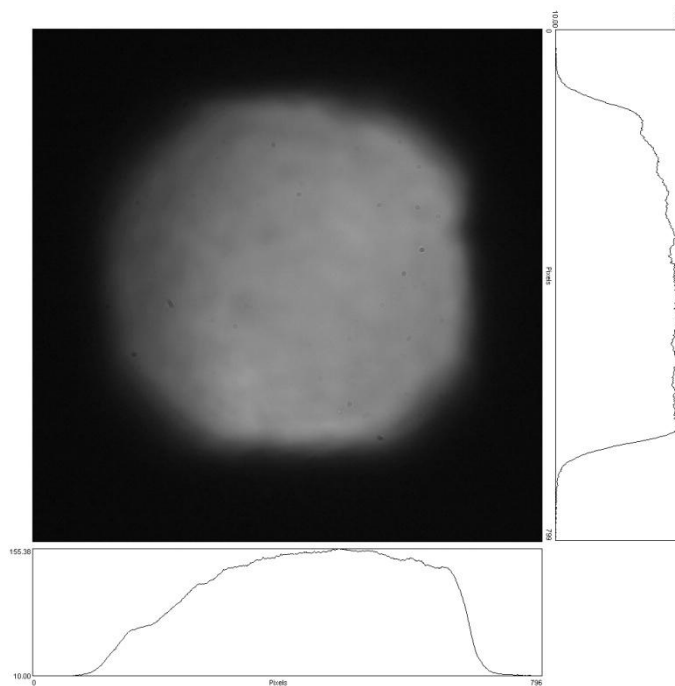


Рисунок 2.2.11. Ближняя зона второй гармоники вместе с профилями интенсивности излучения по горизонтали и вертикали на выходе из кристалла KDP длиной 19 мм. На графиках профилей интенсивности излучения по оси абсцисс отложены относительные величины в пикселях, сопоставляемые с пространственными размерами пучка, а по оси ординат – интенсивность излучения в относительных единицах – градации серого. Диаметр пучка составляет приблизительно 15 мм.

Пространственное распределение интенсивности излучения второй гармоники в ближней зоне имеет высокую степень однородности, за

исключением небольшого провала в левой части пучка (см. Рисунок 2.2.11), который наблюдался и в ближней зоне основного излучения на входе в нелинейный кристалл (см. Рисунок 2.2.1). Данный факт говорит об одинаково-эффективном преобразовании во вторую гармонику по всему сечению пучка. Форма пространственного распределения близка к супергауссовой, а на самой фотографии заметны явные очертания, связанные с применением ограничивающей ирисовой диафрагмы. Отметим, что в кристалле длиной 40 мм очертания были не столь явными (см. Рисунок 2.2.3), что, скорее всего, связано с расплыванием пучка в более длинном кристалле.

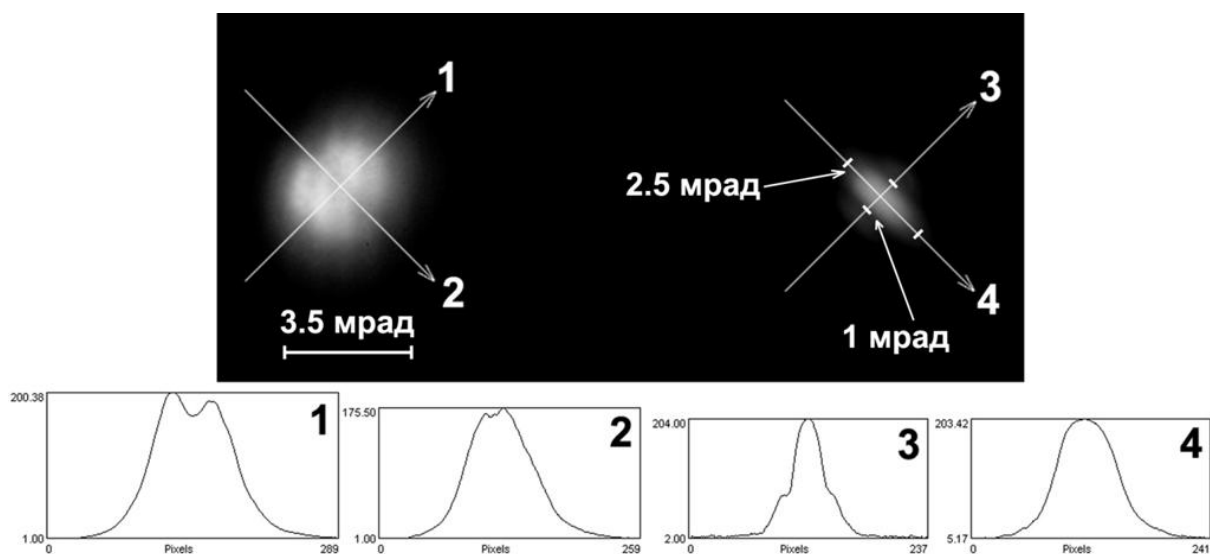


Рисунок 2.2.12. Дальние зоны основного излучения (слева) и второй гармоники (справа), полученные в одном выстреле, вместе с профилями интенсивности излучения в отмеченных направлениях на выходе из кристалла KDP длиной 19 мм. На графиках профилей интенсивности излучения по оси абсцисс отложены относительные величины в пикселях, сопоставляемые с пространственными размерами пучка, а по оси ординат – интенсивность излучения в относительных единицах – градации серого.

Дальние зоны основного излучения и второй гармоники после кристалла длиной 19 мм (см. Рисунок 2.2.12) сильно отличаются от аналогичных в случае с кристаллом длиной 40 мм (см. Рисунок 2.2.4). В отличие от рисунка 2.2.4, на рисунке 2.2.12 в дальней зоне основного излучения наблюдается провал в направлении 2 на рисунке, которое совпадает с направлением вектора преимущественной линейной поляризации деполяризованного излучения основной частоты и составляет угол  $45^\circ$  с главным сечением кристалла. Данный провал хорошо заметен на профиле интенсивности излучения в направлении 1 на рисунке 2.2.12.

Ширина основного пика распределения второй гармоники в дальней зоне в направлении 3 на рисунке 2.2.12 совпадает с шириной провала в распределении основной частоты в направлении 1. По бокам основного пика распределения второй гармоники находятся подобные ему два небольших пика с более низкой амплитудой интенсивности излучения, что говорит о наиболее эффективном процессе ГВГ в направлении 4 на рисунке 2.2.12. Направление 4 совпадает с направлением вектора преимущественной линейной поляризации деполяризованного излучения основной частоты. Подобные периодические структуры были получены в работах [83, 85], правда, в них рассматривалось взаимодействие *ооо*.

В работе [83] отмечается, что такая периодическая структура будет появляться именно в области вдоль направления синхронизма, и при больших значениях расходимости излучения. И чем больше длина кристалла, тем при более малом значении расходимости основного излучения будет наблюдаться изменение пространственной структуры углового распределения второй гармоники. Экспериментально в [83] было получено, что при расходимости излучения  $20'$  ( $\approx 5.8$  мрад) в кристалле длиной 20 мм наблюдались  $10 \div 12$  полос, тогда как при расходимости излучения  $1' \div 2'$  была всего одна полоса.

Дискретно-сплошное или непрерывное угловые распределения второй гармоники в [85] связываются с протеканием процесса ГВГ в квазистатическом или нестационарном режимах. Отмечается, что характер углового распределения и его ширина существенно зависят от дисперсионных свойств кристалла, и спектральной ширины основного излучения. Дискретно-сплошное угловое распределение второй гармоники, генерируемой расходящимся пучком основного излучения, получалось при ГВГ в квазистатическом режиме, а непрерывное (однородное) распределение – в нестационарном. В работе [83] также отмечается, что дискретное угловое распределение в [85] было получено при узком спектре основного излучения.

В наших экспериментах периодический характер углового распределения был зарегистрирован при ГВГ в кристалле длиной 19 мм и ширине спектра основного излучения  $5 \text{ \AA}$  (см. Рисунок 2.2.12). Угловое распределение второй гармоники после кристалла длиной 40 мм и при ширине спектра основного излучения  $42 \text{ \AA}$ , почти вдвое превышающей спектральную ширину синхронизма, было однородным (см. Рисунок 2.2.4). Значения расходимости излучения в обоих экспериментах были близки друг к другу – 3.5 мрад и 4.7 мрад, соответственно.

Различие в угловом распределении второй гармоники связано с тем, что длина кристалла 40 мм является более оптимальной для процесса ГВГ подобного излучения, чем длина 19 мм. При длине кристалла 19 мм центральная часть угловых компонент уже достигла максимально возможной эффективности преобразования, тогда как боковым компонентам этой длины не достаточно для достижения такой же эффективности преобразования. В подтверждение этому можно сравнить результаты на рисунках 2.2.2, 2.2.8 и 2.2.10, из которых видно, что эффективность преобразования деполаризованного излучения в кристалле длиной 40 мм вдвое больше, чем в кристалле длиной 19 мм, при почти одинаковой расходимости излучения.

Из рисунка 2.2.12 видно, что диаметр распределения излучения основной частоты в дальней зоне после кристалла длиной 19 мм практически одинаков во всех направлениях, за исключением небольшого сужения в направлении 2, и составляет примерно 3.5 мрад, что почти равно значению расходимости основного излучения на входе в нелинейный кристалл.

Ширина основного пика распределения излучения второй гармоники в дальней зоне в направлении 4, которое соответствует направлению для наиболее эффективного процесса ГВГ, составляет 2.5 мрад. В направлении 3 ширина только основного пика распределения излучения второй гармоники в дальней зоне составляет 1 мрад, а вместе с боковыми пиками близка к 2.5 мрад, что видно из профилей интенсивности излучения, также приведённых на рисунке 2.2.12. Отметим, что угловая ширина синхронизма для длины кристалла 19 мм составляет 1.2 мрад, что близко к ширине основного пика в направлении 3. Таким образом, при преобразовании деполяризованного излучения в кристалле KDP длиной 19 мм расходимость излучения генерируемой второй гармоники получается меньше по сравнению с расходимостью излучения основной частоты.

Как уже в начале раздела отмечалось, эффективность преобразования рассчитывалась с учётом френелевских потерь от граней кристалла. Однако следует отметить, что разница в значениях эффективности преобразования с учётом френелевских потерь и без них примерно составляет всего лишь от 1 % до 4 %, в зависимости от значений энергий гармоник.

### 2.3 Выводы

В экспериментах по ГВГ лазерного излучения с управляемой когерентностью (большим числом поперечных и продольных мод) при реализации взаимодействия *ооо* наиболее оптимальной является длина кристалла 40 мм по сравнению с длинами 19 мм и 15 мм, в которых достигнутые максимальные значения эффективности преобразования, при почти одинаковых параметрах основного излучения, составили примерно 25 % (см. Рисунок 2.2.2), 22 % (см. Рисунок 2.2.8) и 17 % (см. Рисунок 2.2.5), соответственно. Причём, при одинаковых условиях эксперимента разница между средними значениями эффективности преобразования деполаризованного излучения, полученными в кристаллах с длинами 15 мм и 19 мм, не превышала ошибки измерений (см. Рисунок 2.2.7 и Рисунок 2.2.10).

Уменьшение деполаризованной компоненты линейно-поляризованного излучения с 30 % до 10 % позволило в среднем почти в три раза повысить эффективность преобразования с 7 % (см. Рисунок 2.2.10) до 23 % (см. Рисунок 2.2.9), при реализации взаимодействия *ооо* в кристалле длиной 19 мм и одинаковых значениях прочих параметров основного излучения.

В кристалле длиной 15 мм при ширине спектра основного излучения в  $42 \text{ \AA}$  была получена эффективность преобразования деполаризованного излучения во вторую гармонику на уровне 14 % (см. Рисунок 2.2.5), тогда как при ширине спектра  $5 \text{ \AA}$  эффективность преобразования в среднем составила примерно 8 % (см. Рисунок 2.2.7). В кристалле длиной 19 мм повышения эффективности преобразования с увеличением ширины спектра не наблюдалось, и даже наоборот – было незначительное уменьшение в пределах ошибки измерения (см. рисунки 2.2.8 и 2.2.9).

Применение двухкристальной схемы ГВГ с 15- и 40-миллиметровыми последовательно расположенными специальным образом кристаллами

позволило достигнуть значения эффективности преобразования в 35 % (см. Рисунок 2.2.6), что превышает значения эффективности преобразования отдельно в кристаллах длиной 40 мм и 15 мм примерно на 10 % и 20 %, соответственно. Расчёты ожидаемой общей эффективности преобразования для двухкристальной схемы ГВГ (согласно [95]) находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

Невысокая эффективность преобразования во всех случаях в первую очередь связана с большой расходимостью излучения, которая в несколько раз превышала значение угловой ширины синхронизма для каждого из кристаллов, а также с высоким уровнем деполяризации излучения. Широкий спектр излучения в качестве ограничивающего фактора играл меньшую роль, так как лишь для кристалла длиной 40 мм спектральная ширина синхронизма была больше ширины спектра излучения, хотя даже в таком случае практически весь спектр участвует в процессе ГВГ, правда с низкой эффективностью краевых частей спектра.

Во всех случаях, когда с повышением плотности мощности излучения сохранялась однородность пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, эффективность преобразования находилась примерно на каком-то определённом уровне во всём интервале плотности мощности излучения. А в случае, когда однородность пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка нарушалась с повышением плотности мощности излучения, эффективность преобразования имела максимум при значении плотности мощности  $1 \text{ ГВт/см}^2$ .

Ближние зоны основного излучения и второй гармоники показывают, что процесс ГВГ деполяризованного излучения при реализации взаимодействия *оee* происходит практически однородно по всему сечению пучка (см. рисунки 2.2.1, 2.2.3 и 2.2.11). На фотографиях ближних зон видно, что пучки имеют правильную форму, соответствующую форме пучка

основной частоты на входе в кристалл, следовательно, выпадания части пучка из апертуры кристалла не было. Высокая однородность распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка и форма профиля распределения, близкая к супергауссовой, позволили проводить эксперименты по ГВГ вплоть до значения плотности мощности деполяризованного излучения на кристалле  $I \approx 8 \text{ ГВт/см}^2$ , без каких либо оптических повреждений на поверхности или внутри кристалла.

Исследования угловых распределений излучения в дальней зоне на обеих частотах показал, что увеличение длины кристалла приводит к уширению углового распределения излучения второй гармоники. При длине кристалла 40 мм угловое распределение второй гармоники является непрерывным с шириной  $\approx 4$  мрад, то при длине кристалла 19 мм угловое распределение состоит из основного пика (ширина  $\approx 1$  мрад) и двух боковых (с ширинами  $\approx 0.5$  мрад), но с меньшей интенсивностью.

Несмотря на меньшую эффективность преобразования деполяризованного излучения с большим числом поперечных и продольных мод во вторую гармонику, итоговая выходная энергия на частоте второй гармоники при высоких значениях плотности мощности ( $7 \text{ ГВт/см}^2$ ) оказывается больше, чем при низких значениях плотности мощности ( $3 \text{ ГВт/см}^2$ ), когда эффективность преобразования выше.

На основании результатов, приведённых в данной главе, была опубликована статья в рецензируемом журнале из списка ВАК: *«Б.Л. Васин, Ю.В. Коробкин, Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян, А.Н. Стародуб, С.И. Федотов. Преобразование во вторую гармонику частично когерентного излучения лазера на неодимовом стекле.// Краткие сообщения по физике. ФИАН. 2013. Н.7. СС. 50-57.»*



### Глава 3. Генерация второй гармоники при взаимодействии *ooe*

#### 3.1 Результаты для взаимодействия *ooe*

В таблице 3.1.1 приведены значения параметров основного излучения и нелинейных кристаллов (для соответствующей длины кристалла, согласно [16, 23]), при которых проводились эксперименты по ГВГ при реализации взаимодействия *ooe*. В экспериментах использовались кристаллы, вырезанные для нормального падения основного излучения.

Таблица 3.1.1

$L_{кр}$ , мм	$\delta\lambda$ , Å	$N$ , шт	$\theta$ , мрад	$P$	$\Delta\theta_c^{ooe}$ , мрад	$\Delta\lambda_c^{ooe}$ , Å
18	42	1000	5	П	0.7	99
30	26	1000	1.4	Д	0.4	59
30	26	1000	1.4	Л	0.4	59
30	26	1000	3.5	Д	0.4	59
30	26	1000	3.5	П	0.4	59
30	26	450	2.3	П	0.4	59
30	26	250	1.7	П	0.4	59
30	26	100	1.2	Д	0.4	59
30	26	100	1.2	П	0.4	59
30	26	100	1	Д	0.4	59
30	26	100	1	П	0.4	59
30	26	100	0.5	Д	0.4	59

В таблице 3.1.1:  $L_{кр}$  – длина нелинейного кристалла;  $\delta\lambda$  – ширина спектра основного излучения на выходе лазера;  $N$  – число поперечных мод излучения в резонаторе;  $\theta$  – расходимость основного излучения;  $P$  – состояние поляризации основного излучения: Д – деполаризованное излучение, П – линейно-поляризованное излучение;  $\Delta\theta_c^{ooe}$  – угловая ширина синхронизма для соответствующей длины кристалла;  $\Delta\lambda_c^{ooe}$  – спектральная ширина синхронизма для соответствующей длины кристалла.

Значения основных характеристик кристалла KDP для взаимодействия  $ooe$  при комнатной температуре, длине кристалла 1 см и длины волны излучения 1.06 мкм, следующие [16, 23]: угол синхронизма –  $\theta_c = 41.2^\circ$ ; показатели преломления –  $n_o(\omega_0) = 1.494$ ,  $n_e(\omega_0) = 1.46$ ,  $n_{\omega_0}^e(\theta_c) = 1.479$ ,  $n_o(2\omega_0) = 1.513$ ,  $n_e(2\omega_0) = 1.471$ ,  $n_{2\omega_0}^e(\theta_c) = 1.494$ ; угловая ширина синхронизма –  $\Delta\theta_c^{ooe} = 1.2$  мрад; спектральная ширина синхронизма –  $\Delta\lambda_c^{ooe} = 178 \text{ \AA}$ ; температурная ширина синхронизма –  $\Delta T_c^{ooe} = 23 \text{ }^\circ\text{C}$ ; угол сноса –  $\rho_3 = 1.6 \text{ }^\circ$ ; коэффициент линейного поглощения –  $\alpha = 0.05 \text{ см}^{-1}$ .

Ранее уже отмечалось, что на установке «Канал-2» имеется завязка исходного излучения лазера с используемыми в экспериментах мишенями, и в зависимости от размеров последних можно корректировать исходное излучение как в самом генераторе, так и в оптической схеме лазера. Учитывая данное немаловажное обстоятельство, было решено провести эксперименты при разных значениях числа мод в генераторе. А также посмотреть – будет ли разница в поведении эффективности преобразования при практически одинаковой расходимости излучения, но разном числе поперечных мод.

Исходя из данных угловой ширины синхронизма в Таблице 3.1.1, можно сделать вывод, что следует ожидать более эффективного преобразования во вторую гармонику в случаях расходимости излучения менее 0.4 мрад. Однако в наших экспериментах минимальное значение расходимости излучения составляло 0.5 мрад. Данный факт говорит о невыполнении условия углового синхронизма, что должно неблагоприятно сказаться на эффективности преобразования. Также видно, что спектры излучения в обоих случаях меньше спектральной ширины синхронизма кристалла, и некогерентность излучения не должна ограничивать эффективность процесса ГВГ.

Согласно [38], для преобразования мощного излучения неодимового лазера во вторую гармонику в кристалле KDP, при реализации взаимодействия *ооо*, оптимальной является длина кристалла 30 мм. Однако отметим, что в этих экспериментах расходимость излучения была близка к дифракционной, тогда как в нашем случае расходимость излучения превышает дифракционную почти на два порядка.

Апертура кристалла длиной  $L_{кр} = 18$  мм составляла  $55 \times 55$  мм<sup>2</sup>, а у кристалла с длиной  $L_{кр} = 30$  мм –  $60 \times 60$  мм<sup>2</sup>. Это позволяло, даже при отсутствии коллиматора, проводить эксперименты, используя всю апертуру пучка и не применяя ограничивающие диаметр пучка диафрагмы.

Эксперименты по ГВГ при реализации взаимодействия *ооо* проводились с наличием магнитооптического затвора Фарадея в системе усиления лазера. Для случая частично деполяризованного излучения, когда система из поляризаторов на выходе лазера отсутствовала, деполяризация излучения составляла не менее 10 %, при малых значениях плотности мощности и повышалась с увеличением напряжения на лампах-накачки оптических стержней системы усиления. Однако, из-за отсутствия системы из поляризаторов (см. Рисунок 2.1.1), деполяризованная составляющая излучения не отсекалась, и пространственное распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка было более равномерным (см. Рисунок 3.1.1(а)), чем в случае линейно-поляризованного излучения с высокой степенью поляризации, когда в схеме эксперимента присутствовала система из двух последовательных поляризаторов (см. Рисунок 3.1.1(б)). При сравнении с рисунками 2.2.1 или 2.1.5 видно, что с наличием в схеме лазера затвора Фарадея пространственное распределение интенсивности излучения значительно менее однородно даже при отсутствии в схеме эксперимента системы из поляризаторов (см. Рисунок 3.1.1(а)).

