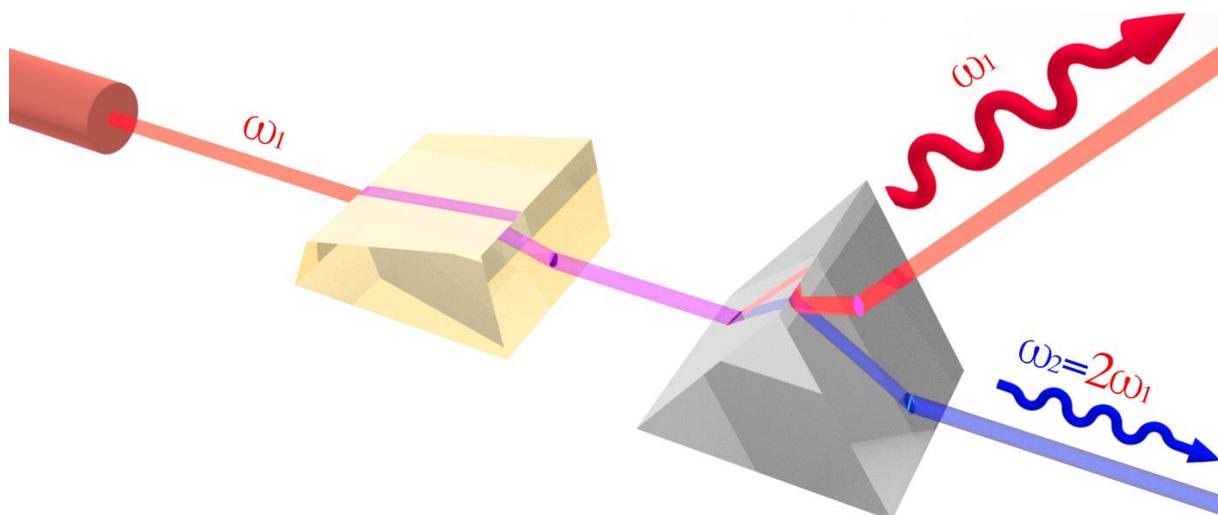


А.А. Старовойтов

## ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ОСНОВАМ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ



Санкт-Петербург  
2019

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

А.А. Старовойтов

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ  
ПО ОСНОВАМ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ**  
УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В УНИВЕРСИТЕТЕ  
ИТМО

по направлению подготовки 12.04.03 Фотоника и оптоинформатика  
в качестве учебно-методического пособия для реализации  
основных профессиональных образовательных программ  
высшего образования магистратуры



Санкт-Петербург  
2019

Старовойтов А.А. Лабораторный практикум по основам нелинейной оптики – СПб: Университет ИТМО, 2019. – 74 с.

Рецензенты:

Сачков Дмитрий Юрьевич, кандидат технических наук, начальник ИС отд. БЛИ, филиал АО "НПК "СПП" в Санкт-Петербурге;

Предлагаемый лабораторный практикум познакомит студентов с наиболее известными нелинейно-оптическими явлениями, а также даст навыки физического эксперимента и опыт работы с мощным лазерным комплексом.



**Университет ИТМО** – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2019

© Старовойтов А.А., 2019

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	<b>5 -</b>
<b>1 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ»</b> .....	<b>8 -</b>
<b>1.1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ</b> .....	<b>8 -</b>
1.1.1 Принципы генерации второй гармоники (ГВГ).....	8 -
1.1.2 Феноменологическое описание ГВГ .....	9 -
1.1.3 Условие фазового синхронизма при ГВГ .....	10 -
<b>1.2 ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ</b> .....	<b>12 -</b>
<b>1.3 ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ</b> .....	<b>13 -</b>
<b>2 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ»</b> .....	<b>15 -</b>
<b>2.1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ</b> .....	<b>15 -</b>
2.1.1 Генерация третьей гармоники в кристаллах .....	15 -
2.1.2 Генерация третьей гармоники в газах .....	16 -
2.1.3 Генерация суммарных частот (ГСЧ) .....	18 -
2.1.4 Фазовый синхронизм при ГСЧ.....	19 -
2.1.5 Генерация третьей гармоники с помощью ГСЧ.....	21 -
<b>2.2 ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ</b> .....	<b>22 -</b>
<b>2.3 ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ</b> .....	<b>22 -</b>
<b>3 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА»</b> .....	<b>24 -</b>
<b>3.1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ</b> .....	<b>24 -</b>
3.1.1 Радиочастотные параметрические генераторы и усилители ....	25 -
3.1.2 Параметрическая генерация света (ПГС).....	28 -
3.1.3 Параметрическая люминесценция и генерация света .....	29 -
3.1.4 Одно- и двухрезонаторные схемы ПГС .....	31 -
3.1.5 Перестройка частоты при ПГС .....	33 -
<b>3.2 ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ</b> .....	<b>34 -</b>
<b>3.3 ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ</b> .....	<b>34 -</b>
<b>4 ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ</b> .....	<b>37 -</b>
<b>4.1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ</b> .....	<b>37 -</b>
4.1.1 Исторические предпосылки.....	37 -
4.1.2 Классическое описание СКР .....	39 -
4.1.3 Квантово-механическое рассмотрение СКР .....	40 -
4.1.4 Правила отбора для типов колебаний .....	42 -