При проведении экспериментов и построении графиков рассчитывалась усреднённая плотность мощности излучения, подразумевая, что энергия излучения распределена равномерно по сечению пучка. Однако из фотографий ближней зоны (см. Рисунок 3.1.1) видно, что в некоторых областях локальная плотность мощности излучения выше, чем в других областях. При коллимации излучения локальная плотность мощности в этих областях уже значительно превышала среднюю плотность мощности по всему пучку.

При линейно-поляризованном состоянии излучения с высокой степенью поляризации, когда в схеме присутствовала система из поляризаторов, из-за неидеальности поляризаторов в излучении всё же присутствовала деполаризованная составляющая, равная нескольким процентам от общей энергии основного излучения, которая незначительно повышалась с увеличением напряжения на лампах-накачки оптических стержней системы усиления. Увеличение направленности излучения путём телескопирования (коллимации) более чем в два раза позволяло значительно улучшить пространственное распределение интенсивности излучения (см. Рисунок 3.1.1(в)).

В экспериментах эффективность преобразования во вторую гармонику исследовалась в зависимости от плотности мощности основного излучения на кристалле и от угла падения излучения на кристалл относительно направления синхронизма в главном сечении кристалла. Калориметрическим методом измерялись энергии падающего на кристалл основного излучения, непретворённого излучения на выходе из кристалла и второй гармоники.

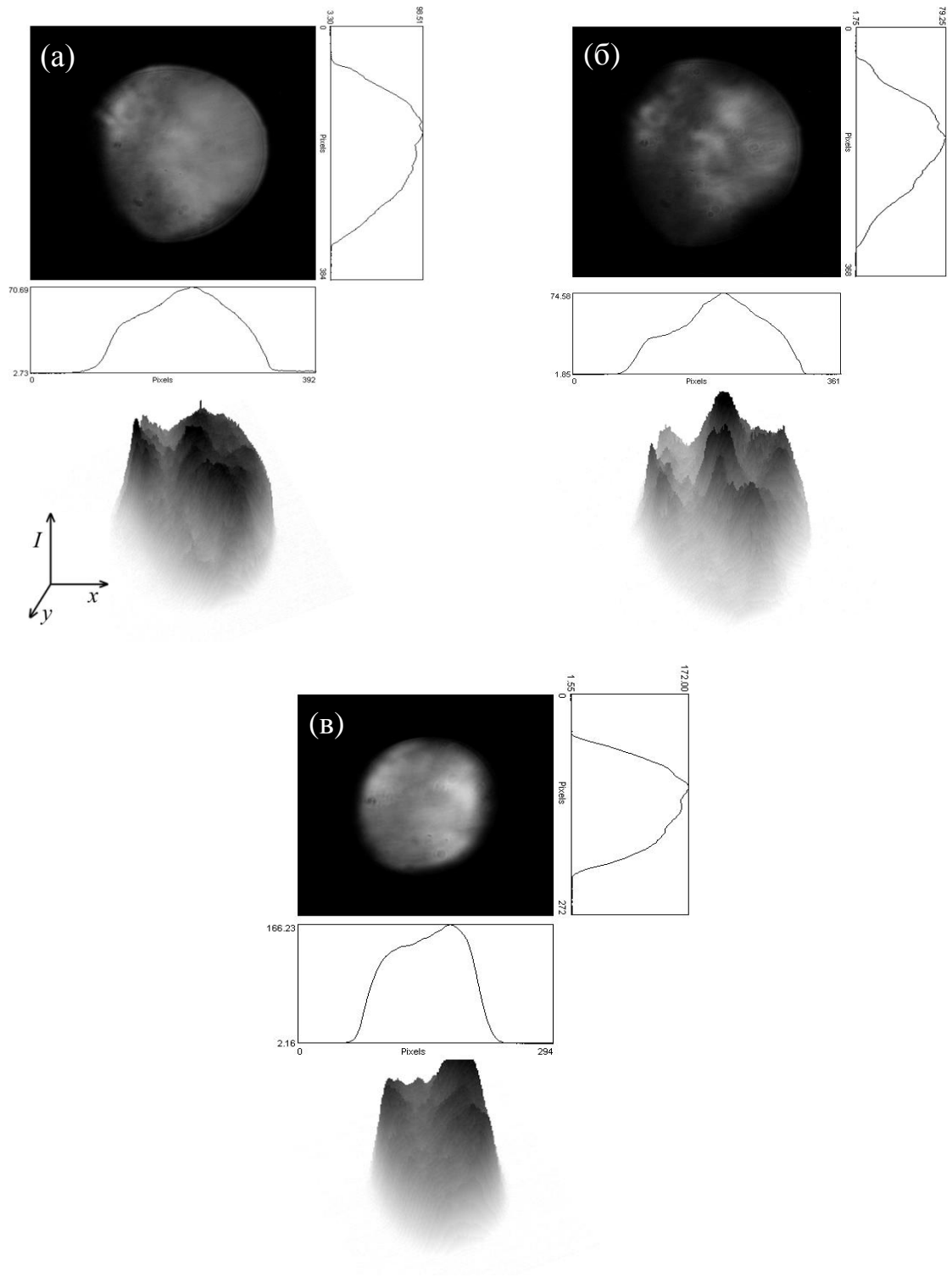


Рисунок 3.1.1. Фотографии ближней зоны основного излучения и профили интенсивности излучения для случаев, когда на выходе лазера отсутствует (а) или присутствует (б) система из последовательных поляризаторов, а также при коллимации излучения (в).

Результаты генерации второй гармоники в кристалле длиной 18 мм представлены на рисунках 3.1.2 и 3.1.3. Излучение было линейно-поляризованным, ширина спектра основного излучения составляла  $42 \text{ \AA}$ , а расходимость излучения, вследствие коллимации пучка в 3.5 раз, составляла 5 мрад при числе поперечных мод в генераторе  $N = 1000$ . Коллимация излучения в 3.5 раз позволяла получать плотность мощности вплоть до значения  $10 \text{ ГВт/см}^2$ . Однако у столь большой степени коллимации излучения были и явные минусы: сложность проведения плавных измерений коэффициента преобразования во вторую гармонику во всём интервале плотности мощности; высокие значения плотности мощности в некоторых локальных областях пучка, значительно превышающие среднее значение  $I \approx 7 \text{ ГВт/см}^2$  по всему пучку, при котором возникли существенные оптические пробой на поверхности кристалла KDP длиной 18 мм. По причине пробоя этого кристалла при дальнейших экспериментах уже с кристаллом длиной 30 мм плотность мощности ограничивали на уровне  $3 \text{ ГВт/см}^2$ .

Из рисунка 3.1.2 видно, что эффективность преобразования при плотности мощности  $I \approx 1 \text{ ГВт/см}^2$  составляет примерно 25 %, и с повышением плотности мощности достигает максимума в 33 % при  $I \approx 3 \text{ ГВт/см}^2$ , затем плавно снижается до 28 % при  $I \approx 5.5 \text{ ГВт/см}^2$ .

На рисунке 3.1.3 представлена зависимость эффективности преобразования от угла поворота кристалла в главной оптической плоскости относительно направления хода линейно-поляризованного излучения. Видно, что при расходимости излучения  $\theta = 5$  мрад ширина углового распределения по полувысоте составляет примерно 3 мрад, а угловая ширина синхронизма при этом равна  $\Delta\theta_c^{ooo} = 0.7$  мрад.

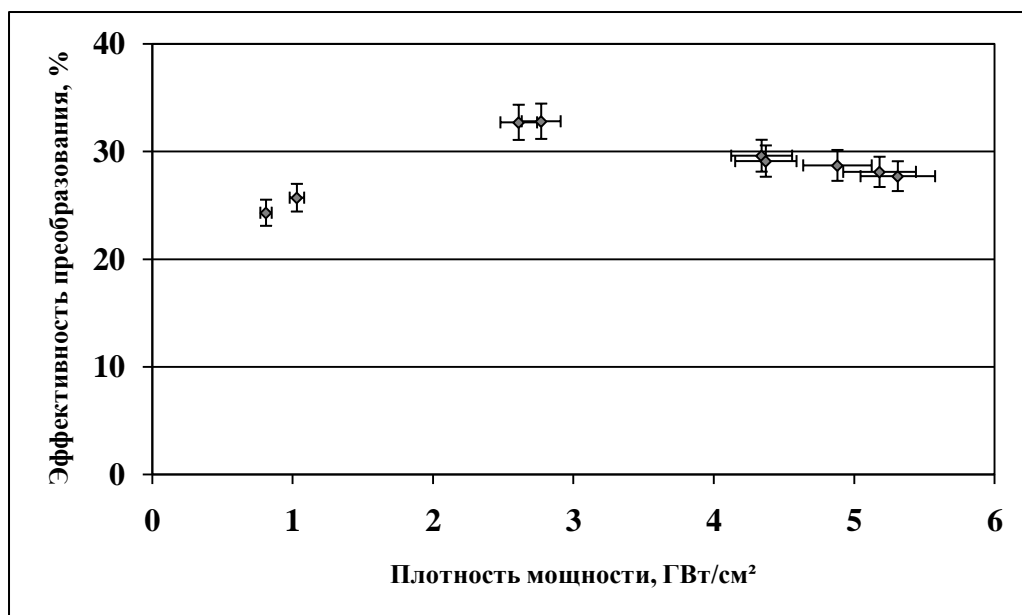


Рисунок 3.1.2. Зависимость эффективности преобразования линейно-поляризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 18 мм:  $\theta = 5$  мрад,  $N = 1000$  шт.

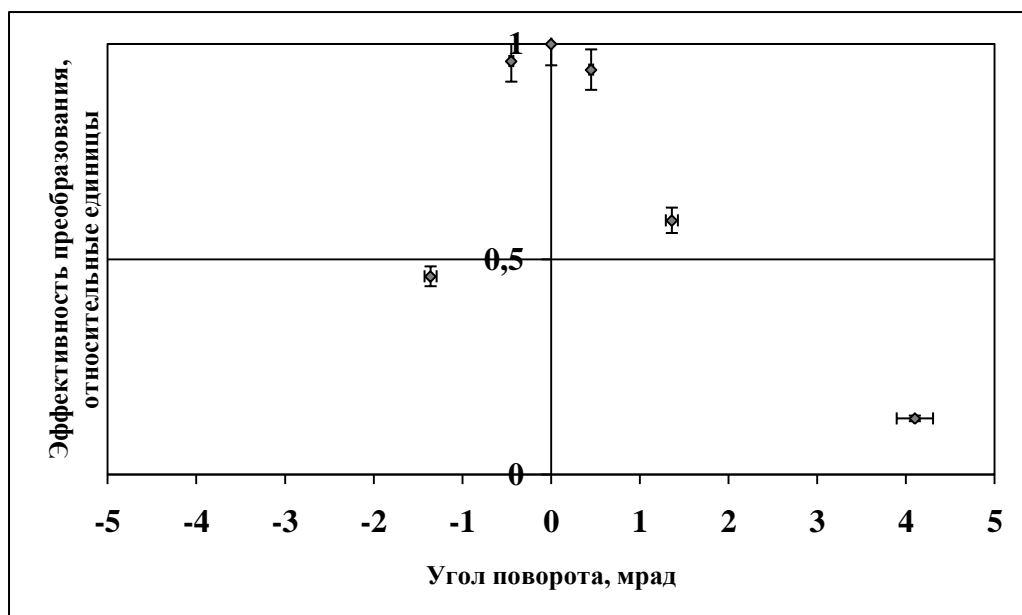


Рисунок 3.1.3. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от угла поворота кристалла KDP длиной 18 мм относительно направления хода линейно-поляризованного излучения:  $N = 1000$  шт,  $\diamond$  –  $\theta = 5$  мрад, «0» мрад – направление синхронизма.

На рисунках 3.1.4 – 3.1.19 представлены графики зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику для кристалла длиной 30 мм, при разных значениях параметров основного излучения. Причём на рисунках 3.1.4 – 3.1.10 приведены результаты для частично деполяризованного излучения, а на рисунках 3.1.11 – 3.1.19 – для линейно-поляризованного излучения. Приведены зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику как от плотности мощности основного излучения на кристалле (см. рисунки 3.1.4 – 3.1.8, 3.1.11 – 3.1.16), так и от угла поворота кристалла в главной плоскости относительно направления хода основного излучения (см. рисунки 3.1.9, 3.1.10, 3.1.18 и 3.1.19).

Как и следовало ожидать, с увеличением расходимости основного излучения  $\theta$  эффективность преобразования  $\eta$  снижается (см. рисунки 3.1.4 – 3.1.8, 3.1.11 – 3.1.17). Если при расходимости излучения  $\theta = 0.5$  мрад максимальная эффективность преобразования  $\eta_M = 52$  %, то уже при  $\theta = 3.5$  мрад –  $\eta_M = 26$  % (см. рисунки 3.1.8 и 3.1.4). Из графиков видно, что поведение зависимости эффективности преобразования с увеличением плотности мощности на кристалле не всегда имеет схожую форму. В случаях, когда излучение не коллимировалось, в регистрируемой зависимости выделялся явный максимум, который попадал на значение плотности мощности  $0.5$  ГВт/см<sup>2</sup>. При увеличении направленности излучения путём коллимации эффективность преобразования во вторую гармонику оставалась практически неизменной во всём интервале плотности мощности, что связано с более однородным распределением интенсивности излучения в поперечном сечении пучка по сравнению со случаем линейно-поляризованного неколлимированного излучения.

Отметим, что исходя из теории ГВГ (для случая плоских волн с однородным распределением интенсивности излучения в поперечном сечении пучка) при отсутствии ограничивающих факторов следует ожидать



резкого возрастания эффективности преобразования  $\eta$  во вторую гармонику с повышением плотности мощности основного излучения  $I$  (или амплитуды поля) при её невысоких значениях, а далее – монотонного роста  $\eta$  с ещё большим увеличением  $I$  [35, 36, 83]. Как правило, такая форма зависимости  $\eta$  от  $I$  получалась в большинстве экспериментальных работ, которые обсуждались в первой главе. Однако в некоторых случаях [33, 38, 39, 50, 58, 61, 72] эффективность преобразования  $\eta$ , вырастая и достигая максимума при некотором значении  $I$ , затем снижалась (спадала), что авторы работ, в свою очередь, связывали с различными факторами, влияющими на процесс ГВГ (обратная перекачка из-за сбоя фаз, изменение кривой синхронизма при сильном энергообмене взаимодействующих волн, параметрическое преобразование в высшую гармонику, двухфотонное поглощение и т.д.). В наших экспериментах, при длине кристалла 30 мм, в случае наличия и влияния на процесс ГВГ обратной перекачки, двухфотонного поглощения или параметрических процессов, они должны были бы сказываться и при коллимации излучения. Однако отсутствие данного факта приводит к заключению, что снижение эффективности преобразования в первую очередь связано с ухудшением пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка. Ухудшение распределения и связанное с ним снижение эффективности преобразования может также являться следствием увеличения деполяризации излучения при увеличении накачки активных элементов. Данный фактор, скорее всего, является причиной более резкого спада эффективности преобразования для случая линейно-поляризованного излучения по сравнению с деполяризованным излучением (см. рисунки 3.1.5 и 3.1.12).

На эффективность преобразования помимо однородности распределения интенсивности излучения, влияет также форма этого распределения, поскольку при коллимации она становится более близка к

супергауссовой. Согласно теоретическим и экспериментальным результатам работы [38], спад эффективности преобразования для пучка с гауссовым распределением при повышении плотности мощности излучения превышает спад для пучка с супергауссовым распределением. При этом в [38] при супергауссовом распределении пучка максимум эффективности преобразовании достигался при более низком значении плотности мощности излучения, тогда как в нашем случае максимум преобразования для коллимированного и неколлимированного пучков достигается при практически одинаковой плотности мощности.

Для случая линейно-поляризованного излучения приведён также график зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от числа поперечных мод в генераторе (см. Рисунок 3.1.17). Поскольку при наличии или отсутствии коллиматора в схеме эксперимента поведение зависимости эффективности преобразования изменялось даже при практически одинаковой расходимости излучения (см. рисунки 3.1.12 и 3.1.15), то значения эффективности преобразования для рисунка 3.1.17 были взяты только из результатов, когда в схеме присутствовал коллиматор. Данный выбор объясняется также тем, что результаты для числа поперечных мод  $N = 450$  шт. (см. рисунок 3.1.13) и  $N = 250$  шт. (см. рисунок 3.1.14) были получены с использованием коллиматора излучения. Значения эффективности преобразования на рисунке 3.1.17 соответствуют плотности мощности  $1 \text{ ГВт/см}^2$ , однако поскольку для каждого числа поперечных мод эффективность преобразования практически остаётся на одном и том же уровне, то форма зависимости на рисунке 3.1.17 аналогична для любого значения плотности мощности в интервале  $0.2 \div 2.5 \text{ ГВт/см}^2$ . Из рисунка видно, что при уменьшении числа мод с 1000 до 100 эффективность преобразования повышается с 22 % до 42 %, при этом выходная энергия лазера снижалась более чем в три раза.

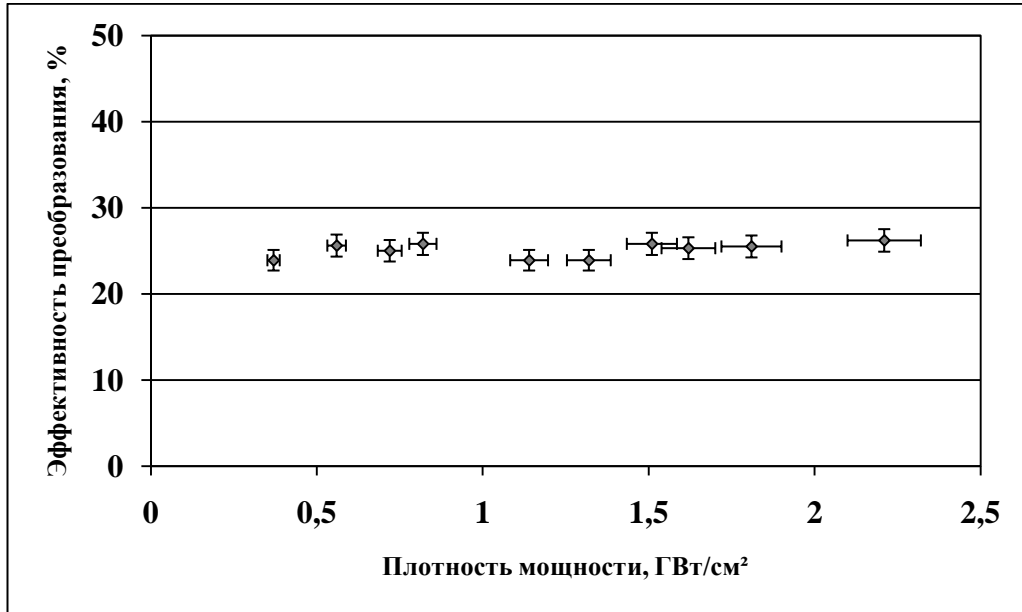


Рисунок 3.1.4. Зависимость эффективности преобразования деполаризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 3.5$  мрад,  $N = 1000$  шт.

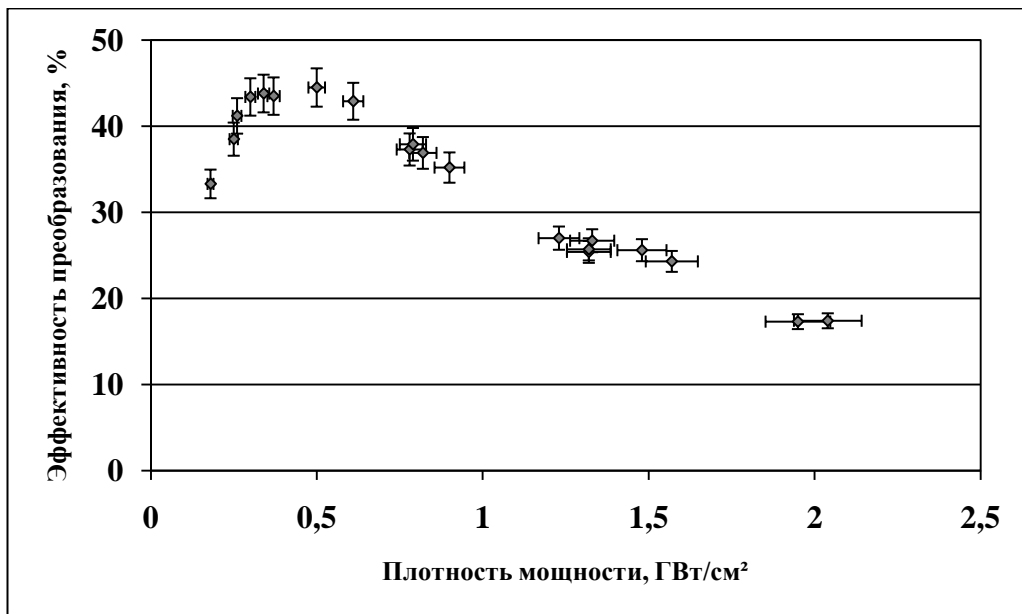


Рисунок 3.1.5. Зависимость эффективности преобразования деполаризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 1.4$  мрад,  $N = 1000$  шт.

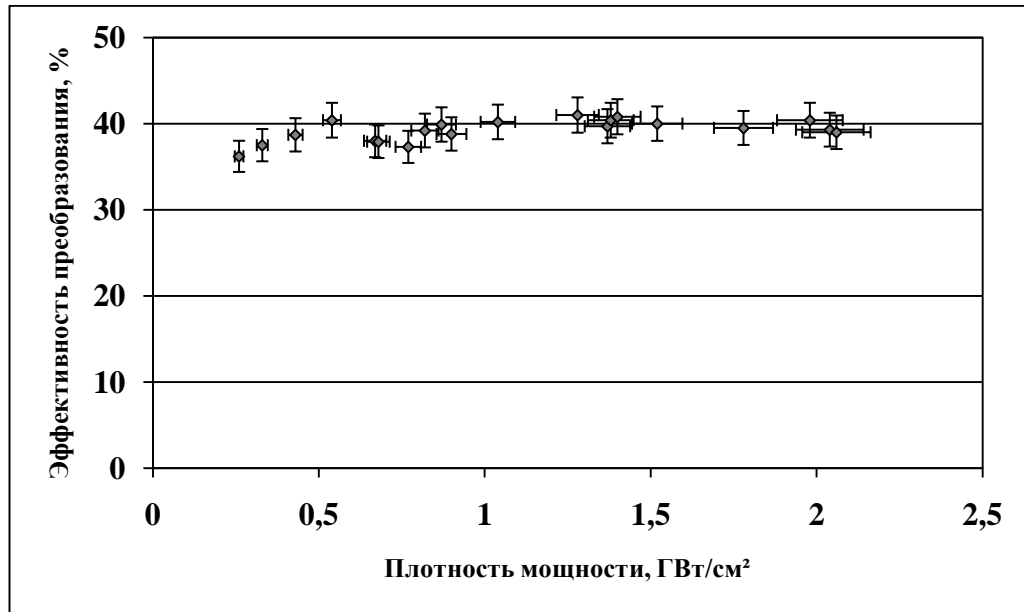


Рисунок 3.1.6. Зависимость эффективности преобразования деполаризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 1.2$  мрад,  $N = 100$  шт.

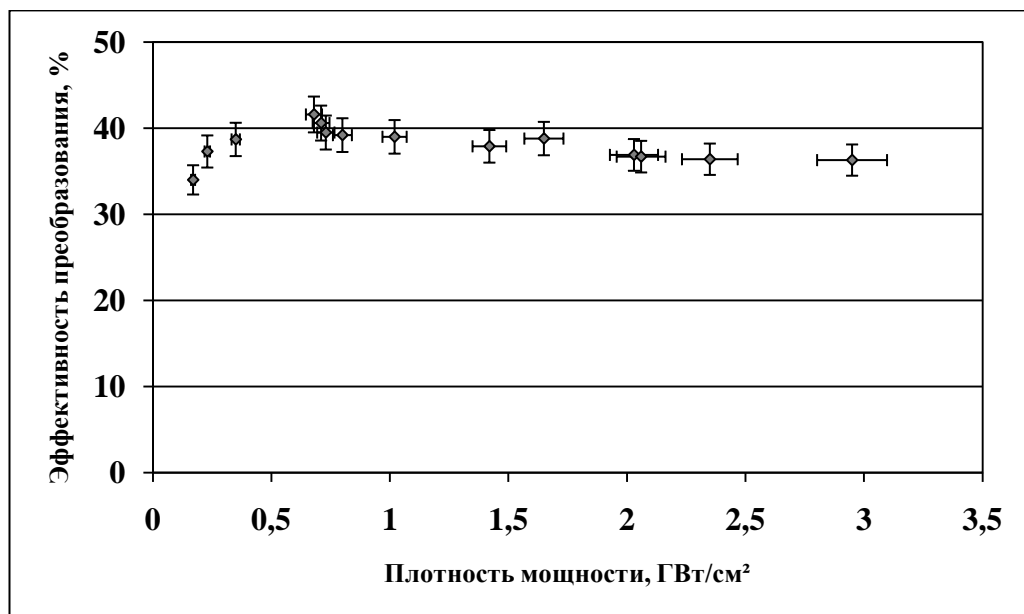


Рисунок 3.1.7. Зависимость эффективности преобразования деполаризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 1$  мрад,  $N = 100$  шт.

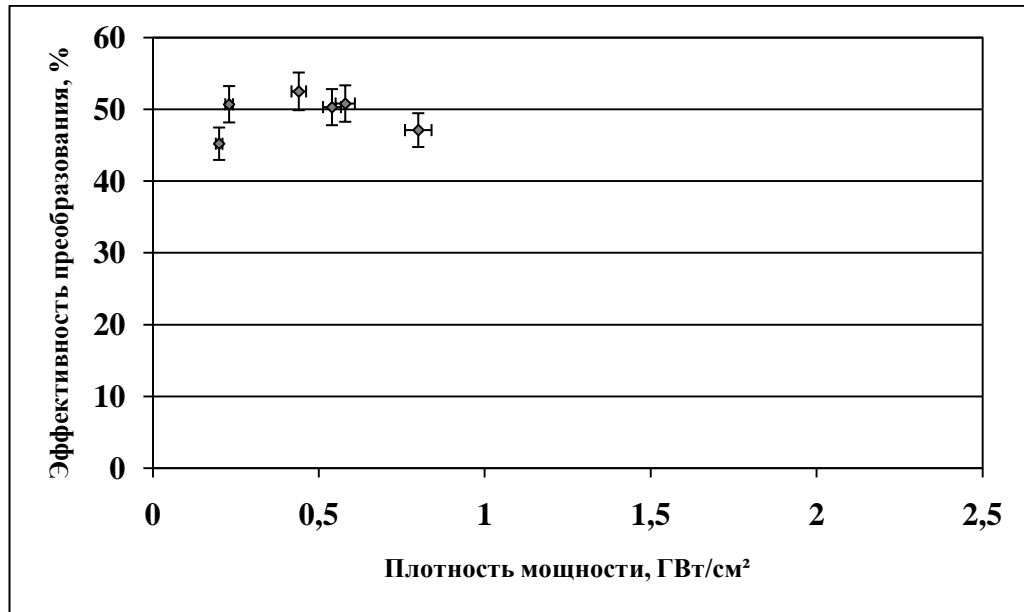


Рисунок 3.1.8. Зависимость эффективности преобразования деполаризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 0.5$  мрад,  $N = 100$  шт.

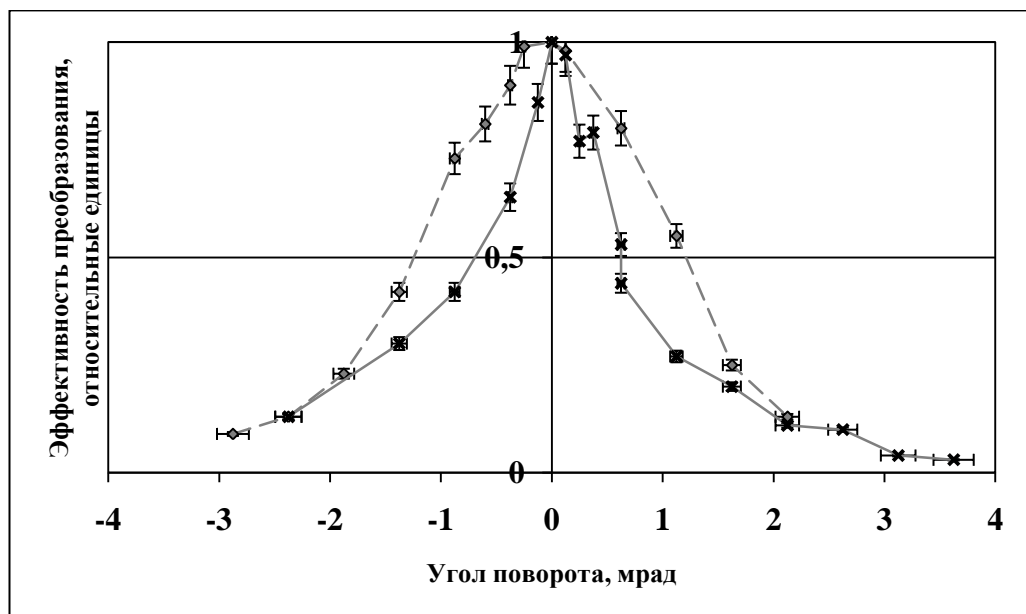


Рисунок 3.1.9. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от угла поворота кристалла KDP длиной 30 мм относительно направления хода деполаризованного излучения:  $N = 1000$  шт,  $\diamond - \theta = 3.5$  мрад,  $\times - \theta = 1.4$  мрад, «0» мрад – направление синхронизма.

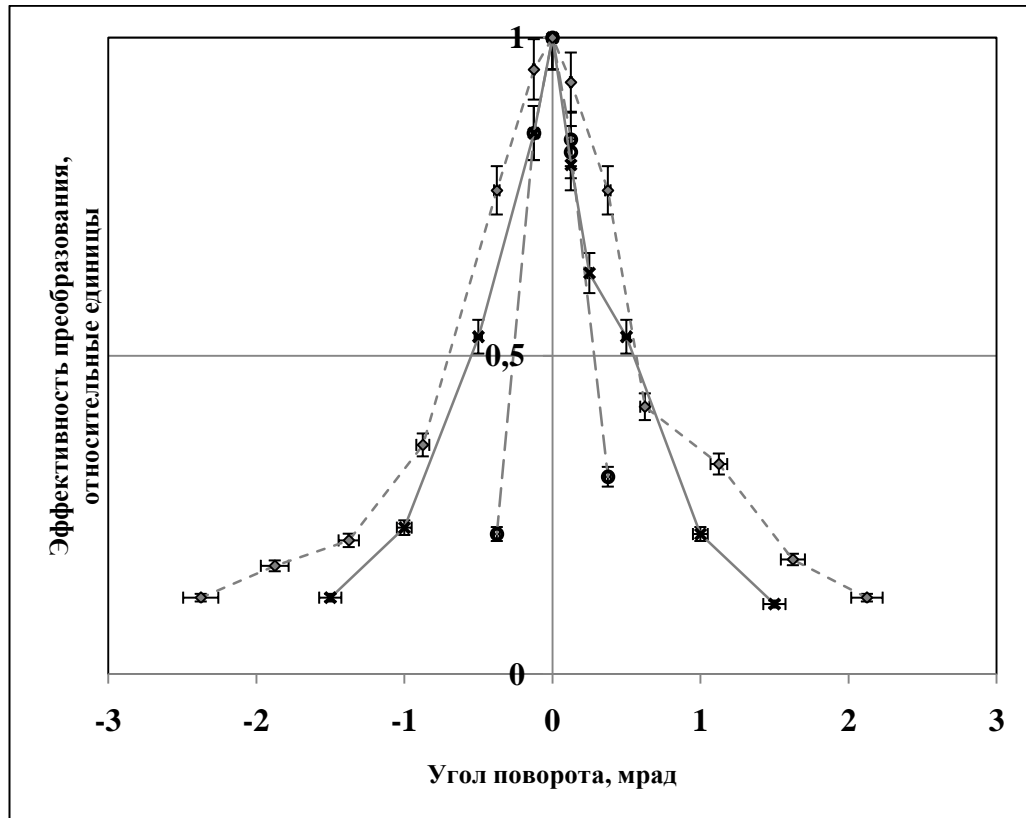


Рисунок 3.1.10. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от угла поворота кристалла KDP длиной 30 мм относительно направления хода деполаризованного излучения:  $N = 100$  шт,  $\diamond$  –  $\theta = 1.2$  мрад,  $\times$  –  $\theta = 1$  мрад,  $\circ$  –  $\theta = 0.5$  мрад, «0» мрад – направление синхронизма.

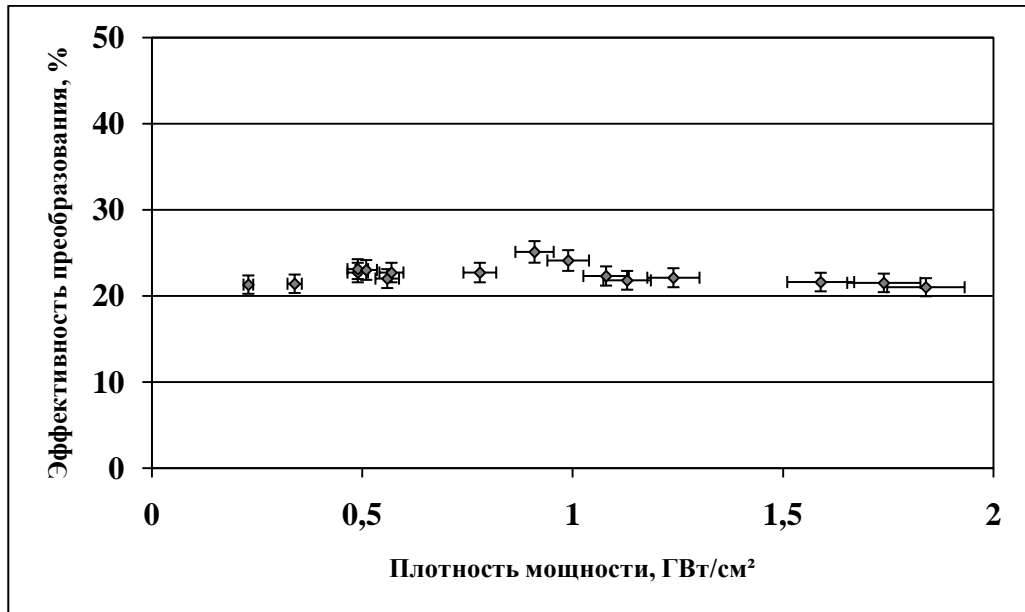


Рисунок 3.1.11. Зависимость эффективности преобразования линейно-поляризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 3.5$  мрад,  $N = 1000$  шт.

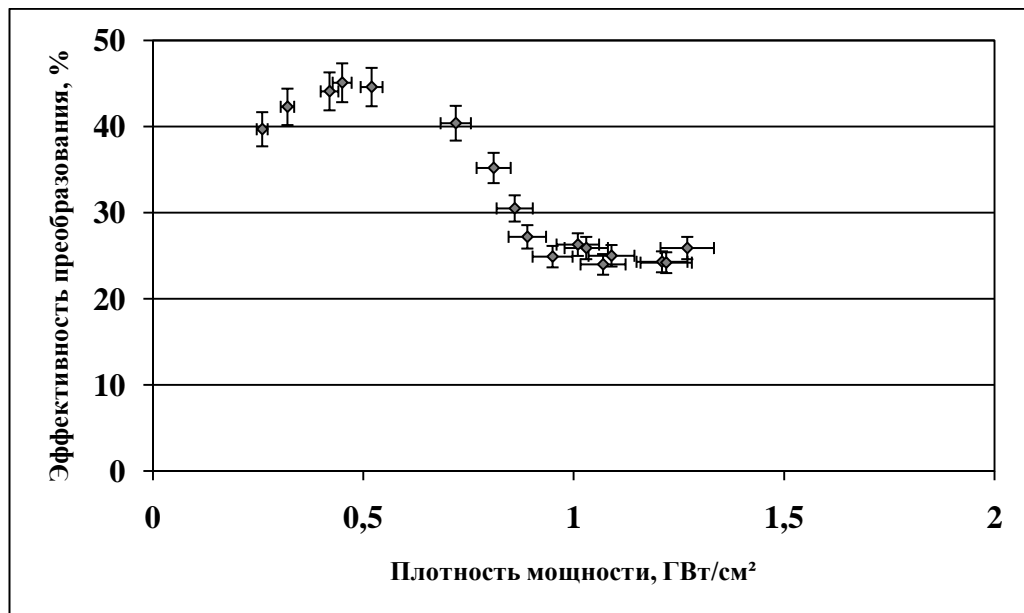


Рисунок 3.1.12. Зависимость эффективности преобразования линейно-поляризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 1.4$  мрад,  $N = 1000$  шт.

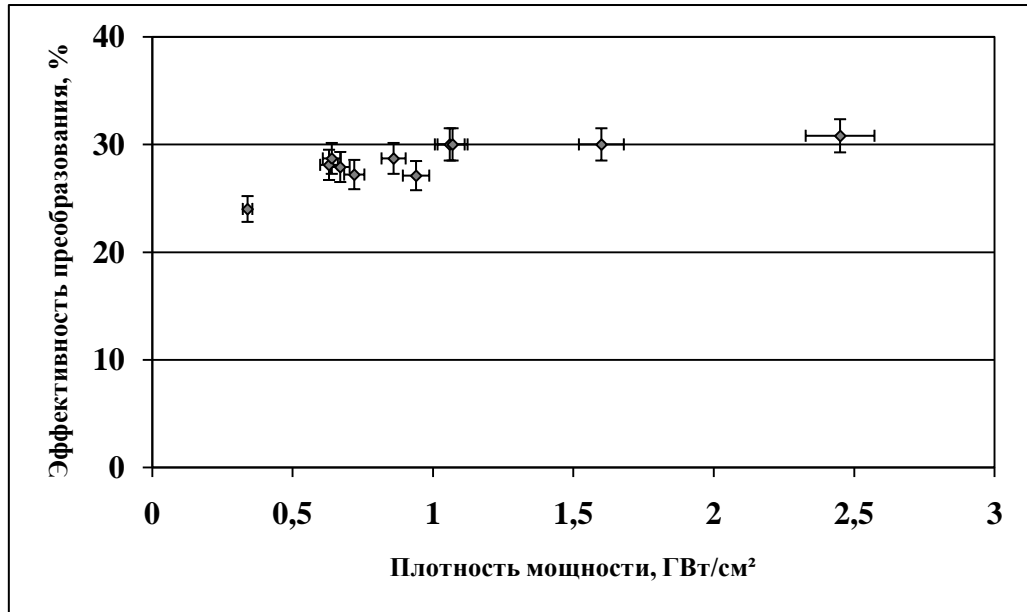


Рисунок 3.1.13. Зависимость эффективности преобразования линейно-поляризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 2.3$  мрад,  $N = 450$  шт.

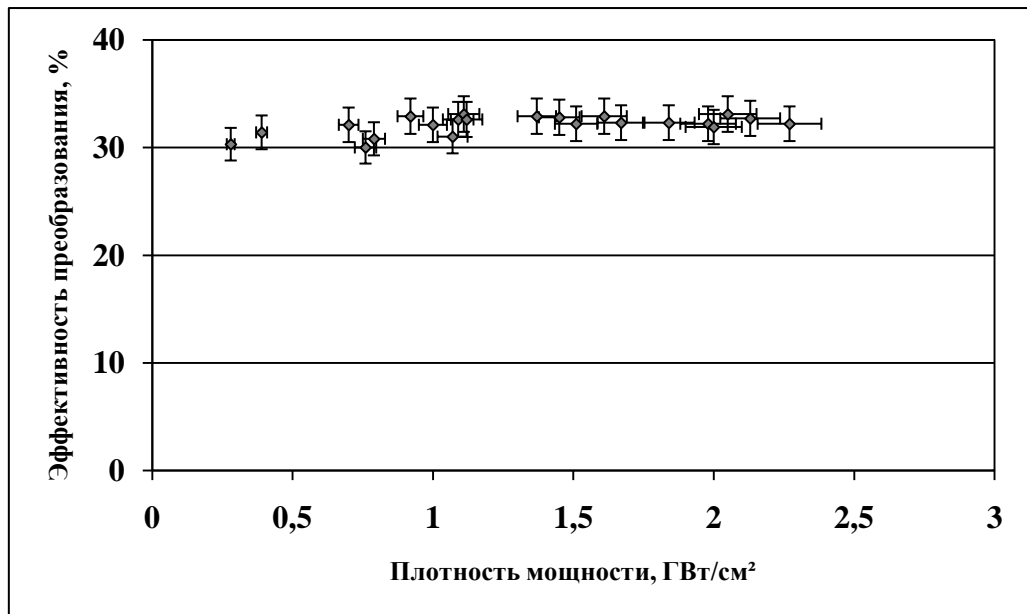


Рисунок 3.1.14. Зависимость эффективности преобразования линейно-поляризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 1.7$  мрад,  $N = 250$  шт.



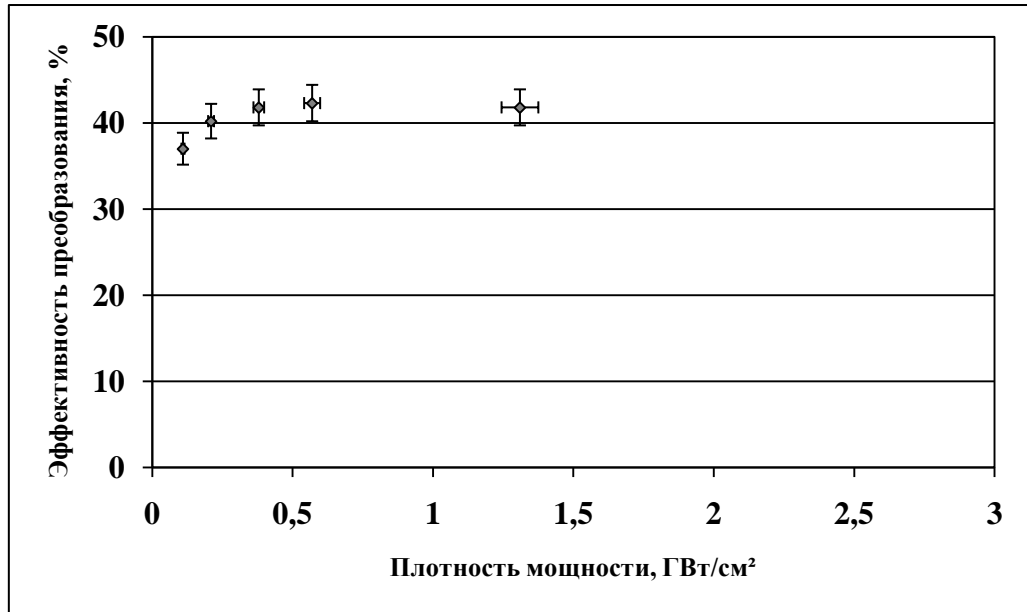


Рисунок 3.1.15. Зависимость эффективности преобразования линейно-поляризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 1.2$  мрад,  $N = 100$  шт.