4.1.5 СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ.....	- 42 -
4.1.6 ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ.....	- 44 -
4.1.7 ФИЗИЧЕСКАЯ ОСНОВА ВКР.....	- 45 -
<b>4.2 ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ.....</b>	<b>- 46 -</b>
<b>4.3 ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.....</b>	<b>- 46 -</b>
<b>5 КРАТКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ЭКСПЛУАТАЦИИ ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА LQ829*LG103T*LP603.....</b>	<b>- 48 -</b>
<b>5.1 МЕРЫ БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ РАБОТЕ С ЛАЗЕРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ.....</b>	<b>- 48 -</b>
<b>5.2 ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА.....</b>	<b>- 49 -</b>
<b>5.3 ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА.....</b>	<b>- 51 -</b>
<b>5.4 БЛОК LQ829 – ЛАЗЕР И ГВГ.....</b>	<b>- 52 -</b>
<b>5.5 БЛОК LG103 – ГЕНЕРАТОР ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ.....</b>	<b>- 55 -</b>
<b>5.6 БЛОК LP603 – ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА..</b>	<b>- 56 -</b>
<b>5.7 ЭКСПЛУАТАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА.....</b>	<b>- 59 -</b>
5.7.1 РАБОТА С ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1064 И 532 НМ.....	- 59 -
5.7.2 РАБОТА С ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 355 НМ.....	- 60 -
5.7.3 РАБОТА С ИЗЛУЧЕНИЕМ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ДЛИНОЙ ВОЛНЫ.....	- 60 -
<b>6 СПЕКТРАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ.....</b>	<b>- 66 -</b>
<b>6.1 СПЕКТРОФОТОМЕТР СФ-56.....</b>	<b>- 66 -</b>
6.1.1 ПРИНЦИП РАБОТЫ.....	- 66 -
6.1.2 ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА.....	- 66 -
6.1.3 ПОРЯДОК РАБОТЫ.....	- 67 -
<b>6.2 СПЕКТРОФЛУОРИМЕТР RF-5301PC.....</b>	<b>- 68 -</b>
6.2.1 ПРИНЦИП РАБОТЫ.....	- 68 -
6.2.2 ПОРЯДОК РАБОТЫ.....	- 69 -
<b>7 ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ОТЧЕТУ ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ.....</b>	<b>- 70 -</b>
<b>РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>- 72 -</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Появление такого раздела физики, как «нелинейная оптика», непосредственно связано с изобретением оптических квантовых генераторов (лазеров). До изобретения лазеров в экспериментах использовалось оптическое излучение, напряженность электрического поля которого была пренебрежимо мала по сравнению с внутриатомными и внутримолекулярными полями. Интенсивность же современных мощных лазеров достигает величины  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и более, что оказывается сопоставимо с напряженностью электрического поля внутри атомов. Использование лазерных источников света с такой интенсивностью приводит к новым нелинейным оптическим эффектам. Нелинейными оптическими эффектами называют эффекты, характер протекания которых зависит от интенсивности излучения, а раздел физической оптики, их изучающий, называется нелинейной оптикой.

Реализация данного практикума проходит на оборудовании лаборатории «Фотофизика поверхности», руководителем которой является профессор, доктор физико-математических наук Вартамян Тигран Арменакович.

Лаборатория «Фотофизика поверхности» существует в составе центра «Информационные оптические технологии» (ЦИОТ, входящий в состав Международного научно-образовательного центра физики наноструктур) с момента его образования в 2006 году. До этого все сотрудники работали в Государственном оптическом институте имени С.И. Вавилова, где на протяжении многих лет под руководством члена-корреспондента РАН Алексея Михайловича Бонч-Бруевича складывался коллектив лаборатории и формировалась научная школа по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом. Научная школа А.М. Бонч-Бруевича получила официальный статус ведущей научной школы по итогам первого конкурса, организованного в 1996 году в соответствии с Постановлением Правительства РФ, и с тех пор неоднократно подтверждала этот статус.

Коллектив лаборатории непосредственно участвовал в становлении лазерной физики в нашей стране. Уже в 1963 году сотрудниками лаборатории были получены первые авторские свидетельства на изобретения в области лазерной техники. Обзор А.М. Бонч-Бруевича и В.А. Ходового «Многофотонные процессы», опубликованный в 1965 году в журнале «Успехи физических наук», стал классикой этого нового на тот момент направления в оптике и продолжает активно цитироваться в наши дни. Под руководством А.М. Бонч-Бруевича был создан первый отечественный серийно выпускавшийся промышленностью неодимовый лазер и самый мощный на тот момент лазер (ГСН-1). Тогда же начались важные в прикладном отношении исследования разрушительного действия излучения большой мощности на металлы и диэлектрики и

фундаментальные исследования обратимых изменений оптических свойств различных сред под действием мощного, но не приводящего к разрушениям лазерного излучения. В работах Т.К. Разумовой были обнаружены и исследованы изменения в спектрах поглощения первого лазерного материала – рубина, а в работах В.В. Хромова – в спектрах поглощения атомов в газовой фазе. В 1975 году В.Л. Комолов теоретически разрабатывает статистическую модель оптического пробоя стекла, за которую в дальнейшем получает премию имени Ленинского комсомола. В 1972 году работами С.Г. Пржибельского закладываются основы теоретического описания нелинейных оптических явлений в некогерентных полях лазерного излучения. В дальнейшем сотрудниками лаборатории были проведены исследования по многим актуальным направлениям.

В группе Т.К. Разумовой были изучены фотоиндуцированные обратимые преобразования стереоструктуры многоатомных органических молекул и выполнен цикл исследований генерационных характеристик органических сред для перестраиваемых лазеров.

В группе В.В. Хромова исследован динамический эффект Штарка в атомах щелочных металлов в монохроматических и некогерентных полях излучения. Обнаружено и подробно исследовано явление четырехволнового взаимодействия в резонансных средах, ставшего впоследствии основой динамической голографии. Группа активно участвовала в исследовании соударений атомов в интенсивных полях излучения, приведших к формированию нового научного направления – радиационных столкновений. При этом был открыт новый тип оптического просветления резонансной среды, основанный на нелинейности ландау-зинеровского типа. Исследованы явления, сопровождающие поглощение резонансного излучения адсорбционным комплексом, состоящим из адсорбированного на поверхности атома и ближайших атомов подложки: фотодесорбция и фотодиффузия. Открыто новое физическое явление – фотоатомная эмиссия, состоящая в фотоиндуцированном отрыве собственных атомов с поверхности металлов.

С.Г. Пржибельский дал теоретическое описание новых процессов, наблюдавшихся при воздействии некогерентного лазерного излучения на различные нелинейные материалы, первым обратил внимание и начал исследовать роль внутриспектральной корреляции гармоник в протекании нелинейно-оптических явлений. Он выполнил пионерские теоретические работы в новой области радиационных соударений атомов, а также предсказал явление эха в полусоударениях атомов, дал теоретическое описание фотодесорбции и фотодиффузии атомов по чужеродной и собственной поверхности элементов, разработал теоретические основы нового метода изучения субмикронных частиц – флуктуационной микроскопии.

В настоящее время в лаборатории «Фотофизика поверхности» с появлением молодых кандидатов наук проводятся интенсивные исследования композитных материалов, в состав которых входят наночастицы благородных металлов. Привлекательная особенность наночастиц благородных металлов состоит в том, что в колебаниях под действием внешнего электромагнитного излучения участвуют все входящие в них электроны проводимости. В результате коллективный отклик на внешнее воздействие оказывается бóльшим, чем у других резонансных систем, а вблизи наночастицы создается область, в которой плотность энергии электромагнитного поля выше, чем в падающей волне. Помещая различные резонансные системы с полезным, но относительно слабым откликом в ближнее поле плазмонных наночастиц, можно добиться существенного увеличения поглощения, а вслед за ним и интенсивности люминесценции и ускорения протекания других процессов. Особый интерес представляют создаваемые композиты, включающие эпитаксиальные полупроводниковые квантовые точки в монокристаллическом арсениде галлия, которые могут быть использованы в оптоэлектронных приборах. Исследуются также композиты с органическими красителями, в том числе образующими J-агрегаты. Исследуется возможность использования металлических наночастиц для изучения кинетики процессов в живых клетках. Развивается фотоника наноразмерных слоев атомарных паров для усовершенствования модели нанодатчика для неинвазивных исследований биотканей.

Предлагаемый лабораторный практикум познакомит студентов с наиболее известными нелинейно-оптическими явлениями, а также даст навыки проведения физического эксперимента и опыт работы с мощным лазерным комплексом. Описание практической части включает в себя порядок действий, которые учащиеся должны выполнить под руководством и наблюдением преподавателя. В то же время методическое пособие лишено формул для обработки полученных результатов, это сделано для того, чтобы студенты самостоятельно выводили необходимые решения, а также использовали необходимый математический аппарат для расчета погрешностей.

Приведенный в пособии материал рекомендуется использовать при реализации дисциплины «Нелинейная оптика» в объеме семестрового учебного курса образовательных программа магистратуры по направлению подготовки «Фотоника и оптоинформатика». Целью пособия является описание практических работ в научной лаборатории, которые следует использовать для закрепления теоретических знаний, полученных в рамках лекционного курса.

# 1 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ»

## 1.1 Теоретические сведения

Одним из важнейших процессов в нелинейной оптике является генерация высших гармоник оптического излучения, в частности, второй гармоники, который обычно сокращенно называется ГВГ.

### 1.1.1 Принципы генерации второй гармоники (ГВГ)

Открытие ГВГ тесно связано с разработкой источников интенсивного монохроматического излучения – лазеров. Оно было сделано всего лишь через год после создания Теодором Майманом (США) рубинового лазера. Первым в 1961 году излучение на второй гармонике получили группа ученых под руководством Питера Франкена в Университете Мичигана, направив пучок рубинового лазера на кристалл кварца (рис. 1.1а). Поскольку длина волны рубинового лазера составляет 694.3 нм, вторая гармоника относится к близкой ультрафиолетовой области спектра ( $\lambda/2$ , т.е. 347.1 нм). Следует отметить, что эффект ГВГ в этом эксперименте наблюдался в отсутствие фазового синхронизма, что обусловило весьма малый коэффициент преобразования во вторую гармонику.

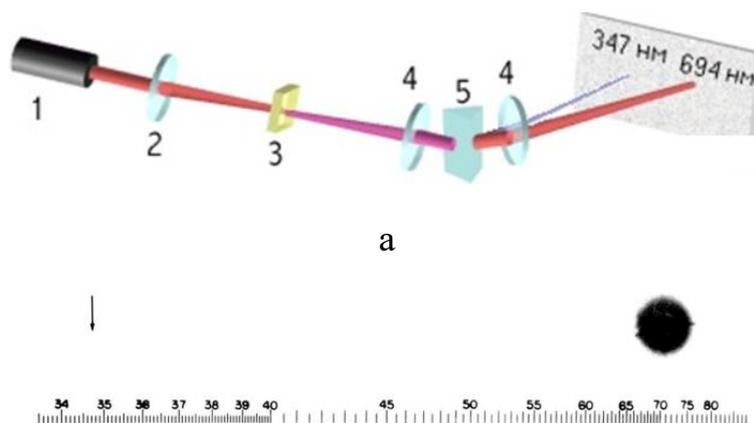


FIG. 1. A direct reproduction of the first plate in which there was an indication of second harmonic. The wavelength scale is in units of 100 Å. The arrow at 3472 Å indicates the small but dense image produced by the second harmonic. The image of the primary beam at 6943 Å is very large due to halation.

Рисунок 1.1 – а: схема эксперимента Франкена для ГВГ (1 – рубиновый лазер, 2 и 4 – собирающие линзы, 3 – кристалл кварца, 5 – дисперсионная призма); б: рисунок из статьи Франкена в журнале *Physical Review Letters* (том 7, страница 19, год издания 1961)

Примечательно, что когда эксперимент публиковался в журнале *Physical Review Letters*, редактор принял тусклое пятно (на 347 нм) на фотобумаге за пятнышко грязи и удалил его из публикации (рис. 1.1б).

Решение проблемы малого КПД преобразования во вторую гармонику было осуществлено Джозефом Джордмейном в 1962 году за счет согласования показателей преломления ( $n$ ) для излучения на основной и удвоенной частоте – так называемый метод фазового (или волнового) синхронизма. Метод основан на выборе в нелинейной среде определенного направления, вдоль которого фазовые скорости возбуждающего излучения и второй гармоники были бы одинаковы. Таким образом, резко повышается КПД ГВГ за счет увеличения длины взаимодействия волн.

### 1.1.2 Феноменологическое описание ГВГ

Генерация суммарных частот заключается в появлении в среде волны с частотой  $\omega_3$  при распространении в ней двух других волн с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$$

В случае если на среду подаются одинаковые волны ( $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ ), можно говорить о частном случае – генерации второй гармоники:

$$\omega + \omega = 2\omega$$

Рассмотрим причину появления этого эффекта. Взаимодействие падающей электромагнитной волны с веществом описывается вектором поляризации  $\mathbf{P}$ , который зависит от напряженности электрического поля волны:  $\mathbf{P} = f(\mathbf{E})$ . В приближении линейной оптики поляризация связана с напряженностью  $\mathbf{E}$  линейно:

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)}\mathbf{E},$$

где  $\chi^{(1)}$  – линейная оптическая восприимчивость среды.

Такое приближение можно использовать для обычных источников света, которые обладают значительно малой интенсивности ( $I \sim E^2$ ), по сравнению с лазерами. Однако в сильных лазерных полях связь поляризации  $\mathbf{P}$  и напряженности  $\mathbf{E}$  начинает незначительно отличаться от линейной, поэтому функцию  $\mathbf{P} = f(\mathbf{E})$  можно представить в виде разложения в ряд по степеням электрического поля волны:

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots$$

Первый член является линейной, а остальные – нелинейными составляющими поляризации, квадратичной и кубической соответственно. Отношение каждого последующего члена ряда к предыдущему  $\sim 1/E_{\text{ампл}}$ , т.е. последующие члены ряда быстро уменьшаются. Следует отметить, что запись разложения в ряд условна, так как величины  $\chi^{(i)}$  являются тензорами  $(i+1)$  ранга.