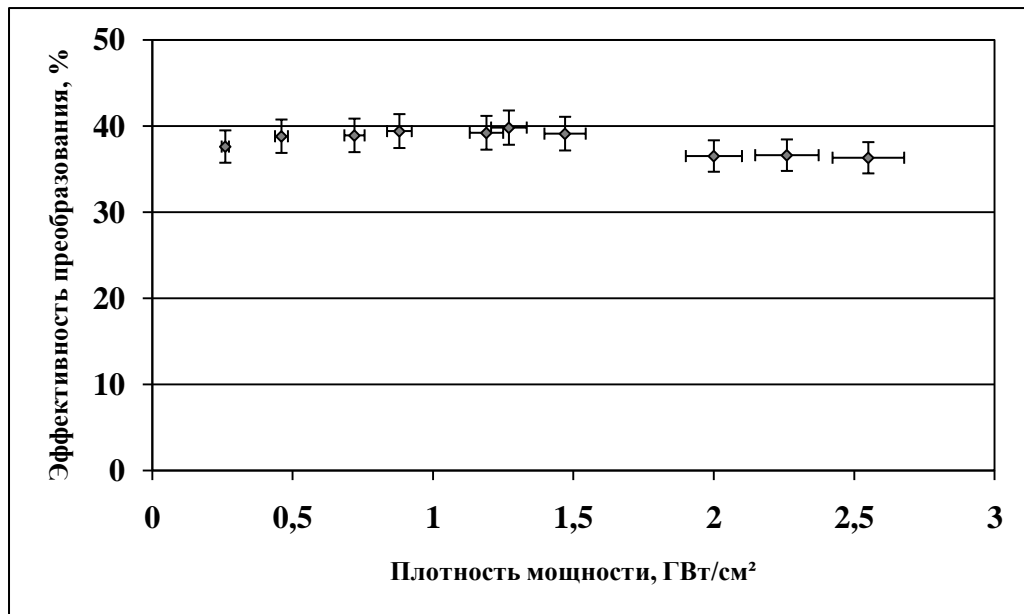


Рисунок 3.1.16. Зависимость эффективности преобразования линейно-поляризованного излучения во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм:  $\theta = 1$  мрад,  $N = 100$  шт.

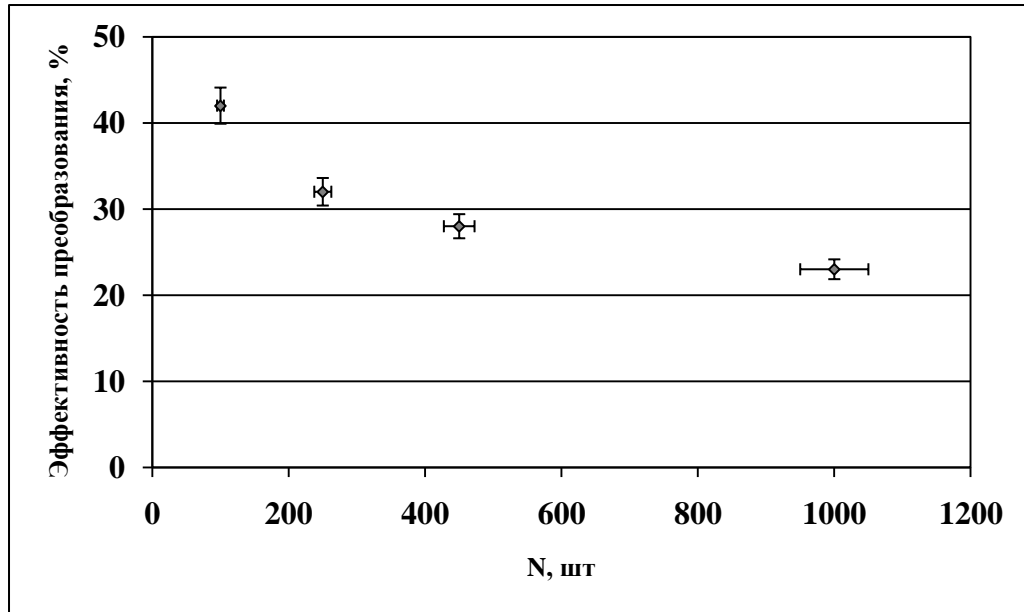


Рисунок 3.1.17. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику линейно-поляризованного излучения от числа поперечных мод излучения в задающем генераторе. Значения эффективности преобразования взяты для плотности мощности излучения  $I = 1 \text{ ГВт/см}^2$ .

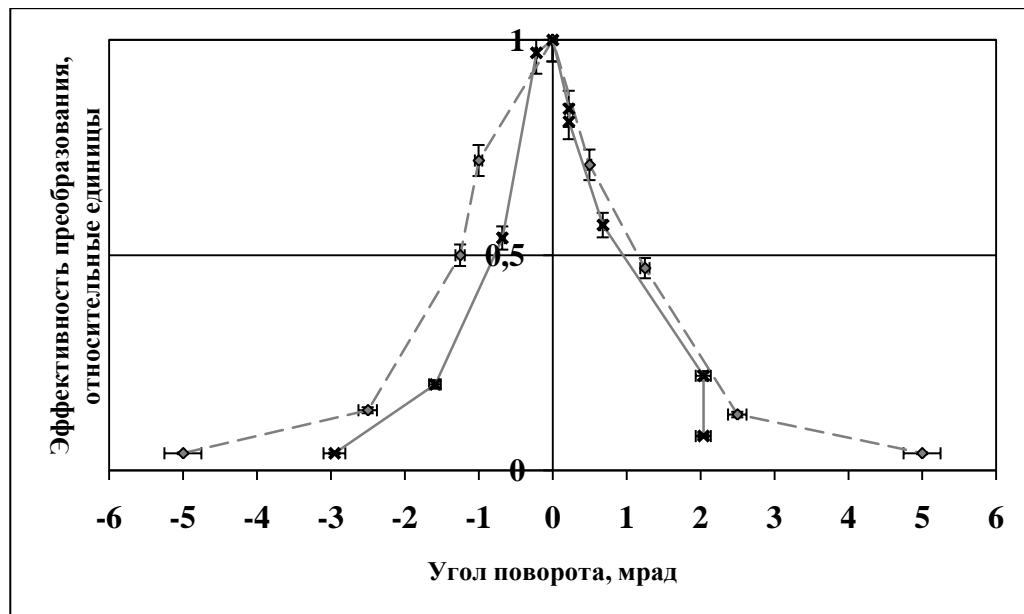


Рисунок 3.1.18. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от угла поворота кристалла KDP длиной 30 мм относительно направления хода линейно-поляризованного излучения:  $N = 1000$  шт,  $\diamond$  –  $\theta = 3.5$  мрад,  $\times$  –  $\theta = 1.4$  мрад, «0» мрад – направление синхронизма.

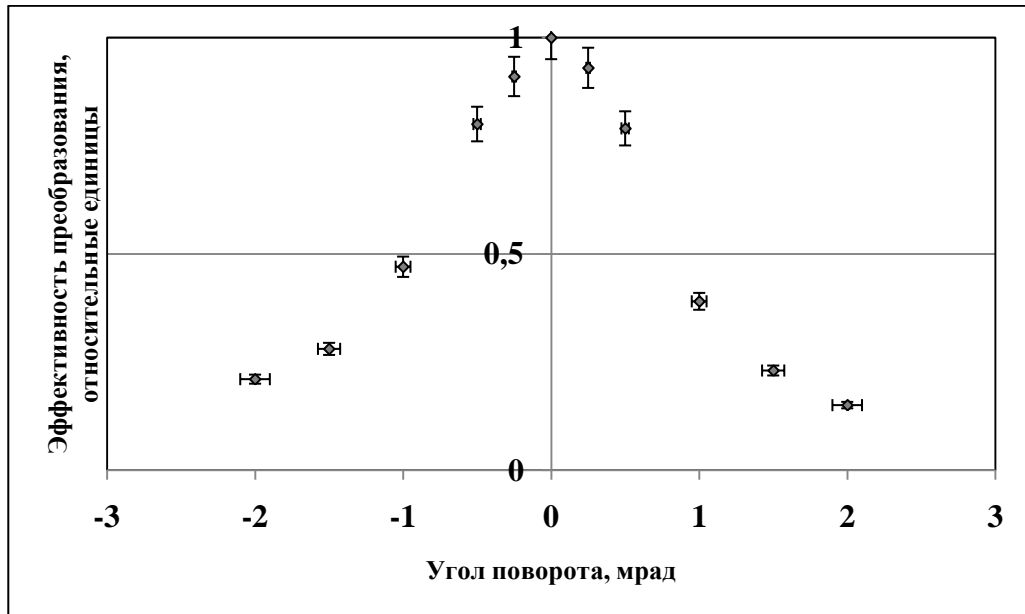


Рисунок 3.1.19. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от угла поворота кристалла KDP длиной 30 мм относительно направления хода линейно-поляризованного излучения:  $N = 250$  шт,  $\blacklozenge$  –  $\theta = 1.7$  мрад, «0» мрад – направление синхронизма.

Важно рассмотреть полученные результаты с точки зрения достижения максимально-возможной выходной энергии (не путать с эффективностью преобразования!) на длине волны второй гармоники. Как уже отмечалось, улучшение параметров излучения для повышения эффективности преобразования приводит к значительному спаду выходной энергии лазера на основной частоте. Рассмотрим рисунки 3.1.8, 3.1.7, 3.1.6 и 3.1.4. В случае  $N = 100$  мод, без применения коллиматора для получения более низкой расходимости излучения, и даже при отсутствии системы из поляризаторов в схеме эксперимента, которая также понижает уровень выходной энергии лазера на основной частоте, достигнутая максимальная плотность мощности излучения составила  $0.8 \text{ ГВт/см}^2$ , при этом эффективность преобразования во вторую гармонику примерно составила 50 % (см. рисунок 3.1.8). Однако при том же значении числа поперечных мод в генераторе  $N = 100$  коллимация излучения (увеличение направленности излучения) в 2.5 раза (см. рисунок

3.1.6) или повышение энергии (см. рисунок 3.1.7) за счёт увеличения диаметра диафрагмы  $d_1$  (см. рисунок 2.1.1), позволили повысить плотность мощности излучения до значения  $3 \text{ ГВт/см}^2$ , при этом данное значение не являлось максимально-достижимым, а эффективность преобразования снизилась всего на 10 %. Увеличение направленности излучения в 2.5 раза приводит к уменьшению площади в 6.25 раз, а соответственно во столько же раз повышается и плотность мощности излучения, и максимальная плотность мощности должна была составить  $5 \text{ ГВт/см}^2$ , однако эксперименты проводились до значения  $3 \text{ ГВт/см}^2$ , во избежание появления оптических пробоев на поверхности кристалла и внутренних разрушений. Повышение числа мод до  $N = 1000$ , в свою очередь приведёт к увеличению выходной энергии лазера на основной частоте, и, соответственно, расходимости излучения в несколько раз. В этом случае, из-за увеличения расходимости излучения, эффективность преобразования во вторую гармонику снизится. Из рисунка 3.1.4 видно, что при  $N = 1000$  эффективность преобразования составила примерно 25 %. Таким образом получается, что при благоприятных значениях параметров излучения достигается эффективность преобразования в 50 %, но плотность мощности составляет всего  $0.8 \text{ ГВт/см}^2$ , а без оптимизации параметров излучения эффективность преобразования падает примерно в два раза, однако плотность мощности при этом может достигать  $10 \text{ ГВт/см}^2$ . Применение в экспериментах системы из поляризаторов (см. рисунок 2.1.1) приводило к снижению выходной энергии лазера на основной частоте примерно в 2 раза, и для случая  $N = 100$ , при отсутствии коллиматора, не удалось превысить плотность мощности  $0.5 \text{ ГВт/см}^2$ .

Следует отметить, что для деполаризованного и линейно-поляризованного излучения получались близкие значения эффективности преобразования. Данное обстоятельство связано с тем, что для случая взаимодействия *ооо* деполаризация излучения на основной частоте в

несколько процентов не сильно влияет на эффективность преобразования [38]. Также это может быть связано с более однородным пространственным распределением интенсивности излучения в поперечном сечении пучка для деполаризованного излучения, что компенсирует потерю в эффективности преобразования из-за наличия деполаризованной компоненты.

При сравнении графиков на рисунках 3.1.11 и 3.1.2 можно заметить, что, несмотря на более высокую расходимость излучения при одинаковых значениях  $N = 1000$ , эффективность преобразования линейно-поляризованного излучения в кристалле длиной 18 мм больше, чем в кристалле длиной 30 мм. Из этого можно сделать вывод, что длина 18 мм является более оптимальной для преобразования во вторую гармонику излучения с подобными параметрами.

В не рамках данной работы проведённые автором расчёты показали, что, как и следовало ожидать, так называемое приближение «заданного поля» [35, 36] не рассчитано на столь высокие уровни плотности мощности основного излучения, как в наших экспериментах. Однако используемые по сей день теоретические значения ширин синхронизма были получены в рамках именно приближения «заданного поля» [36]. По этой причине было решено экспериментально изучить угловые зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику, которые собой представляли зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику от угла отстройки кристалла KDP длиной 30 мм относительно направления хода излучения при фиксированной плотности мощности излучения для каждого значения расходимости основного излучения. Стоит отметить, что для экспериментального определения ширины подобной зависимости (кривой синхронизма) обычно используется стационарное плоскотоволновое излучение, однако у таких источников уровень энергии на порядки ниже, чем у лазера установки «Канал-2», волну излучения которого можно считать квазиплоской.

Изучение угловых зависимостей эффективности преобразования также представляло большой интерес, поскольку при высоких значениях плотности мощности излучения возможен уход распределения от классического вида, когда резко возрастают крыльевые части распределения [61], вследствие чего в целом и происходит уширение зависимости. Однако подобного поведения обнаружено не было, распределения были близки к классическому виду. На рисунках 3.1.9, 3.1.10, 3.1.18 и 3.1.19 представлены графики эффективности преобразования во вторую гармонику в зависимости от угла отстройки кристалла KDP в главной оптической плоскости относительно направления хода излучения. Приведены зависимости для деполаризованного и линейно-поляризованного излучения при  $N = 1000$ ,  $N = 100$  и  $N = 250$ . На графиках представлена нормированная эффективность преобразования в относительных единицах. Значения эффективности преобразования при углах отличных от направления синхронизма «0» были нормированы относительно максимального значения при «0», величина которого была принята за 1. Подобное представление позволяет корректно сравнивать уширение или сужение зависимостей эффективности преобразования от угла отстройки кристалла относительно направления хода излучения при изменении расходимости основного излучения.

Из графиков (см. рисунки 3.1.9 и 3.1.10) видно, что увеличение направленности излучения в 2.5 раза приводит к уширению формы распределения примерно в 2 раза. При значении расходимости излучения 3.5 мрад ширина углового распределения по полувысоте составляет примерно 2.5 мрад. Для значений расходимости излучения 1.7 мрад, 1.4 мрад, 1.2 мрад, 1 мрад и 0.5 мрад ширины углового распределения эффективности преобразования по полувысоте составили примерно 1.7 мрад, 1.4 мрад, 1.2 мрад, 1 мрад и 0.5 мрад, соответственно. То есть, при значениях расходимости основного излучения 1.7 мрад и ниже, получаемая ширина зависимости по полувысоте имела такое же значение, что и расходимость

основного излучения. Данный факт говорит о том, что процесс ГВГ проходит эффективно для всех угловых компонент основного излучения, при значениях расходимости 1.7 мрад и ниже, тогда как при расходимости 3.5 мрад эффективно преобразуется лишь часть угловых компонент излучения, заключённая в 2.5 мрад. При этом значение угловой ширины синхронизма для длины кристалла 30 мм составляет всего 0.4 мрад (!). Стоит отметить, что данное значение угловой ширины синхронизма было рассчитано для коллинеарного (скалярного) *ооо* синхронизма. В наших же экспериментах в процессе ГВГ участвует также и векторный синхронизм.

Проведённые исследования ширины спектра основного излучения показали, что она не изменяется при уменьшении числа поперечных мод в генераторе с 1000 до 100. Таким образом, исключается возможность влияния возможной частичной самосинхронизации продольных мод в излучении. Тем самым, изменяя число поперечных мод в генераторе, меняется только расходимость излучения и пространственное распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, более ничего.

Спектры основного излучения до кристалла KDP, основного излучения и второй гармоники после кристалла для числа поперечных мод в задающем генераторе  $N = 100$  и  $N = 250$  представлены на рисунках 3.1.20 (а, б) и 3.1.21 (а, б), соответственно. Для получения спектров использовался спектрограф СТЭ-1. Спектры основного излучения находятся во втором порядке дифракции, а спектры второй гармоники – в четвёртом, при этом дисперсия во втором порядке в два раза больше дисперсии в четвёртом порядке. Для определения ширин спектров в качестве репера использовался дуплет хорошо известных линий  $\lambda_1 = 5769.6 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2 = 5790.66 \text{ \AA}$  излучения ртутной лампы (см. рисунок 3.1.22), который регистрировался в четвёртом порядке дифракции. Неоднородность по высоте спектров основного излучения и второй гармоники на рисунках 3.1.20 и 3.1.21 связана с неидеальностью оптических элементов (световод, светофильтры, линзы и т.д.), используемых

для передачи излучения на щель спектрографа и выделения нужного спектрального диапазона, а также с шероховатостью затворов самой щели спектрографа.

Из рисунков 3.1.20 и 3.1.21 видно, что ширина спектров основного излучения при  $N = 100$  и  $N = 250$  до и после нелинейного кристалла практически одинаковая и составляет примерно  $26 \text{ \AA}$ . Такой же шириной спектра обладает основное излучение при  $N = 1000$ . Ширины спектров второй гармоники при  $N = 100$  и  $N = 250$  также практически одинаковы и по своей ширине на фотографиях равны спектрам основного излучения. Однако, поскольку они находятся в четвёртом порядке дифракции, то из-за двойной разницы в дисперсии их фактическая ширина в ангстремах будет в два раза меньше, чем для основного излучения. Таким образом, при генерации второй гармоники излучения с  $N = 100$  и  $N = 250$  происходит сужение спектров второй гармоники до  $13 \text{ \AA}$  по сравнению со спектрами основного излучения. При этом ширина спектров основного излучения после кристалла в обоих случаях остаётся практически такой же, что и на входе в нелинейный кристалл. Важно отметить, что хотя длина волны и является удобной величиной с экспериментальной точки зрения, однако она не является энергетической величиной. Более корректно рассматривать изменение ширины спектра по энергетическим величинам ( $\text{см}^{-1}$ ,  $\text{с}^{-1}$ ), но в большинстве экспериментальных и теоретических работах ширина спектра и спектральная ширина синхронизма рассматривалась именно в единицах длины волны. По этой причине в данной работе ширины спектров в основном рассматриваются именно в ангстремах и нанометрах. Однако если рассматривать ширину спектра в герцах, то получается, что ширина спектра основной частоты равна  $7 \times 10^{11}$  Гц, а ширина спектра второй гармоники –  $13.8 \times 10^{11}$  Гц, то есть – спектр второй гармоники в два раза уширился, а не сузился.



Практически вдвое узкий спектр второй гармоники (в ангстремах), по сравнению со спектром основного излучения, был получен в работе [70], где авторы подобное сужение объясняют тем, что для всей ширины спектра основного излучения выполняется условие спектрального синхронизма. Сужение спектра второй гармоники относительно спектра основного излучения падающего на кристалл теоретически получено в работе [104], в случае, когда спектр основного излучения имеет гауссову форму. Также в данной работе отмечается, что спектр излучения основной частоты на выходе из кристалла уширяется по сравнению со спектром излучения основной частоты, падающим на кристалл. Уширение основного излучения объясняется появлением новых линий за счёт обратного преобразования второй гармоники в излучение основной частоты. Отметим, что в наших экспериментах распределения спектров основного излучения и второй гармоники на рисунках 3.1.20 и 3.1.21 имеют гауссову форму.

В работе [85] было получено, что при квазистатическом режиме ГВГ спектральное распределение ВГ непрерывно и имеет гауссову форму, тогда как в нестационарном режиме ГВГ спектральное распределение ВГ является дискретно-непрерывным. Отмечается, что в нестационарном режиме генерации с ростом расходимости основного излучения спектр гармоники становится всё более гладким, а его ширина растёт. Исходя из результатов наших экспериментов и работы [85] можно предположить, что в нашем случае ГВГ многомодового излучения проходит в режиме, близком к квазистатическому.