Появление ГВГ связано с квадратичным членом  $\chi^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E}$  в разложении поляризации  $\mathbf{P}$ . Если на среду падает гармоническая электромагнитная

волна  $E = A \cdot \sin(\omega t)$ , то поляризация, а, следовательно, и переизлученная волна, будет содержать не только частоту  $\omega$ , но и ее удвоенную гармонику  $2\omega$ :

$$P_2 = \chi^{(2)} E^2 = \chi^{(2)} \cdot A^2 \cdot \sin^2(\omega t) = 0.5 \cdot \chi^{(2)} \cdot A^2 \cdot (1 - \cos(2\omega t)) = \\ = 0.5 \cdot \chi^{(2)} \cdot A^2 - 0.5 \cdot \chi^{(2)} \cdot A^2 \cdot \cos(2\omega t)$$

Второй член в полученном выражении описывает переизлученное электроном поле на частоте  $2\omega$ , т.е. второй гармоники падающей частоты. Для наличия этого члена также важно, чтобы коэффициент  $\chi^{(2)}$  был отличен от нуля, что осуществляется в анизотропных средах, которые не имеют центра симметрии. Таким образом, для ГВГ непригодны изотропные кристаллы, или кристаллы с кубической сингонией (кристаллической решеткой).

### 1.1.3 Условие фазового синхронизма при ГВГ

Генерация излучения на суммарной (или разностной) частоте происходит наиболее эффективно, если волна с частотой  $\omega_3$ , приходящая к данному элементу объема от предшествующих элементов, находится в нужной фазе с излучением на этой же частоте, которое порождается в этом элементе объема. Таким образом, по всей длине нелинейной среды происходит увеличение интенсивности генерируемого излучения на несколько порядков за счет процессов интерференции. Такое соотношение фаз можно реализовать в случае равенства волновых векторов:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3$$

Это выражение называют условием пространственного фазового (волнового) синхронизма в векторной форме.

Как уже упоминалось, генерация второй гармоники является частным случаем суммирования частот, когда  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ , таким образом:

$$\mathbf{k}_\omega + \mathbf{k}_\omega = \mathbf{k}_{2\omega},$$

Условие коллинеарного фазового синхронизма, когда волновые вектора лежат на одной прямой, можно записать через модули волновых векторов:

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

где  $k = 2\pi n/\lambda$  – волновое число. Таким образом, вытекает равенство показателей преломления:  $n_\omega + n_\omega = 2n_{2\omega}$ , так как  $\lambda_\omega = 2\lambda_{2\omega}$ . То есть для реализации фазового синхронизма в нелинейной среде необходимо:

$$n_\omega = n_{2\omega}$$

В оптических средах с нормальной дисперсией выполнение такого равенства невозможно, так как показатель преломления растет с увеличением частоты  $n(\omega)$ . Однако в двулучепреломляющих кристаллах, которые являются анизотропными, можно выбрать такое направление распространения, для которого показатель преломления обыкновенного луча основной частоты  $n_o(\omega)$  равен показателю преломления

необыкновенного луча второй гармоники  $n_e(2\omega)$ . На рисунке 1.2 схематически показано сечение поверхностей показателей преломления (индикатриса показателя преломления) для отрицательного одноосного кристалла, т.е. для которого на данной фиксированной частоте  $n_e < n_o$  (наиболее часто встречающийся случай на практике). В таких кристаллах можно найти направление распространения света, вдоль которого показатели будут равны:  $n_o(\omega) = n_e(2\omega)$ . Направление на точку пересечения, образующее угол  $\theta_c, \pi + \theta_c, 2\pi - \theta_c, \pi - 2\theta_c$  с оптической осью кристалла, представляет собой направление фазового синхронизма для волны возбуждения и второй гармоники. Угол  $\theta_c$  на рис. 1.2 называется углом синхронизма. Интенсивность ГВГ в этом направлении на несколько порядков выше, чем в других направлениях. Ввиду осевой симметрии направления фазового синхронизма образуют коническую поверхность с углом при вершине, равным  $2\theta_c$ .

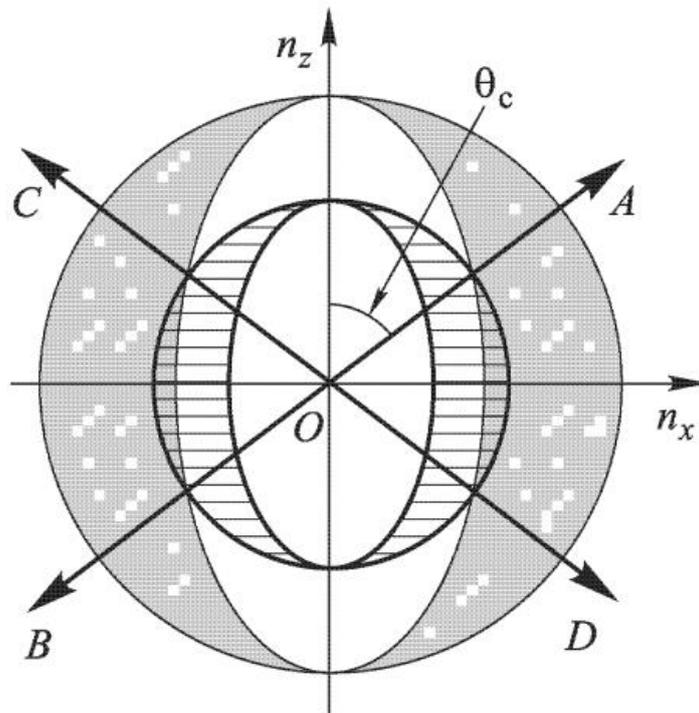


Рисунок 1.2 – Сечения индикатрис показателя преломления отрицательного одноосного кристалла для основной частоты (жирные линии) и второй гармоники (тонкие линии)

Таким образом, направив возбуждающее излучение, как обыкновенную волну под углом  $\theta_c$ , в нелинейном кристалле можно реализовать эффективную ГВГ как необыкновенной волны вдоль этого же направления. Такое взаимодействие относят к I типу: оо-е, потому что две линейно поляризованные волны основного излучения (обыкновенные в данном кристалле) порождают необыкновенную волну удвоенной частоты, которая имеет ортогональную линейную поляризацию.