На самом деле, определение ширин спектров второй гармоники и основной частоты на выходе из кристалла является нетривиальной задачей, в которой должны учитываться как дисперсионная зависимость характеристик нелинейного кристалла и генерация также суммарных частот широкополосного излучения, так и возможная частичная самосинхронизация продольных мод [145].

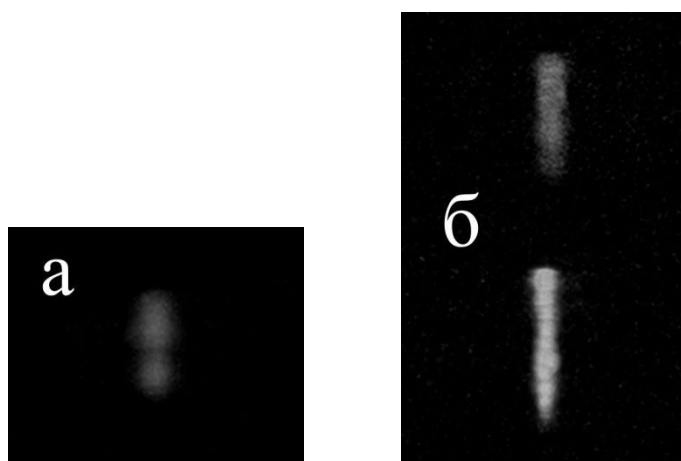


Рисунок 3.1.20. Спектры основного излучения на входе в нелинейный кристалл (а), основного излучения и второй гармоники после нелинейного кристалла (б) для числа поперечных мод в генераторе  $N = 100$ .

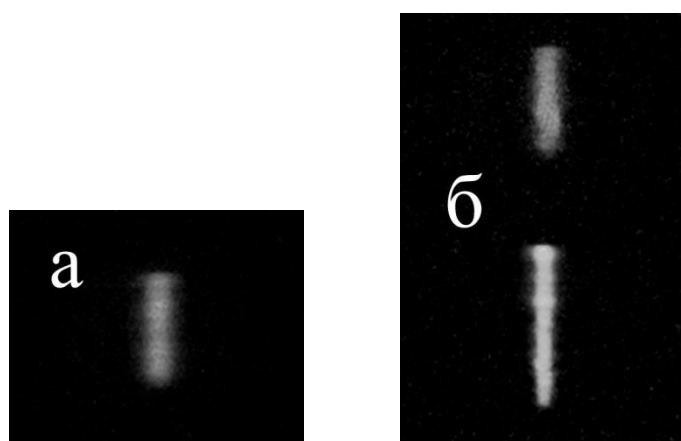


Рисунок 3.1.21. Спектры основного излучения на входе в нелинейный кристалл (а), основного излучения и второй гармоники после нелинейного кристалла (б) для числа поперечных мод в генераторе  $N = 250$ .



Рисунок 3.1.22. Дуплет линий излучения ртутной лампы в четвёртом порядке дифракции.

Перейдём к результатам расчётов интегрального коэффициента преобразования в рамках приближения нелинейного режима генерации [35], которое рассчитано на высокий уровень плотности мощности основного излучения и больше всего из существующих классических приближений подходит для нашего случая. Для расчётов использовалось выражение (2.5.19) из [35]. Результаты расчётов для значений расходимости излучения  $\varphi_0 = 0.5, 1.4$  и  $3.5$  мрад представлены на рисунках 3.1.23, 3.1.24 и 3.1.25, соответственно. На каждом графике для наглядности приведены также соответствующие экспериментальные результаты. Из всех трёх рисунков видно, что на теоретических кривых присутствуют осцилляции, наличие которых, скорее всего, связано с тем, что в приближении не учитывается широкий спектр излучения. Эффективность преобразования растёт почти линейно при низких уровнях плотности мощности излучения, а с её дальнейшим повышением зависимость приобретает монотонный характер.

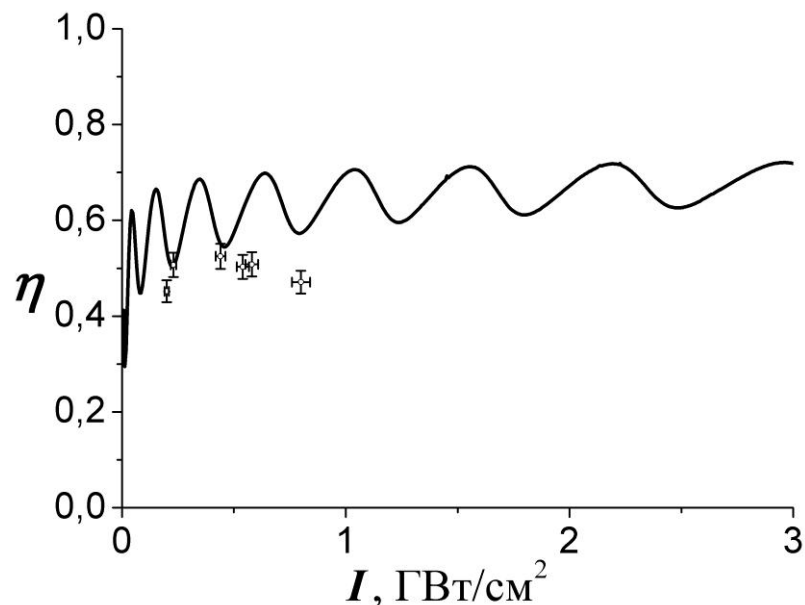


Рисунок 3.1.23. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм в рамках приближения нелинейного режима генерации при значении расходимости излучения 0.5 мрад.

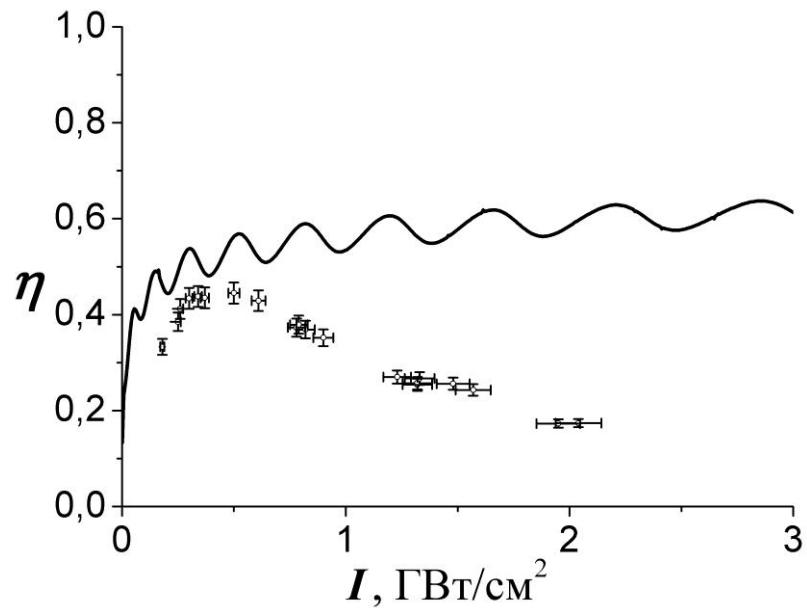


Рисунок 3.1.24. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм в рамках приближения нелинейного режима генерации при значении расходимости излучения 1.4 мрад.

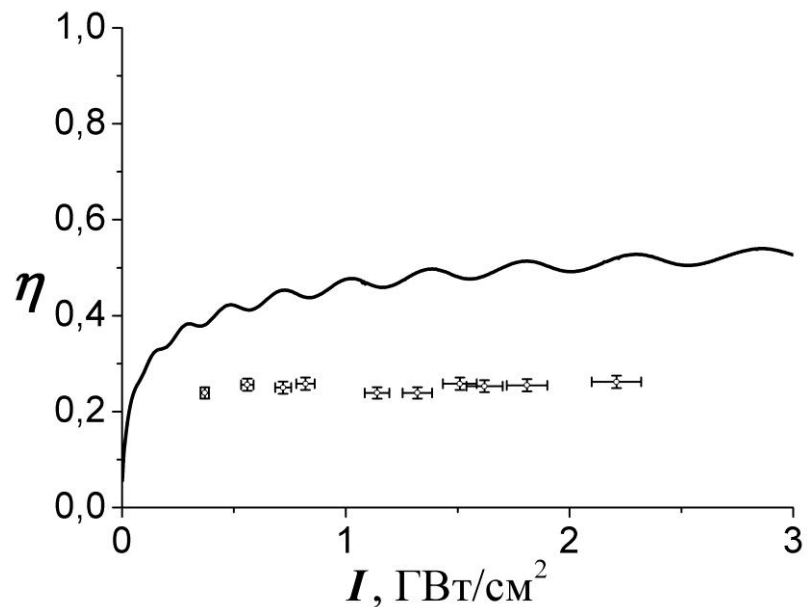


Рисунок 3.1.25. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от плотности мощности излучения на кристалле KDP длиной 30 мм в рамках приближения нелинейного режима генерации при значении расходимости излучения 3.5 мрад.

Из рисунков 3.1.23 и 3.1.24 видно, что в области плотности мощности излучения  $I \approx 0.5$  ГВт/см<sup>2</sup> теоретические расчёты близки к экспериментальным результатам. В экспериментах при расходимости излучения  $\varphi_0 = 0.5$  мрад, из-за малого числа поперечных мод в резонаторе  $N = 100$  и отсутствия коллимации излучения, низкая выходная энергия лазера не позволила превысить значение плотности мощности  $I \approx 0.8$  ГВт/см<sup>2</sup> (см. рисунок 3.1.23). Однако уже при  $N = 1000$  и  $\varphi_0 = 1.4$  мрад (см. рисунок 3.1.24), даже без коллимации излучения, плотность мощности на кристалле достигала  $I \approx 2$  ГВт/см<sup>2</sup>. Видно, что с повышением плотности мощности с  $I \approx 0.5$  ГВт/см<sup>2</sup> до  $I \approx 2$  ГВт/см<sup>2</sup> коэффициент преобразования во вторую гармонику с 45 % снижается до примерно 15 %, тогда как теоретически рассчитанная зависимость продолжает монотонно возрастать (см. рисунок 3.1.24). Это связано с тем, что в приближении не учитывается ухудшение однородности распределения интенсивности основного излучения, что происходило в нашем эксперименте.

Эффективность преобразования во вторую гармонику по расчётам в приближении нелинейного режима генерации при значениях  $N = 1000$  и  $\varphi_0 = 3.5$  мрад (см. рисунок 3.1.25) в интервале  $I \approx 0.4 \div 3$  ГВт/см<sup>2</sup> возрастает примерно с 0.4 до 0.5 (или с 40 % до 50 %), тогда как экспериментальные результаты находятся на уровне примерно 0.25 (или 25 %). Результаты расчётов для всех остальных значений  $\varphi_0$  находятся в участке, ограниченном кривыми для крайних значений  $\varphi_0$ , а сами зависимости имеют схожий характер, уменьшается лишь амплитуда осцилляций с увеличением значения  $\varphi_0$ .

Для дальнейших расчётов единственно верным решением будет не использование упрощений в рамках линейной оптики, а прямое решение системы дифференциальных уравнений для задачи ГВГ, с учётом всех нелинейных членов и точных определений параметров излучения с большой

угловой и спектральной шириной. Следует отметить, что многомодовое излучение ранее подробно исследовалось [102, 146-150], и из этих работ можно взять представление поля излучения с большой угловой и спектральной шириной для теоретического решения задачи ГВГ в нашем случае. Однако подобная физическая задача сама по себе очень сложна и представляет собой отдельную серьёзную научную работу, требующую проведение непростых математических вычислений на современных суперкомпьютерах.

### 3.2 Выводы

В экспериментах по ГВГ лазерного излучения с управляемой когерентностью и большой угловой и спектральной шириной при реализации взаимодействия *ооо* более оптимальной оказалась длина кристалла 18 мм по сравнению с 30 мм.

Использование магнитооптического затвора Фарадея в системе усиления лазера позволило снизить максимальную степень деполяризации основного излучения, по сравнению с экспериментами при реализации взаимодействия *ооо*. Отсечение большей части деполяризованной компоненты основного излучения привело к значительному нарушению однородности распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка (см. рисунок 3.1.1). Увеличение направленности излучения путём телескопирования позволяла значительно улучшить однородность пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка (см. рисунок 3.1.1).

В каждом эксперименте с кристаллом длиной 30 мм при увеличении направленности излучения (путём телескопирования) эффективность преобразования остаётся практически неизменной для значений плотности мощности излучения до  $3 \text{ ГВт/см}^2$ , тогда как без телескопирования излучения

эффективность преобразования имела явный максимум при  $I \approx 0.5$  ГВт/см<sup>2</sup>. Однако у высокой степени телескопирования излучения были и свои минусы: сложность проведения плавных измерений эффективности преобразования во вторую гармонику во всём интервале плотности мощности; высокие значения локальной плотности мощности, значительно превышающие среднее значение по всему пучку.

Уменьшение расходимости основного излучения с 3.5 мрад до 0.5 мрад привело к росту эффективности преобразования с 26 % до 52 % (см. рисунки 3.1.4 и 3.1.8). Также к увеличению эффективности преобразования приводило уменьшение числа поперечных мод в генераторе, от чего, в том числе, зависело выходное значение расходимости основного излучения. Несмотря на более низкую эффективность преобразования при высоких значениях числа поперечных мод в генераторе  $N$  и расходимости основного излучения  $\theta$ , итоговая максимальная энергия на частоте второй гармоники в этом случае получается больше, чем при низких значениях  $N$  и  $\theta$ , из-за значительной разницы в энергии основного излучения на выходе лазера.

Уменьшение значения расходимости основного излучения приводило к сужению зависимости эффективности преобразования от угла отстройки кристалла KDP длиной 30 мм относительно направления хода излучения. При значениях расходимости основного излучения  $\theta \geq 2$  мрад соответствующие ширины угловых распределений эффективности преобразования по полувысоте оказывались значительно уже величин самой расходимости. Однако при значениях  $\theta \leq 2$  мрад соответствующие ширины угловых распределений были практически равны значениям расходимости основного излучения. Ширины угловых распределений эффективности преобразования по полувысоте в свою очередь значительно превышали значение угловой ширины синхронизма кристалла для каждого из случаев (см. рисунки 3.1.3, 3.1.9, 3.1.18 и 3.1.19).

Спектральные исследования показали, что при увеличении числа поперечных мод в генераторе с  $N = 100$  до  $N = 250$ , ширины спектров основного излучения и второй гармоники не изменялись, причём ширина спектра второй гармоники была вдвое уже ширины спектра основной частоты и составляла  $13 \text{ \AA}$  ( $13.8 \times 10^{11}$  Гц) (см. рисунки 3.1.20 и 3.1.21). Ширина спектра основного излучения  $26 \text{ \AA}$  ( $7 \times 10^{11}$  Гц) при  $N = 1000$  была аналогичной, что и при  $N = 100$  и  $N = 250$ . Отметим, что при представлении ширины спектров в герцах получается, что спектр второй гармоники не сузился, а уширился в два раза, по сравнению со спектром основной частоты.

Теоретические расчёты показали, что приближение нелинейного режима генерации применимо для сравнения с экспериментальными результатами в первом приближении, однако в нём не учитываются широкий спектр излучения и ряд факторов, ограничивающих эффективность преобразования. В дальнейшем необходим точный расчёт нелинейной задачи по ГВГ с учётом всех особенностей используемого излучения.

На основании результатов, приведённых в данной главе, были опубликованы две статьи в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК: «*Б.Л. Васин, М.В. Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян, А.Н. Стародуб. Преобразование во вторую гармонику излучения лазера на неодимовом стекле с управляемой пространственной когерентностью.// Краткие сообщения по физике. ФИАН. 2011. Н.11. СС. 3-12.*»; «*V.G. Dmitriev, M.V. Osipov, V.N. Puzyrev, A.T. Sahakyan, A.N. Starodub, B.L. Vasin. Nonlinear optical conversion of Nd:glass laser multimode radiation into the second harmonic in KDP crystal.// Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2012. V.45. N.16. P. 5401.*»



#### Глава 4. Интерференционные свойства излучения второй гармоники

Применение второй гармоники основного излучения неодимовых лазеров в качестве зондирующего излучения в оптических методах диагностики плазмы позволяет значительно упростить задачу синхронизации греющего и зондирующего излучений. Однако возникает вопрос о возможности корректного применения преобразованного излучения на частоте второй гармоники в диагностических целях, поскольку для получения интерференционных картин традиционно применяется высококогерентное зондирующее излучение со степенью когерентности  $\gamma \geq 0.88$  [151]. Интерференционная картина в нашем случае будет формироваться при взаимодействии двух лазерных пучков с ограниченной степенью когерентности излучения. Данное обстоятельство непосредственно будет влиять на качество получаемой интерферограммы, и как следствие на точность обработки и определения параметров плазменной короны.

Для получения ответа на вышеупомянутый вопрос о качестве интерферограммы был проведён эксперимент по реализации интерференции на границе раздела двух оптических клиновидных пластин диаметром 60 мм и углом при вершине  $5^\circ$ . Клиновидные пластины были приложены друг к другу таким образом, что максимальная толщина первой совпадала с минимальной толщиной второй, а на одной из крайних сторон между пластинами была вставлена прокладка толщиной 250 мкм, создающая переменный воздушный зазор (см. рисунок 4.1.1). Подобная схема позволяет отдельно изучать влияние изменения пространственной и временной когерентности на получаемую интерференционную картину.

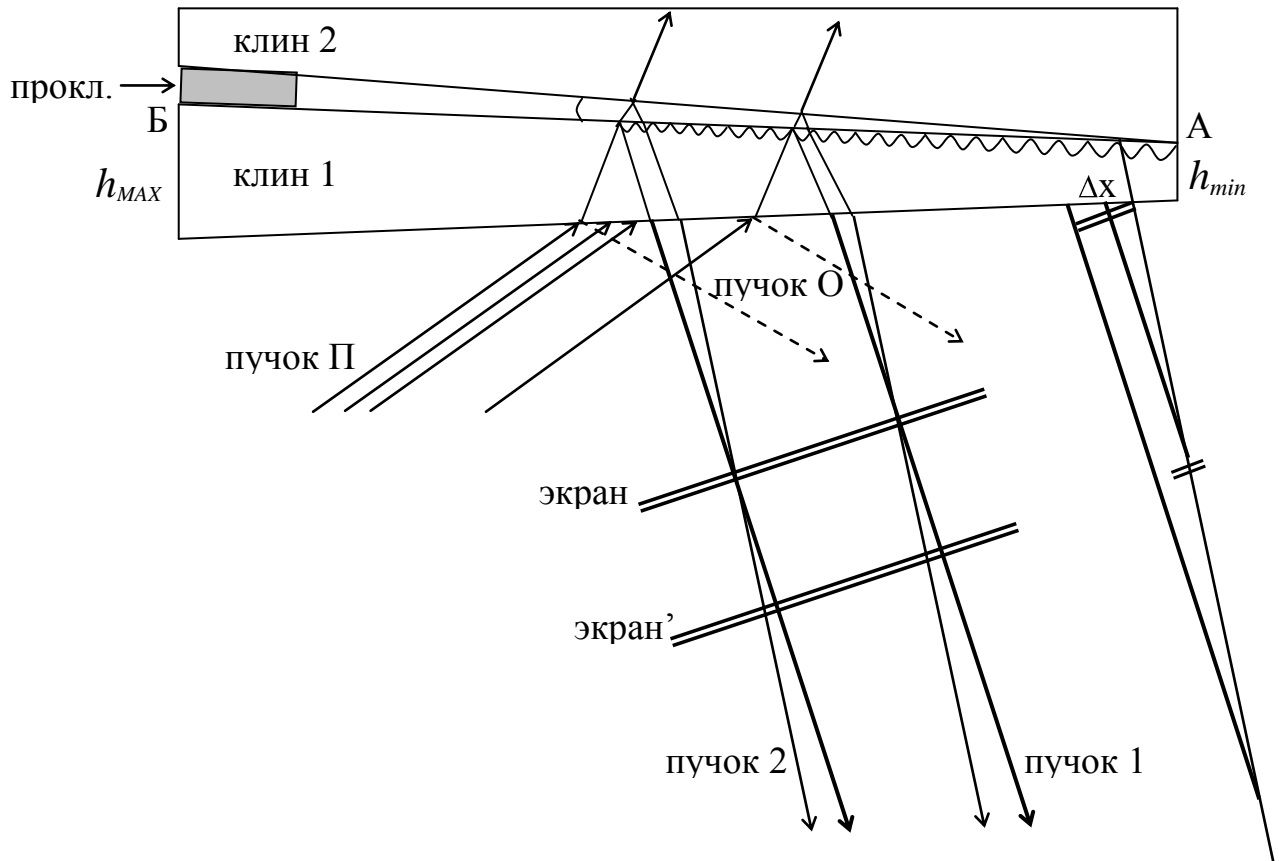


Рисунок 4.1.1. Принципиальная оптическая схема интерференции на двух развёрнутых относительно друг друга клиньях.

На переднюю плоскость «клина 1» направлялось излучение лазерного импульса на частоте второй гармоники (пучок П), часть которого отражалась (пучок О), а другая – проникала в клин. Часть прошедшего излучения в свою очередь отражалась от задней поверхности «клина 1» (пучок 1), а другая – выйдя из «клина 1», попадала на переднюю поверхность «клина 2». Отразившись от «клина 2» и пройдя обратный путь через «клин 1», излучение (пучок 2) выходило под некоторым углом относительно «пучка 1», отразившегося от задней поверхности «клина 1». Угол клиньев при вершине выбран такой, чтобы отвести отразившийся от передней поверхности «клина 1» «пучок О». Излучение пучка в «клин 2» имеет слабую интенсивность, и, следовательно, не повлияет на интерференцию «пучков 1 и 2».

Оптическая разность хода интерферирующих «пучков 1 и 2» изменяется от величины  $\sim 0$  в точке А до значения, равного  $n \cdot \lambda$ , где  $n = 2t/\lambda$ , где  $t$  – толщина прокладки. Таким образом, наблюдая контраст интерференционных полос равного наклона, локализованных в плоскости раздела двух клиньев можно определить величину временной когерентности, если длина когерентности  $\lambda^2/\delta\lambda$  будет по величине меньше или сравнима с величиной  $2t$ .

В этой же схеме измерением контраста полос в низких порядках интерференции, т.е. вблизи точки А, в различных плоскостях локализации (экран, экран' и т.д.), можно определить размер пространственной когерентности. На самом деле, в этом случае интерференционная картина будет определяться поперечным сдвигом волновых фронтов «пучков 1 и 2», и когда величина сдвига станет сравнима с размером когерентности  $a_{ког} \sim \Delta x$ , интерференционная картина наблюдаться не будет.

Регистрация интерференционной картины осуществлялась с помощью цифрового фотоаппарата. Для согласования разрешения матрицы с шириной полосы, плоскость локализации передавалась объективом с трёхкратным увеличением. Подавление излучения основной частоты лазерного импульса осуществлялось светофильтром СЗС-22, установленным непосредственно перед фотокамерой. Так как размер цифровой матрицы не хватил для съёма сразу всей интерференционной картины, вся область интерференции была разделена на 5 частей, каждая по 5 мм, и с помощью универсального стола конструкция из клиньев после каждого снимка передвигалась на 5 мм.

Первая серия регистраций интерференции была проведена, когда плоскость локализации была наиболее близка к фокальной плоскости объектива по сравнению с другими сериями регистраций. Настройка на резкость проводилась с помощью шкалы малого формата, которая прикладывалась к поверхности «клина 1». В этой серии были

зарегистрированы следующие фотографии интерференционной картины (см. рисунок 4.1.2). На фотографиях оси  $y$  соответствует контрастность в относительных единицах, а оси  $x$  – координата, относительно начала тонкой части «клина 1», откуда начиналась регистрироваться интерференционная картина. На компоновках ниже каждой фотографии интерференционной картины показана прописанная контрастность в относительных единицах. Прописанная часть соответствует интервалу, равному длине тонкой светлой полосы на фотографии каждой интерференционной картины. Как и ожидалось, с отдалением от тонкого края «клина 1» интерференционная картина исчезала и становилась менее контрастной. Далее плоскость локализации отдалялась от объектива на 45 мм, и заново регистрировалась серия интерференционных картин (см. рисунок 4.1.3), и так далее, пока она не исчезнет полностью или станет не актуальной для обработки.

Серия интерференционных картин на рисунке 4.1.2 демонстрирует влияние изменения только временной когерентности на контрастность и на качество самих картин. Интерференционная картина (а) на рисунке 4.1.2 соответствует низкому порядку интерференции, т.е. вблизи точки А. Интерференционные картины соответствуют разным интервалам одной плоскости локализации, и поочерёдно отдалены друг от друга на расстояние 5 мм.

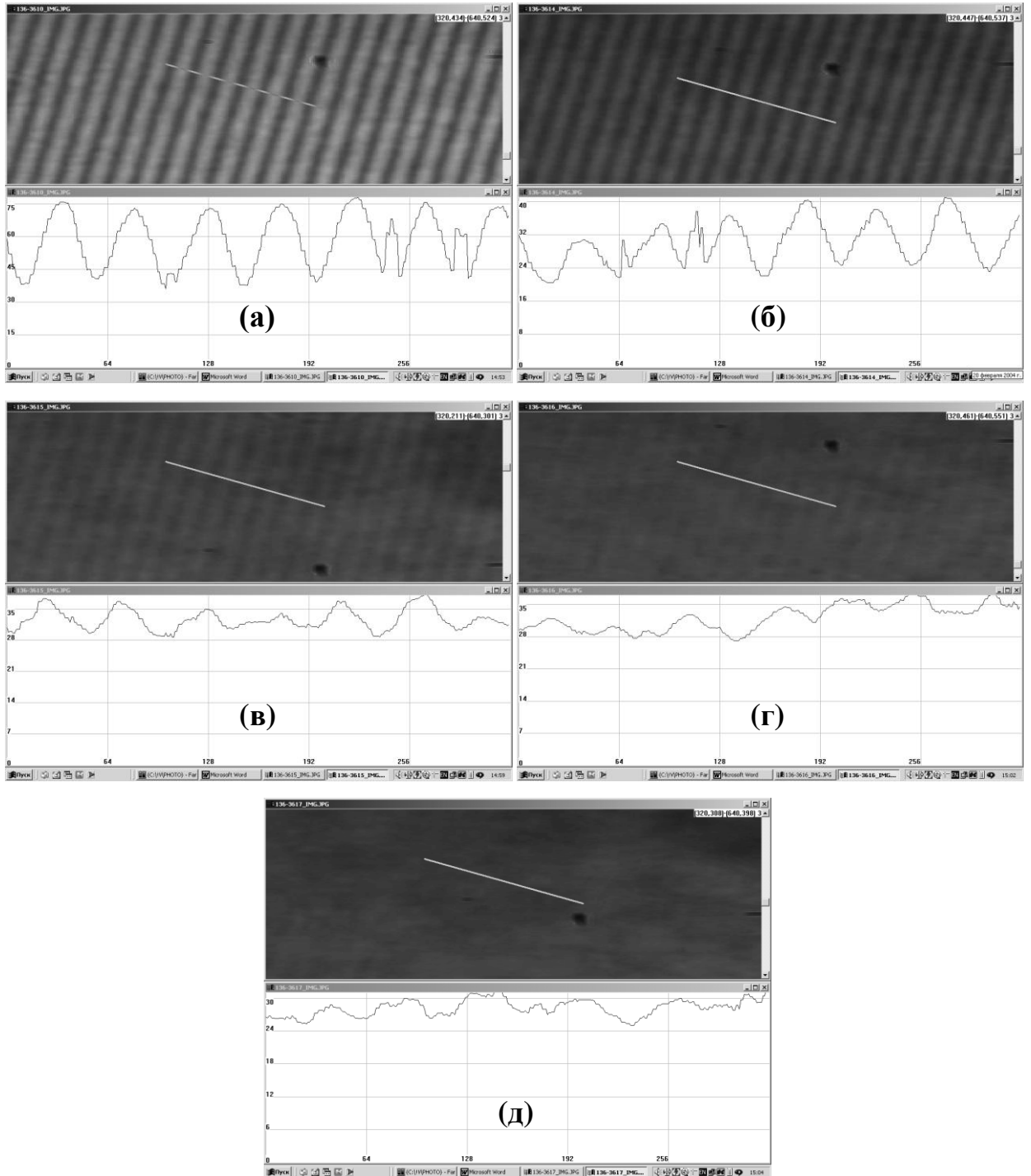


Рисунок 4.1.2. Влияние временной когерентности на контрастность и качество интерференционной картины излучения второй гармоники.

(а) соответствует низкому порядку интерференции (точка А, экран), каждая последующая фотография смещена относительно предыдущей на 5 мм.

Серия интерференционных картин на рисунке 4.1.3 демонстрирует уже влияние как временной, так и пространственной когерентности на контрастность и на качество самих картин, поскольку интерферирующие пучки смещены относительно друг друга не только по пространству, но также и по времени. Интерференционная картина на компоновке (а) рисунка 4.1.3 соответствует низкому порядку интерференции, однако при смещённой плоскости локализации относительно начальной на 45 мм. Сравнивая компоновки (а) на рисунках 4.1.3 и 4.1.2, можем заметить, что из-за влияния только пространственной когерентности уменьшилась контрастность полос, чего и следовало ожидать. Однако поскольку интерференционные полосы хорошо различимы, то можно сделать вывод, что величина сдвига волновых фронтов меньше размера когерентности.

Интерференционные картины (б) – (д) на рисунке 4.1.4 соответствуют интервалу с низким порядком интерференции для смещённых, по отношению к начальной – экран (рисунок 4.1.4(а)), плоскостей локализации интерференционной картины. Изменение контрастности и качества интерференционных картин демонстрирует влияние изменения пространственной когерентности на интерференцию. Из компоновки (д) рисунка 4.1.4 уже видно, что величина сдвига волновых фронтов практически сравнялась с размером когерентности, так как интерференционные полосы слабые и заметны только в отдельных фрагментах фотографии.

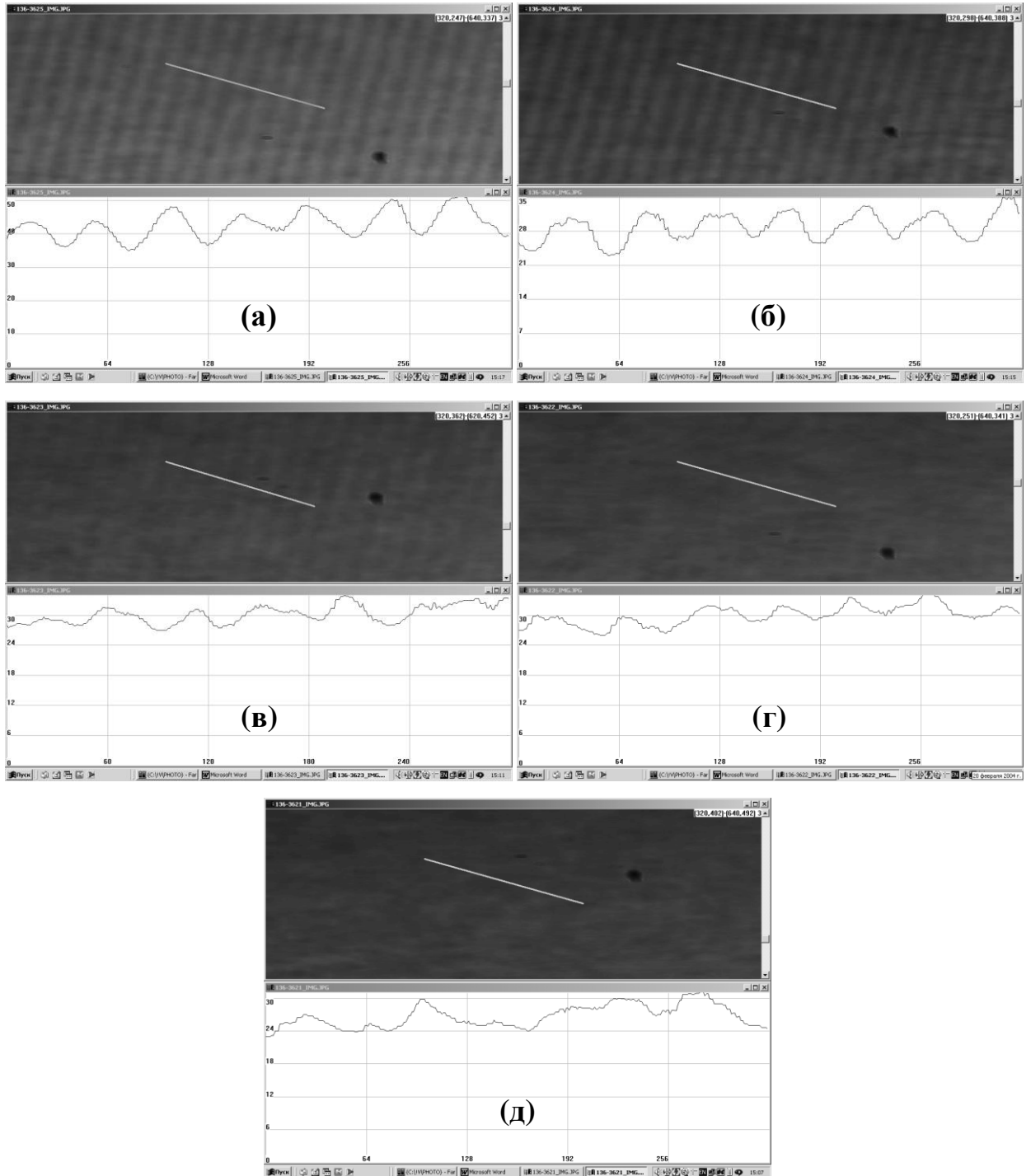


Рисунок 4.1.3. Влияние временной и пространственной когерентности на контрастность и качество интерференционной картины излучения второй гармоники.

(а) соответствует низкому порядку интерференции (точка А, экран'), каждая последующая фотография смещена относительно предыдущей на 5 мм.

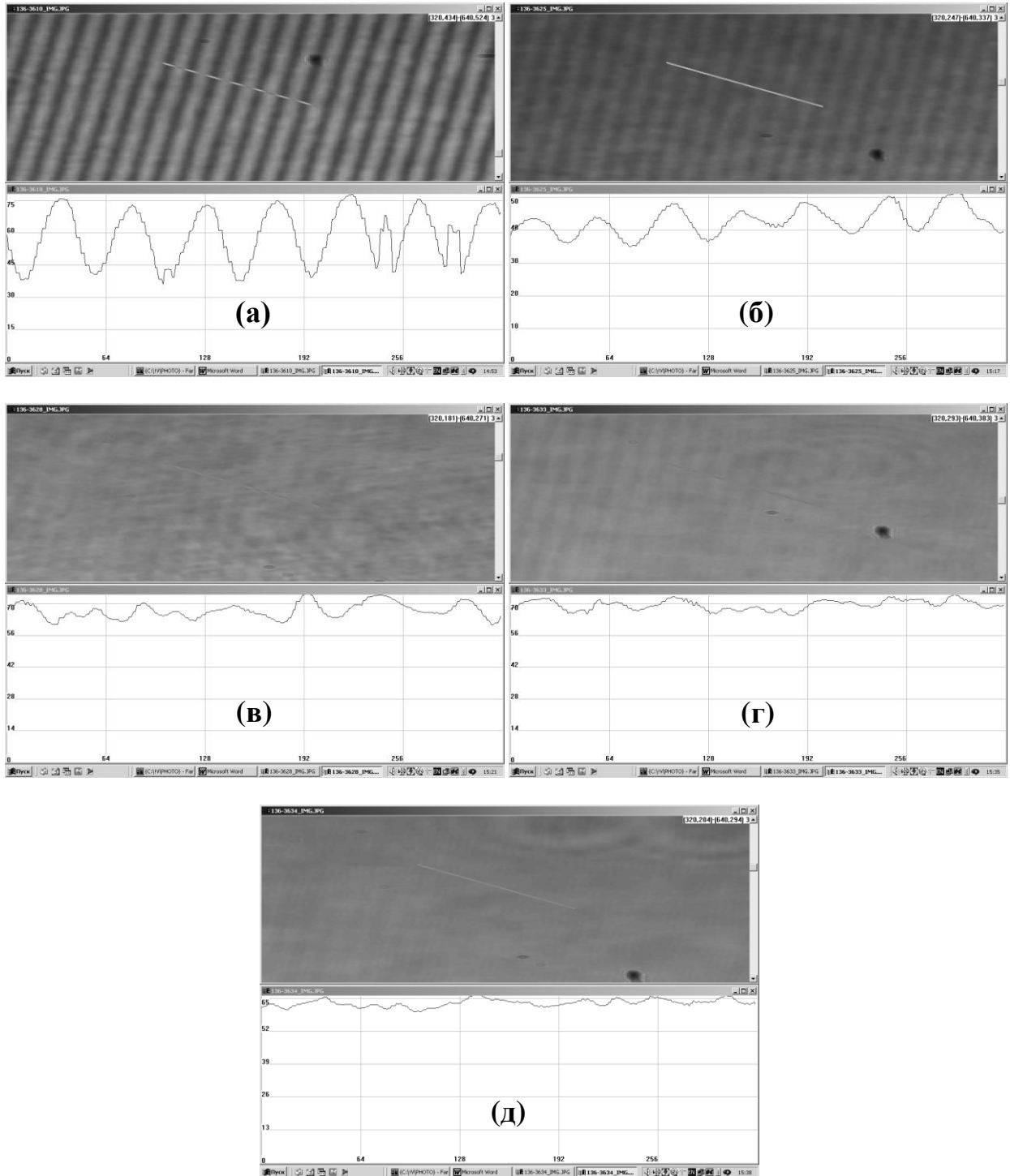


Рисунок 4.1.4. Влияние пространственной когерентности на контрастность и качество интерференционной картины излучения второй гармоники. Все фотографии соответствуют низкому порядку интерференции (точка А). (а) соответствует главной плоскости локализации – экран. Для каждой последующей фотографии плоскость локализации смещена на 45 мм.



На рисунке 4.1.5 приведена фотография интерференционной картины (а) вместе с её прописью (б), соответствующая начальному отрезку локализации с низким порядком интерференции, где воздушный зазор почти был равен нулю. Поскольку в данном отрезке практически не сказывается влияние пространственной и временной когерентности, т.е. интерферирующие пучки не смещены относительно друг друга ни по времени, ни по пространству, то видность интерференционной картины должна быть близка к 1. Однако видно, что минимальные значения не равны нулю и имеется некий фон, который связан с отражением основного пучка от задней грани клина 2, переотражения разделённых пучков меньшей интенсивности от всех поверхностей, перетеканием заряда на матрице цифрового фотоаппарата, а также неплоским волновым фронтом интерферирующих пучков.

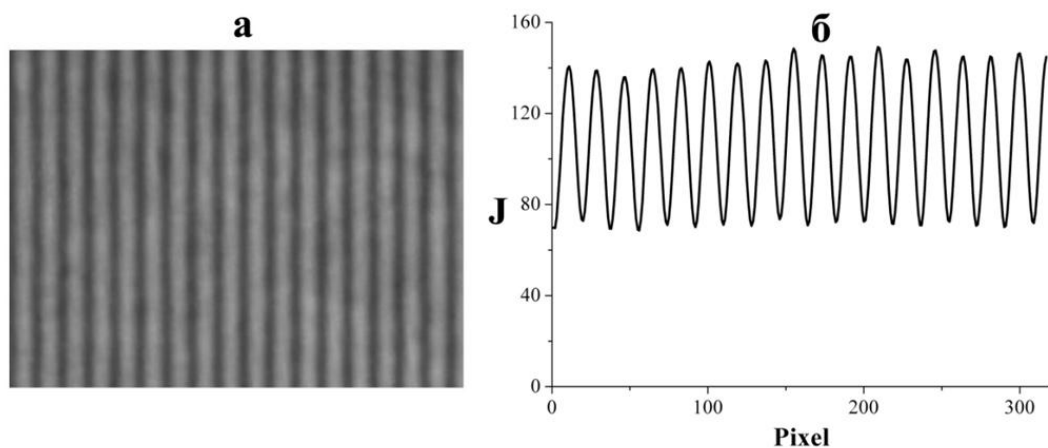


Рисунок 4.1.5. (а) – фотография интерференционной картины излучения второй гармоники, (б) – пропись интерференционной картины: по оси  $x$  отложена пространственная координата фотографии в пикселях, по оси  $y$  – соответствующее каждому пикселю значение интенсивности излучения в относительных единицах (градации серого цвета).

Проведём расчёт видности интерференционной картины, где для простоты будем предполагать, что интенсивности интерферирующих пучков равны, хотя на самом деле интенсивность одного из пучков на 8 % ниже, из-за френелевских потерь на отражениях от поверхностей клиньев. Взяв из рисунка 4.1.5(б) средние значения  $J_{max} = 145$  и  $J_{min} = 73$ , для видности интерференционной картины получаем  $V = 0.33$ . Несмотря на то, что интерференционная картина находится на некотором светлом фоне, она достаточно чёткая, а её контрастность позволяет проводить расчёты. Таким образом, полученное излучение второй гармоники обладает достаточными когерентными свойствами для его корректного применения в оптических методах диагностики лазерной плазмы.

Для сравнения, на рисунке 4.1.6 приведена фотография интерференционной картины излучения компактного гелий-неонового лазера вместе с её прописью, полученная в той же схеме с двумя клиновидными пластинами. Излучение гелий-неонового лазера, как правило, близко к высококогерентному. Из рисунка 4.1.6(а) видно, что интерференционная картина более чёткая и контрастная, по сравнению с аналогичной для излучения второй гармоники неодимового лазера. Также видно, что минимальные значения  $J$  более близки к нулевому значению, чем на рисунке 4.1.5(б), тогда как максимальные значения  $J$  на обоих рисунках почти одинаковы. Более низкий фон в случае излучения гелий-неонового лазера связан с близким к плоскому волновому фронту, а также с меньшим перетеканием заряда на цифровой матрице фотоаппарата.