Для многих нелинейных оптических кристаллов оказывается возможной ГВГ при взаимодействии обыкновенной и необыкновенной волн основного излучения с необыкновенной волной удвоенной частоты, т.е. взаимодействие ое-е (или II типа).

При этом в реальных системах направление синхронизма имеет определенную малую угловую ширину:  $\theta_c \pm \alpha$ , где  $\alpha$  – угол расстройки, который составляет не больше одной минуты. То есть при углах падения больше  $(\theta_c + \alpha)$  и меньше  $(\theta_c - \alpha)$  фазовый синхронизм не реализуется и ГВГ не наблюдается.

Кроме того, условие фазового синхронизма накладывает ограничение на монохроматичность взаимодействующих волн, при этом ширина линии излучения лазера обычно не превышает нескольких ангстрем. Отсюда вытекают требования к лазерному излучению на основной частоте – расходимость должна быть меньше угловой ширины синхронизма, а его монохроматичность не больше частотной ширины. В противном случае при ГВГ будет участвовать не вся мощность лазерного пучка.

Интенсивность излучения на удвоенной частоте при условии фазового синхронизма равна:

$$I_{2\omega} = a \cdot (I_{\omega})^2 \cdot l^2,$$

где коэффициент  $a(\chi^{(2)}, \omega_i, n_i)$  характеризует «качество» нелинейного кристалла. Он зависит от нелинейной поляризуемости среды  $\chi^{(2)}$ , от частот взаимодействующих волн  $\omega_i$  и от показателей преломления среды  $n_i$  на этих частотах.

Отметим, что в некоторых условиях (например, при изменении температуры кристалла) сферическая поверхность показателя преломления для обыкновенной основной волны не пересекает эллипсоидальной поверхности необыкновенной волны на удвоенной частоте, а лишь касается ее. Тогда угол  $\theta_c$  составляет  $90^\circ$  (рис. 1.3), и фазовый синхронизм становится менее критичным по углу.

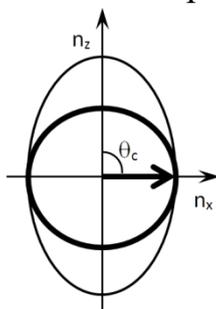


Рисунок 1.3 – Фазовый синхронизм при  $\theta_c = 90^\circ$

## 1.2 Вопросы для самоконтроля

1. Какой из членов поляризации среды отвечает за процесс генерации второй гармоники?

2. В чем заключается условие фазового синхронизма?
3. Что такое отрицательный одноосный кристалл?
4. Какие параметры имеет угловая ширина направления фазового синхронизма?
5. Как меняется интенсивность второй гармоники в случае фазового синхронизма с увеличением длины кристалла?

### 1.3 Практическая часть

1. По указанию преподавателя включить лазерный комплекс и настроить оборудование на генерацию второй гармоники согласно краткому руководству, приведенному в главе 5.

2. Расположить на пути лазерного луча с помощью фильтродержателя светофильтр, который снижает энергию до значений в пределах 50 – 100 мДж, исходя из паспортных данных энергии выходного излучения второй гармоники. Выбор светофильтра необходимо осуществить с помощью каталога оптического стекла, а потом измерить пропускание светофильтра на нужной длине волны с помощью спектрофотометра СФ-56, согласно инструкции и/или указаниям преподавателя.

3. После светофильтра установить измеритель энергии PE50BF-C + Nova. Включить прибор и настроить на измерение энергии на длине волны 532 нм, согласно инструкции и/или указаниям преподавателя.

4. Измерить зависимость энергии излучения второй гармоники от условного положения кристалла, используя юстировочный винт 31 (см. рис. 5.3) Завершив измерения, выключить лазерный комплекс.

5. Внести данные в таблицу 1.1.

Таблица 1.1 – Экспериментальные данные к лабораторной работе №1

$\beta$	$E_{\text{ср}}$	$T_{\text{сф}}$	$E_{\text{эксп}}$
град.	мДж	%	мДж
0			
90			
180			
...			

$\beta$  – угол поворота винта 31;

$E_{\text{ср}} \{Avg\}$  – среднее значение измеренной энергии, согласно измерителю Nova;

$T_{\text{сф}}$  – коэффициент пропускания светофильтра на указанной длине волны, измеренный на спектрофотометре СФ-56;

$E_{\text{эксп}}$  – среднее значение энергии импульса лазерного излучения с учетом пропускания светофильтра.

6. Построить график зависимости энергии второй гармоники от угловой расстройки кристалла  $E_{\text{эксп}}(\alpha)$ , исходя из того, что один полный оборот 31 ( $360^\circ$ ) юстировочного винта поворачивает кристалл на 24 угловые секунды.

7. Из полученных данных найти ширину углового синхронизма  $2\alpha$ .

8. На основе полученных данных следует провести сравнительный анализ экспериментальных и паспортных данных, дать их толкование.

## 2 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ»

### 2.1 Теоретические сведения

В кристаллах, обладающих центром инверсии, генерация второй гармоники запрещена в электродипольном приближении, хотя ее можно индуцировать при приложении постоянного внешнего электрического поля. С другой стороны, процесс генерации третьей гармоники разрешен всегда. Теория генерации третьей гармоники в приближении заданного поля накачки не отличается от теории генерации второй гармоники, только вместо квадратичной поляризации  $P_2(2\omega)$  в формулу войдет кубическая поляризация

$$P_3(3\omega) = \chi^{(3)} EEE$$

Так как величина  $\chi^{(3)}$  обычно мала по сравнению с  $\chi^{(2)}$ , а интенсивность лазерного излучения в кристаллах часто ограничивается началом оптического повреждения, эффективность преобразования при этом нелинейно-оптическом процессе третьего порядка мала. Кроме того, при этом труднее выполнить условие фазового синхронизма. Поэтому процесс прямой генерации третьей гармоники мало используется на практике.