Взяв из 4.1.6(б) значения  $J_{MAX}$  и  $J_{min}$ , для видности интерференционной картины получаем  $V \approx 0.7$ , что значительно выше значения для излучения второй гармоники.

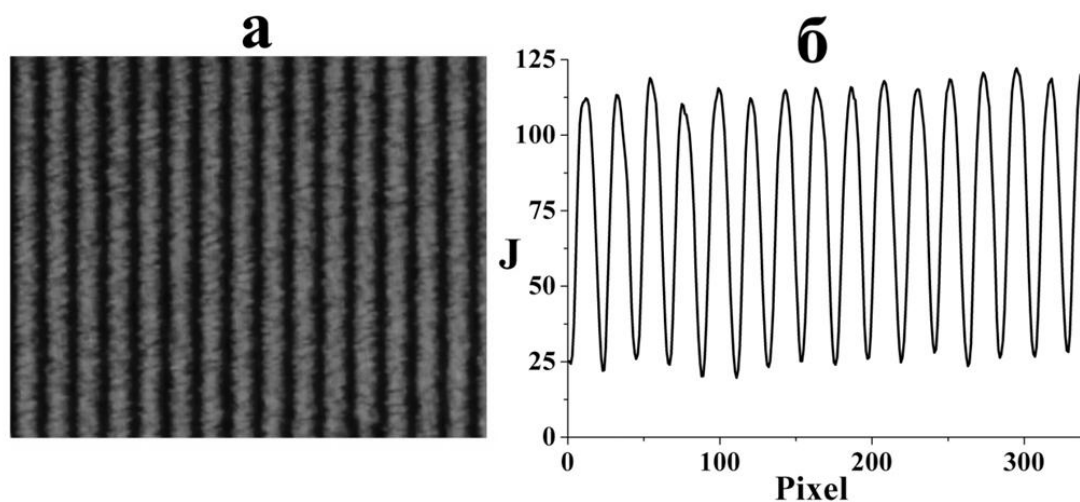


Рисунок 4.1.6. (а) – фотография интерференционной картины излучения гелий-неонового лазера, (б) – пропись интерференционной картины: по оси  $x$  отложена пространственная координата фотографии в пикселях, по оси  $y$  – соответствующее каждому пикселю значение интенсивности излучения в относительных единицах (градации серого цвета).

## 4.2 Выводы

Для определения корректности применения второй гармоники преобразованного в кристалле KDP основного излучения с большим числом поперечных и продольных мод в диагностических целях, требовалось провести исследования интерференционных свойств излучения полученной второй гармоники. Проведённый эксперимент по реализации интерференции на частоте второй гармоники в системе из двух клиновидных оптических пластин с воздушным зазором между ними показал, что получаемая таким образом интерференционная картина имеет хорошую чёткость и достаточную контрастность для применения подобного излучения в оптических методах диагностики лазерной плазмы. Рассчитанная из полученной интерференционной картины видность составила значение  $V = 0.33$ .

Результаты данной главы также были опубликованы в статье в рецензируемом журнале, входящем в список ВАК: «Б.Л. Васин, Ю.В. Коробкин, Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян, А.Н. Стародуб, С.И. Федотов. Преобразование во вторую гармонику частично когерентного излучения лазера на неодимовом стекле.// Краткие сообщения по физике. ФИАН. 2013. Н.7. СС. 50-57.»

## Заключение

В заключении перечислены основные результаты диссертационной работы и соответствующие им выводы:

1. Продемонстрировано, что излучение с управляемой когерентностью (большой угловой и спектральной шириной) эффективно преобразуется во вторую гармонику. Для излучения с большим числом поперечных мод ( $N \approx 100 \div 1000$ ) и широким спектром ( $26 \text{ \AA}$  или  $42 \text{ \AA}$ ) в кристаллах KDP была получена эффективность преобразования в диапазоне  $20 \% \div 50 \%$ , при значениях расходимости излучения  $0.5 \div 5$  мрад и плотности мощности до  $3 \text{ ГВт/см}^2$ . Отметим, что исходя из литературы данный уровень эффективности преобразования является высоким, учитывая большую расходимость и другие неоптимальные параметры излучения [35, 36, 46]. Полученные значения эффективности преобразования превосходят результаты работ [46, 86], в которых также рассматривалось ГВГ многомодового излучения, некоторые параметры которого значительно отличались от наших, а информация о количестве мод отсутствует.

2. Установлено, что основным фактором, ограничивающим эффективность преобразования во вторую гармонику излучения с управляемой когерентностью, является большая расходимость преобразуемого излучения, которая в несколько раз превышает угловую ширину синхронизма. Увеличение степени деполяризации линейно-поляризованного излучения с управляемой когерентностью приводит к значительному ограничению эффективности его преобразования во вторую гармонику при реализации взаимодействия  $oee$ , тогда как при взаимодействии  $ooe$  эффективность преобразования почти не изменяется. Чуть более низкие значения эффективности преобразования при реализации взаимодействия  $oee$ , можно объяснить тем, что эффективность

преобразования для взаимодействия  $oee$  более критична к ширине спектра излучения лазера. Для широкого спектра излучения высокая эффективность преобразования может быть достигнута при использовании взаимодействия  $oee$ , что объясняется значительно меньшей дисперсией направления синхронизма, чем для взаимодействия  $oee$  [80].

3. Показано, что увеличение направленности излучения (путём телескопирования) приводит к улучшению однородности пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, вследствие чего появляется практически постоянная зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику во всём интервале плотности мощности излучения, вне зависимости от значений расходимости основного излучения. Тогда как для случая, когда однородность пространственного распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка нарушается с увеличением плотности мощности основного излучения, эффективность преобразования во вторую гармонику имеет явный максимум при значении плотности мощности излучения примерно  $0.5 \text{ ГВт/см}^2$ , при любом исследованном значении расходимости основного излучения.

4. Выявлено, что уменьшение числа поперечных мод в генераторе и ширины спектра излучения, а также отсеечение деполяризованной компоненты излучения приводит к значительному спаду (почти на порядок) выходной энергии лазера, тогда как эффективность преобразования при этом увеличивается максимум в два, три раза. Таким образом, получается, что при реализации в кристаллах KDP как взаимодействия  $oee$ , так и  $oee$ , максимальная энергия (но не эффективность преобразования) на частоте второй гармоники достигается при преобразовании деполяризованного излучения с наибольшим числом поперечных мод и широким спектром и одновременным увеличением направленности излучения путём телескопирования.

5. Продемонстрировано, что применение двухкристальной схемы ГВГ с 15- и 40-миллиметровыми последовательно расположенными и повернутыми относительно друг друга на  $45^\circ$  кристаллами позволило достигнуть значения эффективности преобразования в 35 %, что превышает значения эффективности преобразования отдельно в кристаллах длиной 40 мм и 15 мм примерно на 10 % и 20 %, соответственно. Расчёты ожидаемой общей эффективности преобразования для двухкристальной схемы ГВГ (согласно [95]) находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами. В наших экспериментах с двумя последовательно расположенными кристаллами при реализации взаимодействия *oee* использовалась классическая схема, тогда как при больших значениях расходимости излучения более оптимальной является схема компенсации сноса (walk-off compensation) [35, 36]. Правда стоит также отметить, что даже для самого длинного из применённых кристаллов (40 мм), расхождение пучков основной частоты и второй гармоники на выходе из кристалла из-за сноса составляет всего 1 мм, что исключает выпадение части пучка из апертуры кристалла.

6. Обнаружено, что при реализации взаимодействия *oee* в кристалле длиной 40 мм угловое распределение второй гармоники является непрерывным с шириной  $\approx 4$  мрад, то при длине кристалла 19 мм угловое распределение состоит из основного пика (ширина  $\approx 1$  мрад) и двух боковых (с ширинами  $\approx 0.5$  мрад), но с меньшей интенсивностью.

7. Регистрация зависимости эффективности преобразования от угла отстройки кристалла длиной 30 мм относительно направления синхронизма показала, что её ширина совпадает с соответствующим значением расходимости излучения  $\theta$  при  $\theta < 2$  мрад. При  $\theta > 2$  мрад, ширина угловой зависимости по полувысоте оказывается меньше соответствующего значения расходимости излучения, что связано с падением вкладов векторного

синхронизма угловых компонент лазерного излучения. При этом классическое значение угловой ширины синхронизма для кристалла длиной 30 мм составляет 0.4 мрад.

8. Экспериментально установлено, что при преобразовании излучения с управляемой когерентностью в кристалле KDP, полученное излучение второй гармоники обладает достаточными когерентными свойствами для его корректного применения в оптических методах диагностики лазерной плазмы.

Наиболее общим итогом всей работы является вывод, что полученный уровень эффективности преобразования во вторую гармонику позволяет проводить полноценные эксперименты по взаимодействию наносекундного лазерного излучения с управляемой когерентностью с различными веществами и на частоте второй гармоники при тех же уровнях плотности мощности, что и при аналогичных экспериментах на основной частоте.



## **Благодарности**

В первую очередь выражаю огромную благодарность тем людям, с которыми мне посчастливилось работать в Лаборатории воздействия лазерного излучения Отдела лазерного термоядерного синтеза Отделения квантовой радиофизики имени Н.Г. Басова (ФИАН): Стародубу Александру Николаевичу, Федотову Сергею Ивановичу, Круглову Борису Васильевичу, Васину Борису Лаврентьевичу, Осипову Михаилу Владимировичу, Пузырёву Виктору Николаевичу, Дмитриевой Марие Николаевне, Якушеву Олегу Феликсовичу и Коробкину Юрию Васильевичу. Также выражаю большую благодарность Дмитриеву Валентину Георгиевичу, с помощью которого начались мои поползновения в области теоретических расчётов. К огромному сожалению, половина из них к настоящему моменту ушла из жизни, светлая память этим благородным людям и столпам науки.

Выражаю особенную благодарность всем тем замечательным людям, которые принимали участие в обсуждении и улучшении проделанной мною работы, а также самой диссертации: Михайлову Юрию Анатольевичу, Глебу Владимировичу Склизкову, Зубареву Иосифу Геннадьевичу, Масалову Анатолию Викторовичу, Грасюку Аркадию Захарьевичу и Гречину Сергею Гавриловичу.

Отдельно хочу поблагодарить Сенатского Юрия Всеволодовича за ценные советы и полезную информацию.

Выражаю свою признательность всем, кто помогал советами и подбадривал хорошими словами.

**Список литературы**

1. Neely D., Allott R.M., Clarke R.J., Collier J.L., Danson C.N., Edwards C.B., Hernandez-Gomez C., Hutchinson M.H.R., Notley M., Pepler D.A., Randerson M., Ross I.N., Springall J., Stubbs M., Winstone T. and Dangor A.E. Frequency doubling multi-terawatt sub-picosecond pulses for plasma interactions.// *Laser and Particle Beams*. – 2000. – V. 18. – P. 405-409.
2. Queneuille J., Druon F., Maksimchuk A., Cheriaux G., Mourou G. and Nemoto K. Second-harmonic generation and wave-front correction of a terawatt laser system.// *Opt. Lett.* – 2000. – V. 25. – P. 508.
3. Aoyama M., Harimoto T., Ma J., Akahane Y. and Yamakawa K. Second - harmonic generation of ultra-high intensity femtosecond pulses with a KDP crystal.// *Opt. Express*. – 2001. – V. 9. – P. 579-585.
4. Marcinkevicius A., Tommasini R., Tsakiris G.D., Witte K.J., Gaizauskas E. and Teubner U. Frequency doubling of multi-terawatt femtosecond pulses.// *Appl. Phys. B*. – 2004. – V. 79. – P. 547-554.
5. Depierreux S., Labaune C., Michel D.T., Tikhonchuk V.T., Tassin V., Stenz C., Borisenko N.G., Nazarov W., Grech M., Hüller S., Limpouch J., Loiseau P., Nicolaï P., Pesme D., Rozmus W., Meyer C., Di-Nicola P., Wrobel R., Aloyz E., Romary P., Thiell G., Soullié G., Reverdin C., Villette B., Rabecle-Gloahec M. and Godinho C. Optimization of some laser and target features for laser-plasma interaction in the context of fusion.// *Journal of Physics: Conference Series*. – 2008. – V. 112. – P. 1-4.
6. Annual Report 2006-2007 of Central Laser Facility.// Oxfordshire. – 2007.
7. Annual Reports 2003, 2007 and 2009 of Laboratory for Laser Energetics.// Rochester. – 2004, 2008, 2010.
8. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. Лазерная плазма.// М.: МИФИ. – 2003.

9. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез.// М.: Атомиздат. – 1977.
10. Loth C., Bruneau D. and Fabre E. Ultraviolet 45-GW coherent pulse for laser matter interaction.// *Appl. Opt.* – 1980. – V. 19. – P. 1022.
11. Seka W., Jacobs S.D., Rizzo J.E., Boni R. and Craxton R.S. Demonstration of high efficiency third harmonic conversion of high power Nd-glass laser radiation.// *Opt. Comm.* – 1980. – V. 34. – P. 469.
12. Буфетов И.А., Кравцов С.Б. и Федоров В.Б. Об эффективной генерации излучения четвертой гармоники неодимового лазера для нагрева лазерной плазмы.// *КСФ (ФИАН)*. – 1994. – Н. 11-12. – С. 85.
13. Bruneau D., Tournade A.M. and Fabre E. Fourth harmonic generation of a large-aperture Nd:glass laser.// *Appl. Opt.* – 1985. – V. 24. – P. 3740.
14. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. Радиотехника. Т. 17.// М.: ВИНТИ. – 1978.
15. Mead W.C., Campbell E.M., Estabrook K.G., Turner R.E., Kruer W.L., Lee P.H.Y., Pruett B., Rupert V.C., Tirsell K.G., Stradling G.L., Ze F., Max C.E. and Rosen M.D. Laser-Plasma interactions at 0.53  $\mu\text{m}$  for disk targets of varying Z.// *Phys. Rev. Letts.* – 1981. – V. 47. – P. 1289-1292.
16. Amiranoff F., Fabbro R., Fabre E., Garban C., Virmont J. and Weinfeld M. Experimental transport studies in laser-produced plasmas at 1.06 and 0.53  $\mu\text{m}$ .// *Phys. Rev. Lett.* – 1979. – V. 43. – P. 522-525.
17. Max C.E. and Estabrook K.G. Wavelength Scaling in Laser Fusion from a Plasma-Physics Viewpoint.// *Comments Plasma Phys. Cont. Fusion.* – 1980. – V. 5. – P. 239.
18. McCrory R.L., Morse R.L. Dependence of Laser-Driven Compression Efficiency on Wavelength.// *Phys. Rev. Letts.* – 1977. – V. 38. – P. 544-547.
19. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых

- лазером.// Итоги науки и техники, сер. Радиотехника, Том 26. М.: ВИНТИ. – 1982.
20. Fabbro R., Fabre E., Amiranoff F., Carban-Labaune C., Virmont J., Weinfeld M. and Max C.E. Laser-wavelength dependence of mass-ablation rate and heat-flux inhibition in laser-produced plasmas.// Phys. Rev. A. – 1982. – V. 26. – P. 2289-2292.
21. Garban-Labaune C., Fabre E., Max C. E., Fabbro R., Amiranoff F., Virmont J., Weinfeld M. and Michard A. Effect of Laser Wavelength and Pulse Duration on Laser-Light Absorption and Back Reflection.// Phys. Rev. Lett. – 1982. – V. 48. – P. 1018-1021.
22. Mead W.C., Campbell E.M., Estabrook K.G., Turner R.E., Kruer W.L., Lee P.H.Y., Pruett B., Rupert V.C., Tirsell K.G., Stradling G.L., Ze F., Max C.E., Rosen M.D. and Lasinski B.F. Laser irradiation of disk targets at 0.53  $\mu\text{m}$  wavelength.// Phys. Fluids. – 1983. – V. 26. – P. 2316.
23. Nishimura H., Azechi H., Yamada K., Tamura A., Inada Y., Matsuoka F., Hamada M., Suzuki Y., Nakai S. and Yamanaka C. Experimental study of wavelength dependences of laser-plasma coupling, transport, and ablation processes.// Phys. Rev. A. – 1981. – V. 23. – P. 2011-2019.
24. Slater D.C., Busch Gar.E., Charatis G., Johnson R.R., Mayer F.J., Schroeder R.J., Simpson J.D., Sullivan D., Tarvin J.A. and Thomas C.E. Absorption and hot-electron production for 1.05 and 0.53  $\mu\text{m}$  light on spherical targets.// Phys. Rev. Lett. – 1981. – V. 46. – P. 1199-1202.
25. Басов Н.Г., Зарицкий А.Р., Захаров С.Д. и др. Получение мощных световых импульсов на длинах волн 1,06 и 0,53 мкм и их применение для нагрева плазмы.// Квантовая Электроника. – 1972. – Н. 6 (12). – С. 50.
26. Долгов Г.Г., Мандельштам С.Л. Плотность и температура газа в искровом разряде.// ЖЭТФ. – 1953. – Т. 24. – С. 691.

27. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов.// Квантовая Электроника. – 2001. – Т. 31. – С. 95-119.
28. Perry M. D., Pennington D., Stuart B. C., Tietbohl G., Britten J. A., Brown C., Herman S., Golick B., Kartz M., Miller J., Powell H. T., Vergino M. and Yanovsky V. Petawatt laser pulses.// Opt. Lett. – 1999. – V. 24. – P. 160-162.
29. Хазанов Е.А. Новая схема мощного фемтосекундного лазера на длине волны 800 нм.// Квантовая Электроника. – 2005. – Т. 35. – С. 230-232.
30. Peng H.S., Huang X.J., Zhu Q.H. and oth. SILEX-I:300-TW Ti:Sapphire Laser.// Laser Physics. – 2006. – V. 16. – P. 244.
31. Рябцев Г.И., Богданович М.В., Енжиевский А.И., Тепляшин Л.Л., Рябцев А.Г., Щемелев М.А., Пожидаев А.В., Кондратюк Н.В. Титан-Сапфировый лазер, накачиваемый излучением второй гармоники неодимового лазера с продольной диодной накачкой.// Оптический журнал. – 2009. – Т. 76. – С. 13.
32. Мартыянов М.А. Исследование и управление пространственно-временными параметрами лазеров накачки параметрических усилителей петаваттного уровня мощности.// Кандидатская диссертация. Н.Н.: ИПФ РАН. – 2011.
33. Linford, G.J., Johnson, B.C., Hildum, J.S., Martin, W.E., Snyder, K., Boyd, R.D., Smith, W.L., Vercimak, C.L., Eimerl, D. & Hunt, J.T. Large aperture harmonic conversion experiments at Lawrence Livermore National Laboratory.// Appl. Opt. – 1982. – V. 21. – P. 3633.
34. Буфетов И.А., Кравцов С.Б., Федоров В.Б.. Термодинамические параметры наносекундной плазмы на твердой мишени в поле излучения гармоник мощного неодимового лазера с резким передним фронтом импульса.// Квантовая Электроника. – 1996. – Т. 23. – С. 535.
35. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В.. Прикладная нелинейная оптика.// М.: Физматлит. – 2004.

36. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G. and Nikogosyan D.N. Handbook of nonlinear optical crystals: 3-rd revised edition.// NY.:Springer. – 1999.
37. Гурзадян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы.// М.: Радио и связь. – 1991.
38. Гуламов А.А., Ибрагимов Э.А., Редкоречев В.И., Усманов Т.Б. Преобразование частоты лазерного излучения с предельной эффективностью.// Ташкент: Фан. – 1990.
39. Матвеец Ю.А., Никогосян Д.Н., Кабелка В., Пискаркас А. Эффективная генерация второй гармоники в кристалле KDP при накачке пикосекундными импульсами лазера на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$  с частотой повторения 0,5 Гц.// Квантовая Электроника. – 1978. – Т. 5. – С. 664.
40. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П.// Лазерные фосфатные стёкла. М.: Наука. – 1980.
41. Азин В.А., Ванюков М.П., Исаенко В.И., Серебряков В.А., Шорохов О.А. ОКГ на неодимовом стекле с плавным смещением спектральной полосы излучения.// Опт.-Мех. Пром. – 1966. – Н. 8. – С. 1.
42. Fedotov S.I., Feoktistov L.P., Osipov M.V. and Starodub A.N. Laser for ICF with a controllable function of mutual coherence of radiation.// J. Russian Laser Research. – 2004. – V. 25. – P. 79.
43. Осипов М.В., Стародуб А.Н., Федотов С.И., Феоктистов Л.П. Лазеры для ЛТС с контролируемой функцией взаимной когерентности излучения.// Препринт №35а. М.: ФИАН. – 2002.
44. Волосов В.Д., Андреев Р.Б. Генерация второй гармоники немонахроматического излучения лазера в нелинейном кристалле.// Оптика и спектр. – 1969. – Т. 26. – С. 809.
45. Андреев Р.Б., Волосов В.Д. Влияние немонахроматичности излучения лазера на генерацию второй оптической гармоники в различных нелинейных средах.// Оптика и спектр. – 1970. – Т. 29. – С. 374.