#### 2.1.1 Генерация третьей гармоники в кристаллах

Прямая генерация третьей гармоники на кристалле с кубической нелинейностью была получена в 1963 году американцем Терхьюном с соавторами. В настоящее время максимальное значение коэффициента прямого преобразования энергии основной частоты в третью гармонику составляет порядка  $10^{-6}$ . Эта величина получена в фокусированном луче лазера с модуляцией добротности, идущем в направлении согласования фазовых скоростей. Следует отметить, что интенсивность поля в фокусе настолько велика, что может разрушить почти любой кристалл. Поэтому при наблюдении генерации третьей гармоники интенсивность луча лазера уменьшалась до величины несколько меньшей критической. Разрушение кристалла в лазерном луче может происходить вследствие поглощения энергии примесями, многофотонного поглощения или возбуждения колебаний среды, связанных с вынужденным комбинационным рассеянием или вынужденным рассеянием Мандельштама — Бриллюэна. При этом мгновенное выделение тепла в небольшом объеме вызывает образование ударной волны.

Тем не менее, можно построить эффективный генератор третьей гармоники с помощью двух нелинейных кристаллов, стоящих друг за другом. Первый генерирует вторую гармонику. Прошедшее основное

излучение и излучение второй гармоники затем взаимодействуют во втором кристалле и дают на выходе излучение третьей гармоники, получающееся посредством генерации суммарной частоты. Для обоих процессов можно выполнить условие фазового синхронизма при использовании синхронизма первого или второго типа.

При достаточно большой интенсивности основного излучения общий выход третьей гармоники может быть довольно высоким. Промышленные образцы таких устройств имеют коэффициенты преобразования в третью гармонику, достигающие 20%; однако в мощных лазерных системах, предназначенных для управляемого термоядерного синтеза, в системах с тщательно сформированными пучками КПД достигает 70%.

В принципе этот процесс двухступенчатой генерации третьей гармоники можно осуществить в одном кристалле. Однако, за исключением специальных случаев, невозможно одновременно получить синхронизм для процессов генерации второй гармоники и генерации суммарной частоты. Поэтому общая эффективность преобразования при этом не может быть большой.

### 2.1.2 Генерация третьей гармоники в газах

Генерация третьей гармоники возможна и в газах. Может показаться, что вследствие гораздо меньшей плотности атомов или молекул в газе по сравнению с жидкостями и твердыми телами кубическая нелинейная восприимчивость газовых сред должна быть гораздо меньше, чем кубические восприимчивости жидкостей и твердых тел, и что эффективность процесса генерации третьей гармоники в газах будет столь низкой, что этот процесс не будет иметь никакого практического значения. Как было показано Майлсом и Харрисом, это предположение на деле оказывается неверным. Дело в том, что величина  $\chi^{(3)}$  возрастает при резонансе. Гораздо более узкие линии переходов в газах позволяют получить гораздо большую нелинейность вблизи резонансов, особенно вблизи тех, которым соответствуют большие матричные элементы перехода. Кроме того, предельная допустимая интенсивность лазерного излучения в газах на несколько порядков выше, чем в конденсированных средах (в газах она превышает несколько гигаватт на квадратный сантиметр, а в твердых телах составляет несколько сотен мегаватт на квадратный сантиметр). В результате, хотя величина  $\chi^{(3)}$  мала, наведенная лазерным полем большой интенсивности нелинейная поляризация  $P_3$  может стать сравнимой с поляризацией  $P_2$ , которую наводит в твердом теле лазер умеренной интенсивности.

Возможность так называемой прямой (т.е. преобразование из основной частоты прямо в  $3\omega$ ) генерации третьей гармоники в газах была показана в работах Майлса и Харриса на примере паров натрия. Для получения высокой эффективности преобразования помимо резонансного

увеличения восприимчивости и достаточно высокой интенсивности волны накачки необходимо обеспечить выполнение условия коллинеарного фазового синхронизма  $n(\omega) = n(3\omega)$  для процесса генерации третьей гармоники. Поскольку газовая среда изотропна, обычный метод получения синхронизма, использующий двулучепреломление среды, здесь неприменим. Получается, что в газовой среде не всегда удастся выполнить условие фазового синхронизма для процесса генерации третьей гармоники и оптического смешения частот вообще. Однако, когда между частотами  $\omega$  и  $3\omega$  есть область аномальной дисперсии, можно добиться синхронизма, используя для компенсации разницы показателей преломления на частотах  $\omega$  и  $3\omega$  буферный газ. Когда частота  $\omega$  лежит ниже, а частота  $3\omega$  выше сильного перехода  $s \rightarrow p$  в спектре атома щелочного металла, то в чистых парах металла за счет аномальной дисперсии –  $n_n(\omega) > n_n(3\omega)$ . Если к среде примешивается инертный газ (например, ксенон) с нормальной дисперсией  $n_k(\omega) < n_k(3\omega)$ , то, подбирая его плотность, можно выполнить условие фазового синхронизма, если

$$n_n(\omega) + n_k(\omega) < n_n(3\omega) + n_k(3\omega).$$

Использование газовых сред для нелинейного оптического смешения имеет ряд важных преимуществ:

1. Можно легко получить однородную среду длиной более 10 см.
2. Поскольку среда изотропна, не существует проблемы сноса лучей. Следовательно, для увеличения эффективности преобразования можно использовать оптимальную фокусировку.
3. Помимо высокого порога наведения оптических неоднородностей, газовая среда обладает способностью самовосстановления. За исключением особых случаев, в среде не образуется постоянного заряда за счет лазерно-индуцированной ионизации и диссоциации.
4. Атомарные пары прозрачны для излучения почти на всех частотах, лежащих ниже уровня ионизации, за исключением ряда дискретных линий поглощения. Кроме того, эти пары являются единственной нелинейной средой, которую можно использовать в далеком ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах.

Газовая среда может показаться идеальной для генерации третьей гармоники, особенно в ультрафиолетовом диапазоне. Высокую эффективность преобразования, предположительно, можно было бы получить, используя лазер большой интенсивности и достаточно длинную газовую ячейку. К сожалению, есть множество факторов, которые зачастую ограничивают эффективность, поскольку они ограничивают допустимую интенсивность лазерного излучения:

1. Наличие линейного поглощения на частотах  $\omega$  и  $3\omega$  вызывает уменьшение эффективности. Резонансное возрастание  $\chi^{(3)}$  сопровождается одновременно ростом линейного поглощения, хотя в другой пропорции.

2. Двух- и многофотонное поглощение может играть важную роль в ограничении эффективности преобразования, когда используются лазерные пучки большой интенсивности.

3. Перераспределение населенностей вследствие поглощения излучения может приводить к фазовому рассогласованию процесса оптического смешения частот.

4. Фазовое рассогласование может также вызываться другими лазерно-индуцированными механизмами изменения показателя преломления.

5. Процесс оптического смешения может быть прерван наступлением лазерно-индуцированного пробоя среды.

Влияние всех этих факторов быстро возрастает по мере того, как  $\omega$  и  $3\omega$  приближаются к резонансу. Обычно ограничение накладывается третьим из перечисленных факторов, а пятый легко реализуется при использовании длинных лазерных импульсов.

Генерация третьей гармоники в газах экспериментально наблюдалась во многих работах. Так, например, при использовании 30 пикосекундных импульсов лазера на Nd:YAG мощностью 300 МВт, которые оптимальным образом фокусировались в пятно сечением  $10^{-3}$  см<sup>2</sup> в ячейку длиной 50 см со смесью Rb (3 Торр): Xe (2000 Торр), наблюдалась синхронная генерация третьей гармоники на длине волны 354,7 нм с коэффициентом преобразования 10%.

### 2.1.3 Генерация суммарных частот (ГСЧ)

Взаимодействие волн в нелинейной среде приводит к их смешению, в результате чего генерируются волны на суммарных и разностных частотах. Генерация суммарной частоты является одним из трех нелинейных оптических эффектов, открытых на заре нелинейной оптики. С развитием перестраиваемых лазеров этот процесс стал одним из наиболее полезных нелинейных оптических эффектов, поскольку он позволяет получить перестраиваемое по длине волны излучение в коротковолновом диапазоне.

В 1962 году Басс с сотрудниками впервые наблюдали генерацию суммарной частоты в оптическом диапазоне в кристалле триглицинсульфата. В их эксперименте в качестве источников исходных волн использовались два рубиновых лазера, длины волн генерации которых отстояли друг от друга на 1 нм. На выходе, как показал спектрограф, наблюдались три линии вблизи 347 нм, причем боковые линии были связаны с генерацией волн второй гармоники излучений накачки, а средняя линия была связана с генерацией суммарной частоты двумя лазерными пучками.

Физическая интерпретация явления генерации суммарной частоты заключается во взаимодействии волн с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , которые приводят к генерации нелинейную поляризацию  $P^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2)$  в кристалле. Поляризация, представляющая собой суперпозицию вкладов двух осциллирующих диполей, служит источником излучения на частоте  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ . В общем случае излучение суммарной частоты может происходить во всех направлениях. Поле излучения зависит от коррелированного по фазе пространственного распределения  $P^{(2)}(\omega_3)$ . Выбором геометрии эксперимента, а точнее, реализацией условия фазового синхронизма, можно создать направленное излучение с малой расходимостью. Для эффективной перекачки энергии из волн накачки на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в генерируемую в процессе сложения частот волну  $\omega_3$  должны одновременно быть выполнены условия сохранения энергии ( $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ) и импульса ( $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ ). Если длина взаимодействия волн  $l$  конечна, то достаточно потребовать выполнения условия сохранения импульса с неопределенностью порядка  $1/l$ . Поле излучения, таким образом, будет иметь ограниченный по амплитуде пик в направлении синхронизма с угловой шириной, соответствующей  $\Delta k \sim 1/l$ . Наличие поглощения в среде может ограничить длину взаимодействия и уширить пик фазового синхронизма. В общем случае генерация суммарной частоты в объеме среды (в условиях, когда этот процесс разрешен и выполнено условие фазового синхронизма) доминирует над вкладом поверхности. В отраженной же волне, вследствие отсутствия фазового синхронизма, заметным может оказаться вклад поверхностного слоя толщиной порядка  $\lambda/2\pi$ . Описанный выше подход позволяет представить качественную картину генерации суммарной частоты.

#### 2.1.4 Фазовый синхронизм при ГСЧ

Рассмотрим общий случай выполнения условий фазового синхронизма для ГСЧ на примере отрицательного одноосного кристалла. В отличие от ГВГ (пункт 1.1.3), будем оперировать поверхностями волновых векторов, конфигурация которых аналогична поверхностям показателей преломления в указанном кристалле. На рис. 2.1 показаны сечения поверхностей волновых векторов плоскостью  $XZ$ , когда ось  $Z$  параллельна оптической оси  $C$ . Пусть линейно-поляризованное излучение с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  распространяется в кристалле, как обыкновенные волны. Для реализации условия синхронизма в отрицательном кристалле суммарная волна  $\omega_3$  должна быть необыкновенной, т.е. линейно поляризованной, с вектором  $\mathbf{E}_3$  лежащим в плоскости, проведенной через ось  $C$  и векторы  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ , что называется *ооо*-взаимодействием (I типа).