46. Волосов В.Д., Дедушкевич В.В., Крылов В.Н., Толстошев А.В. Оптимизация процесса генерации второй гармоники излучения многомодового лазера на неодимовом стекле.// Изв. АН СССР Сер. Физ. – 1979. – Т. 48. – С. 1643.
47. Ashkin A., Boyd G.D. and Dziedzic J.M. Observation of continuous optical harmonic generation with gas masers.// Phys. Rev. Letts. – 1963. – V. 11. – P. 14-17.
48. Ахманов С.А., Чиркин А.С. Статистические явления в нелинейной оптике.// М.: МГУ. – 1971.
49. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику.// М.: Наука. – 1981.
50. Driscoll T A, Hoffman H J, Stone R E. and Perkins P.E. Efficient second-harmonic generation in KTP crystals.// J. Opt. Soc. Am. B. – 1986. – V. 3. – P. 683.
51. Копылов С.М. ГВГ многомодового лазерного излучения с амплитудной и произвольной модуляциями поля в поперечном сечении.// Квантовая Электроника. – 2002. – Т. 32. – С. 223-224.
52. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики.// М.: Изд. АН СССР. – 1964.
53. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика.// М.: МГУ. – 1998.
54. Giordmaine I. Mixing of Light Beams in Crystals.// Phys. Rev. Lett. – 1962. – V. 8. – P. 19-20.
55. Maker P.D., Terhune R.W., Nisenoff M. and Savage C.M. Effects of Dispersion and Focusing on the Production of Optical Harmonics.// Phys. Rev. Lett. – 1962. – V. 8. – P. 21-22.
56. Franken P.A., Hill A.E., Peters C.W. and Weinreich G. Generation of optical harmonics.// Phys. Rev. Letts. – 1961. – V. 7. – P. 118-119.

57. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Чиркин А.С. Прикладная нелинейная оптика в журнале «Квантовая электроника»// Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41. – Н. 12. – С. 1061.
58. Craхton R.S., Jacobs S.D., Rizzo J.E. and Boni R. Basic properties of KDP related to the frequency conversion of 1  $\mu\text{m}$  laser radiation.// IEEE J. Quant. El. – 1981. – V. QE-17. – P. 1771.
59. Рез И.С. Кристаллы с нелинейной поляризуемостью.// УФН. – 1967. – Т. 93. – С. 633-674.
60. Шапиро С. Сверхкороткие световые импульсы.// М.: Мир. – 1981.
61. Гук Д.А., Дмитриев В.Г. Некоторые особенности ГВГ при сильном энергообмене взаимодействующих волн.// Квантовая Электроника. – 1991. – Т. 18. – С. 106.
62. Волосов В.Д. Влияние параметров излучения ОКГ и нелинейной среды на эффективность генерации второй оптической гармоники.// ЖТФ. – 1969. – Т. 39. – С. 2188.
63. Kleinman D.A. Theory of second harmonic generation of light.// Phys. Rev. – 1962. – V. 128. – P. 1761.
64. Бокуть Б.В., Хаткевич А.Г. Преобразование частоты расходящихся пучков света.// ЖПС. – 1964. – Т. 1. – С. 97.
65. Wang C.C., Racette G.W. Saturation effects in second-harmonic generation of light using unfocused laser beams.// J. Appl. Phys. – 1965. – V. 36. – P. 3281-3284.
66. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Чиркин А.С. Об апертурных ограничениях эффективности оптических удвоителей частоты.// Изв. ВУЗов: Сер. Радиофизика. – 1967. – Т. 10. – С. 1639.
67. Weber H.P., Mathieu E., Meyer K.P. Optical mixing with different relative polarization of the beams.// J. Appl. Phys. – 1966. – V. 37. – P. 3584-3586.
68. Boyd G.D., Kleinman D.A. Parametric interaction of focused Gaussian light beams.// J. Appl. Phys. – 1968. – V. 39. – P. 3597-3639.



69. Акманов А.Г., Ахманов С.А. Жданов Б.В., Ковригин А.И., Подсотская Н.К., Хохлов Р.В. Генерация когерентного излучения на  $\lambda = 2120 \text{ \AA}$  путём каскадного преобразования частоты.// Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 10. – С. 244.
70. Hagen W.F., Magnante P.G. Efficient second-harmonic generation with diffraction-limited and high-spectral-radiance Nd-glass lasers.// J. Appl. Phys. – 1969. – V. 40. – P. 219.
71. Yarborough J.M., Falk J. and Hitz C.B. Enhancement of optical second harmonic generation by utilizing the dispersion of air.// Appl. Phys. Letts. – 1971. – V. 18. – P. 70-73.
72. Дмитриев В.Г., Еремеева Р.А., Ершов А.Г., Ицхоки И.Я., Карпова Е.П. Инженерный расчёт и оптимизация параметров удвоителей частоты оптического диапазона.// Квантовая Электроника. – 1972. – Т. 5. – С. 72.
73. Волосов В.Д. Калинин А.Г. Расчёт оптических удвоителей частоты.// Квантовая Электроника. – 1974. – Т. 1. – С. 825.
74. Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П. Ограничение эффективности удвоителей частоты пикосекундных импульсов света.// Квантовая Электроника. – 1975. – Т. 2. – С. 912.
75. Волосов В.Д., Горячкина Е.В. Компенсация дисперсии синхронизма при генерации гармоник некогерентного излучения. I. Удвоение частоты излучения лазера на неодимовом стекле в режиме свободной генерации.// Квантовая Электроника. – 1976. – Т. 3. – С. 1577.
76. Волосов В.Д., Калинин А.Г., Крылов В.Н. О подавлении вырожденных параметрических процессов, ограничивающих эффективность удвоения частоты в кристаллах.// Квантовая Электроника. – 1976. – Т. 3. – С. 2139.

77. Волосов В.Д., Калинин А.Г. Поляризационные эффекты при генерации второй оптической гармоники.// Письма в ЖТФ. – 1979. – Т. 5. – Н. 10. – С. 628.
78. Волосов В.Д. Методы повышения эффективности нелинейного преобразования частоты.// Изв. АН СССР сер. физ. – 1979. – Т. 43. – Н. 7. – С. 1458.
79. Ибрагимов Э.Ф., Усманов Т. К теории генерации второй гармоники мощного лазерного излучения.// ДАН СССР. – 1981. – Т. 261. – С. 846.
80. Волосов В.Д., Малинин Б.Г., Панков В.Г. Исследование эффективности генерации второй гармоники при двух типах взаимодействия и оптимизация параметров лазерного излучения.// Квантовая Электроника. – 1982. – Т. 9. – Н. 1. – С. 5.
81. Ибрагимов Э.А., Редкоречев В.И., Сухоруков А.П., Усманов Т. Эффективное удвоение частоты излучения многокаскадного неодимового лазера.// Квантовая Электроника. – 1982. – Т. 9. – Н. 6. – С. 1131.
82. Ибрагимов Э.А., Усманов Т. Приближение сильного взаимодействия в теории нелинейных волн.// ЖЭТФ. – 1984. – Т. 86. – С. 1618.
83. Ахманов С.А., Ковригин А.И., Кулакова Н.К. О влиянии конечной апертуры светового пучка на протекание нелинейных эффектов в анизотропной среде.// ЖЭТФ. – 1965. – Т. 48. – С. 1545.
84. Гречин С.Г. Интегральный критерий выбора нелинейных кристаллов для преобразования частоты.// Квантовая Электроника. – 2009. – Т. 39. – С. 171.
85. Орлов Р.Ю., Усманов Т., Чиркин А.С. Удвоение частоты лазерного излучения в нестационарном режиме.// ЖЭТФ. – 1969. – Т. 57. – С. 1069.

86. Волосов В.Д., Ращектаева М.И. Высокоэффективное преобразование во вторую гармонику излучения лазера на неодимовом стекле.// Оптика и спектр. – 1970. – Т. 28. – С. 105.
87. Волосов В.Д., Духовный А.М., Крылов В.Н., Соколова Т.В. О преобразовании во вторую гармонику излучения ОКГ в режиме свободной генерации.// Квантовая Электроника. – 1972. – Н. 2(8). – С. 101.
88. Волосов В.Д., Крылов В.Н., Серебряков В.А., Соколов Д.В. Высокоэффективная генерация второй и четвертой гармоник пикосекундных импульсов большой мощности.// Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 19. – С. 38.
89. Seka W., Soures J.M., Jacobs S.D., Lund L.D. and Craxton R.S. GDL: A high-power 0.35  $\mu\text{m}$  laser irradiation facility.// IEEE J. Quant. El. – 1981. – V. QE-17. – P. 1689.
90. Гуламов А.А., Ибрагимов Э.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. Предельная эффективность генерации второй и третьей гармоник излучения неодимового лазера.// Квантовая Электроника. – 1983. – Т. 10. – Н. 7. – С. 1305.
91. Бегишев И.А., Гуламов А.А., Ерофеев Е.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. Предельная эффективность генерации гармоник излучения неодимового лазера.// Изв. АН СССР сер. физ. – 1983. – Т. 47. – С. 1910.
92. Ванюков М.П., Волосов В.Д. О генерации второй оптической гармоники в цилиндрически сфокусированных пучках.// Труды 2-го Всес. Симп. по Нел. Опт. Новосибирск: «НАУКА» СО АН СССР. – 1968. – С. 197.
93. Ковригин А.И., Подсотская Н.К., Сухоруков А.П. Теоретическое и экспериментальное исследование процесса генерации оптических

- гармоник в ограниченных пучках.// Труды 2-го Всес. Симп. по Нел. Опт. Новосибирск: «НАУКА» СО АН СССР. – 1968. – С. 393.
94. Gonzalez D.G., Nieh S.T.K., Steier W.H. Two-pass-internal second-harmonic generation using a prism coupler.// IEEE J. Quant. El. – 1973. – V. QE-9. – P. 23.
95. Eimerl D. Quadrature frequency conversion.// IEEE J. Quant. El. – 1987. – V. QE-23. – P. 1361.
96. Pronko M.S., Lehmburg R.H., Obenschain S., Pawley C.J., Manka C.K. and Eckardt R. Efficient second harmonic conversion of broad-band high-peak-power Nd:glass laser radiation using large-aperture KDP crystals in quadrature.// IEEE J. Quant. El. – 1990. – V. 26. – P. 337.
97. Андреев Р.Б., Волосов В.Д., Мак А.А., Малинин Б.Г., Степанов А.И. Генерирование ультрафиолетового излучения методом последовательного преобразования частот.// Опт. Мех. Пром. – 1969. – Н. 8. – С. 65.
98. Craхton R. High efficiency frequency tripling schemes for high-power Nd: Glass lasers.// IEEE J. Quant. El. – 1981. – V. QE-17. – P. 1771.
99. Ахманов С.А., Ковригин А.И., Пискарскас А.С., Хохлов Р.В. О генерировании ультрафиолетового излучения путём использования каскадного преобразователя частоты.// Письма в ЖЭТФ. – 1965. – Т. 2. – С. 223.
100. Дмитриев В.Г., Шалаев Е.А., Швом Е.М. Увеличение эффективности внутрирезонаторной генерации второй гармоники.// Квантовая Электроника. – 1974. – Т. 1. – С. 1953.
101. Волосов В.Д., Карпенко С.Г., Корниенко Н.Е., Крылов В.Н., Манько А.А., Стрижевский В.Л. Внутрирезонаторная генерация второй оптической гармоники.// Квантовая Электроника. – 1975. – Т. 2. – С. 919.

102. Томов И.В., Чиркин А.С. Об эффективности генерации оптических гармоник высокого порядка и многоквантовых процессов в поле многомодового излучения.// Квантовая Электроника. – 1971. – Н. 1. – С. 110.
103. Pantell R.H. The spectrum of a signal produced by harmonic generation.// Proc. of the IEEE. – 1964. – V. 52. – P. 607.
104. Марушко И.А., Машкевич В.С. Метод кинетических уравнений в теории генерации второй оптической гармоники.// Оптика и спектр. – 1966. – Т. 20. – С. 117.
105. Стрижевский В.Л. О спектральном составе генерации в случае нелинейных оптических явлений.// Оптика и спектр. – 1966. – Т. 20. – С. 516.
106. Ахманов С.А., Чиркин А.С. Об удвоении частоты спектральной линии конечной ширины при волновых взаимодействиях в нелинейной среде.// Радиотехника и Электроника. – 1966. – Н. 11. – С. 1915.
107. Ахманов С.А., Ковригин А.И., Чиркин А.С., Чунаев О.Н. О статистических эффектах при генерации оптических гармоник.// ЖЭТФ. – 1966. – Т. 50. – С. 829.
108. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Чиркин А.С. Нестационарные явления и пространственно-временная аналогия в нелинейной оптике.// ЖЭТФ. – 1968. – Т. 55. – С. 1430.
109. Стрижевский В.Л. Влияние конечности частотного спектра и пространственной расходимости излучения на протекание нелинейных оптических эффектов.// Труды 2-го Всес. Симп. по Нел. Опт. Новосибирск: «НАУКА» СО АН СССР. – 1968. – С.424.
110. Geusic J.E., Levinstein H.J., Singh S., Smith R.G. and Van Uitert L.G. Continuous  $0.532\mu$  solid-state source using  $Ba_2NaNb_5O_{15}$ .// Appl. Phys. Letts. – 1968. – V. 12. – P. 306-308.

111. Андреев Р.Б., Волосов В.Д. Некоторые особенности генерации второй гармоники двухчастотного лазера.// ЖПС. – 1972. – Т. 16. – С. 363.
112. Volosov V.D., Karpenko S.G., Kornienko N.E. and Strizhevskii V.L. Saturation of second harmonic spectral intensity with increase in frequency half-width of exciting radiation.// Phys. Letts. – 1972. – V. 41A. – P. 31.
113. Андреев Р.Б., Волосов В.Д., Калинин А.Г. Исследование спектральных, угловых и температурных характеристик нелинейных кристаллов  $\text{HfO}_3$ ,  $\text{LiJO}_3$ , CDA, DKDP, KDP, ADP при генерации второй и четвёртой гармоник.// Оптика и спектроскопия. – 1974. – Т. 37. – В. 2. – С. 294.
114. Орлов Р.Ю., Скидан И.Б., Тагиев З.А., Телегин Л.С., Чиркин А.С. Спектральные особенности преобразователей частот мощных лазерных импульсов.// Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2. – С. 619.
115. Miller R.C. Second harmonic generation with a broadband optical maser.// Phys. Lett. – 1968. – V. 26A. – P. 177.
116. Smith R.G., Nassau K., Galvin M.F. Efficient continuous optical second-harmonic generation.// Appl. Phys. Letts. – 1965. – V. 7. – P. 256-258.
117. Bass M., Franken P.A., Hill A.E., Peters C.W. and Weinreich G. Optical mixing.// Phys. Rev. Lett. – 1962. – V. 8. – P. 18.
118. Liu Y.S. Spectral phase-matching properties for second harmonic generation in nonlinear crystals.// Appl. Phys. Letts. – 1977. – V. 31. – P. 187-189.
119. Comly J., Garmire E. Second harmonic generation from short pulses.// Appl. Phys. Lett. – 1968. – V. 12. – P.7.
120. Glenn W.H. Second-harmonic generation by picosecond optical pulses.// IEEE J. Quant. El. – 1969. – V. QE-5. – P. 284.

121. Волосов В.Д., Нилов Е.В. Влияние пространственной структуры пучка оптического квантового генератора на генерацию второй гармоники в кристаллах ADP и KDP.// Оптика и спектр. – 1966. – Т. 21. – С. 715.
122. Арифжанов С.Б., Гуламов А.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. Деполяризация излучения мощных неодимовых лазеров и генерация второй гармоники частично деполяризованного излучения.// Квантовая Электроника. – 1985. – Т. 12. – Н. 7. – С. 1465.
123. Баранова Н.Б., Быковский Н.Е., Зельдович Б.Я., Сенатский Ю.В. Дифракция и самофокусировка излучения в усилителе мощных световых импульсов.// Квантовая Электроника. – 1974. – Т. 1. – С. 2450.
124. Арифжанов С.Б., Ганеев Р.А., Гуламов А.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. Формирование пучка высокого оптического качества на многокаскадном неодимовом лазере.// Квантовая Электроника. – 1981. – Т. 8. – С. 1246.
125. Campillo A.J., Pearson J.E., Shapiro S.L. and Terrell N.J. Fresnel diffraction effects in the design of high-power laser systems.// Appl. Phys. Letts. – 1973. – V. 23. – P. 85-87.
126. Волкова Е.Н., Фадеев Е.Н. Декременты затухания нелинейных кристаллов.// Труды 2-го Всес. Симп. по Нел. Опт. Новосибирск: «НАУКА» СО АН СССР. – 1968. – С. 185.
127. Разумихина Т.Б., Телегин Л.С., Холодных А.И., Чиркин А.С. Трёхчастотные взаимодействия интенсивных световых волн в средах с квадратичной и кубической нелинейностями.// Квантовая Электроника. – 1984. – Т. 11. – С. 2026.
128. Дмитриев В.Г. К теории распространения волн в нелинейных диспергирующих линиях.// Вестник МГУ: Физика и Астрономия. – 1963. – Н. 3. – С. 85.

129. Кулагин И.А., Сапаев У.К., Усманов Т. Особенности нестационарной ГВГ фазово-модулированных лазерных импульсов в условиях самовоздействия.// Квантовая Электроника. – 2003. – Т. 33. – С. 168-170.
130. Дмитриев В.Г., Коновалов В.А. Влияние двухфотонного поглощения излучения на генерацию второй гармоники в кристаллах.// Квантовая Электроника. – 1979. – Т. 6. – С. 500.
131. Nikogosyan D.N. Nonlinear optical crystals.// N.Y.: Springer. – 2005.
132. Lin Z., Wang Z., Chen C. and Lee M.-H. Mechanism of linear and nonlinear optical effects of KDP and urea crystals.// J. Chem. Phys. – 2003. – V. 118. – P. 2349.
133. Нетесова Н.П. Электронные оптические параметры кристаллов КДП.// VI Российская конференция по физике полупроводников. С.-Пб. ФТИ им. А.М. Иоффе. – 2003. – Чт-7.22.
134. Ганеев Р.А., Кулагин И.А., Ряснянский А.И., Тугушев Р.И., Усманов Т. Нелинейные показатели преломления и нелинейные восприимчивости третьего порядка квадратичных кристаллов.// Опт. и спектр. – 2003. – Т. 94. – С. 615.
135. Алешкевич В.А., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н. Самовоздействие частично когерентного лазерного излучения.// УФН. – 1991. – Т. 161. – С. 81-131.
136. Ханин Я.И. Роль нелинейности активной среды при синхронизации мод твердотельного лазера.// Квантовая Электроника. – 1978. – Т. 5. – С. 590.
137. Courtial J., Dholakia K., Allen L. and Padgett M.J. Second-harmonic generation and the conservation of orbital angular momentum with high-order Laguerre-Gaussian modes.// Phys. Rev. A. – 1997. – V. 56. – N. 5. – P. 4193.



138. Huang Y.J., Chiang P.Y., Liang H.C., Su K.W. and Chen Y.F. High-power Q-switched laser with high-order Laguerre-Gaussian modes: application for extra-cavity harmonic generations.// *Appl. Phys. B.* – 2011. – V. 105. – P. 385.
139. Тагиев З.А., Чиркин А.С. Приближение заданной интенсивности в теории нелинейных волн.// *ЖЭТФ.* – 1977. – Т. 73. – С. 1271.
140. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции: формулы, графики, таблицы.// М.: НАУКА. – 1964.
141. Александрова И.В., Данилов А.Е., Орлов В.В., Федотов С.И. Роль когерентности лазерного излучения в проблеме ЛТС.// М.: ФИАН (РАН). Препринт ФИАН. – 1993. – Н. 26.
142. Lehmborg R.H., Obenshain S.P. Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets.// *Opt. Comm.* – 1983. – V. 46. – P. 27.
143. Ахманов С.А., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г. Спектральные характеристики и динамика колебаний в квазинепрерывных лазерах на алюмоиттриевом гранате с неодимом.// *ЖЭТФ.* – 1972. – Т. 62. – С. 133.
144. Басов Н.Г., Аллин А.П., Быковский Н.Е., Васин Б.Л. и др. Лазерная термоядерная установка «ДЕЛЬФИН»: действующий комплекс и направления развития.// *Труды ФИАН.* – 1987. – Т. 178. – С. 23.
145. Гречин С.Г., Гречин С.С. Фазовый синхронизм и некритичные по частоте взаимодействия при преобразовании частоты импульсов фемтосекундной длительности.// *Квантовая Электроника.* – 2006. – Т. 36. – С. 45.
146. Зубарев И.Г. Преобразование лазерного излучения методами вынужденного рассеяния.// Докторская диссертация. Москва: ФИАН. – 1980.

147. Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика.// М.: Физматлит. – 2000
148. Перина Я. Когерентность света.// М.: МИР. – 1974.
149. Пахомов И.И., Ширанков А.Ф., Носов П.А. Описание, расчёт и анализ искажений многомодовых лазерных пучков.// Оптический журнал. – 2010. – Т. 77. – Н. 2. – С. 37-43.
150. Носов П.А, Пахомов И.И, Ширанков А.Ф. Анализ распределения поля многомодового лазерного пучка после реальной оптической системы.// Прикладная оптика-2010: Сборник трудов IX Международной конференции. СПб. – 2010. – Т. 1. – Ч. II. – С. 63-67.
151. Под ред. Солоухина Р.И. Оптика и атомная физика.// Новосибирск: Наука. – 1983.