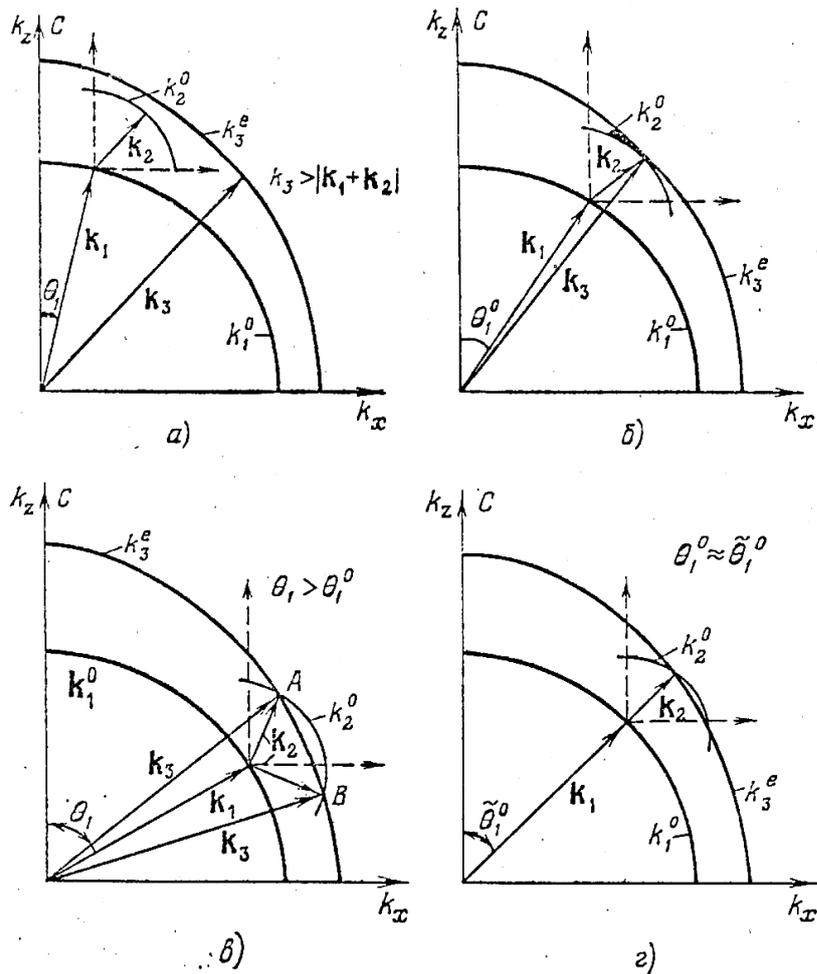


Рисунок 2.1 – Взаимное расположение поверхностей волновых векторов  $\mathbf{k}_i$  на частотах  $\omega_i$  при *ooe*-взаимодействии;  $C$  – оптическая ось кристалла. а) Синхронизм отсутствует при любом  $k_2$ , б) касательный синхронизм, в) критичный векторный синхронизм, г) одномерный критичный синхронизм

Представим поверхность волнового вектора  $\mathbf{k}_1$  в виде сферы и зафиксируем какое-либо направление. Взяв конец этого вектора за начало координат новой системы с осями, параллельными исходной системе, построим сферическую поверхность для вектора  $\mathbf{k}_2$ . В исходной системе координат поверхность вектора  $\mathbf{k}_3$  будет представлять собой эллипсоид вращения.

В зависимости от угла  $\theta_1$  возможны различные ситуации. Пока он достаточно мал (рис. 2.1а),  $k_3 > |k_1 + k_2|$  при любом направлении  $\mathbf{k}_2$  ввиду нормальной дисперсии в области прозрачности ( $n_{30} > n_{1,20}$ ). Однако вследствие искривления поверхности  $\mathbf{k}_3$  при достаточно большом  $\theta_1$  может наступить касание поверхностей  $\mathbf{k}_2$  и  $\mathbf{k}_3$  (случай рис. 2.1б), если, конечно, степень анизотропии достаточно велика. Для точки касания треугольник векторов  $\mathbf{k}_{1,2,3}$  замыкается, и условие  $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3$  выполняется. Этот случай называется некритичным или касательным синхронизмом. При дальнейшем

увеличении  $\theta_1$  касание сменяется пересечением в двух точках А и В (рис. 2.16). При такой геометрии волновых векторов говорят о критичном векторном синхронизме. Вблизи направления касательного синхронизма существует коллинеарный (одномерный) критичный синхронизм, показанный на рис. 2.12. В этом случае угол между оптической осью нелинейного кристалла и волновыми векторами взаимодействующих волн также называют углом фазового (волнового, пространственного) синхронизма.

В отрицательных кристаллах возможна реализация фазового синхронизма для взаимодействий типа *оee* и *eoe* (II тип), однако в этом случае поверхностями волновых векторов соответствующих необыкновенных лучей в диаграммах на рис. 2.1 будут уже не сферы, а эллипсоиды вращения.

Генерация суммарной частоты применяется для детектирования инфракрасного излучения, так как довольно часто ИК-детекторы оказываются дороги либо несовершенны. Например, в нелинейном оптическом кристалле ИК-сигнал с частотой  $\omega_2$  можно смешать со вспомогательным излучением видимого диапазона  $\omega_1$ , которое обычно называют накачкой, при этом волна на суммарной частоте  $\omega_3$  также принадлежит видимой области спектра. Она может быть отфильтрована от накачки и сигнала и зарегистрирована обычным фотоприемником, работающим в видимом спектральном диапазоне. При наложении некоторых, не очень жестких, ограничений на качество излучения накачки (расходимость, монохроматичность), излучение на суммарной частоте сохраняет информацию, заложенную в пространственно-угловой, спектральной и временной структуре сигнала. Таким образом, на основе этого эффекта возможно создание нелинейных оптических регистраторов ИК изображений, ИК-спектрометров и ИК фотохронографов с предельно возможными разрешениями лучших приборов видимой области спектра.

### 2.1.5 Генерация третьей гармоники с помощью ГСЧ

В современных твердотельных лазерных системах третью гармонику излучения получают при сложении в нелинейном оптическом кристалле остаточного после ГВГ основного излучения с собственной второй гармоникой, т.е. реализовывают генерацию суммарных частот (параметрическое преобразование частот вверх) вида:

$$\omega + 2\omega = 3\omega$$

В реальных лазерных системах лучи, выходящие из нелинейного удвоителя, с частотами  $\omega$  и  $2\omega$  поляризованы ортогонально. Поэтому для нелинейного кристалла, в котором будет осуществляться сложение частот для получения третьей гармоники, следует использовать взаимодействие

типа *ооо* либо *еое*. В данном случае будет осуществлен коллинеарный синхронизм по схеме, представленной на рис. 2.1г.

## 2.2 Вопросы для самоконтроля

1. Какой из членов поляризации среды отвечает за процессы генерации третьей гармоники и суммарных частот?
2. В чем различие условия фазового синхронизма при генерации второй гармоники и суммарных частот?
3. С чем связана технологическая проблема генерации третьей гармоники в кристаллических телах?
4. Какие виды синхронизма возможны при ооо-взаимодействии в случае получения третьей гармоники за счет генерации суммарных частот?
5. Где применяется генерация суммарных частот?

## 2.3 Практическая часть

1. По указанию преподавателя включить лазерный комплекс и настроить оборудование на генерацию третьей гармоники в частотном режиме (10 Гц) согласно краткому руководству, приведенному в главе 5.

2. Расположить на пути лазерного луча с помощью фильтродержателя светофильтр, который бы снижал энергию до значений в пределах 50 – 100 мДж, исходя из паспортных данных энергии выходного излучения третьей гармоники. Выбор светофильтра необходимо осуществить с помощью каталога оптического стекла, а потом измерить пропускание светофильтра на нужной длине волны с помощью спектрофотометра СФ-56, согласно инструкции и/или указаниям преподавателя.

3. После светофильтра установить измеритель энергии PE50BF-C + Nova. Включить прибор и настроить на измерение энергии на длине волны 355 нм, согласно инструкции и/или указаниям преподавателя.

4. Измерить энергию излучения третьей гармоники для не менее 30 лазерных импульсов.

5. Повторить пункты 1-4 для измерения выходной энергии для второй гармоники и основной частоты. Завершив измерения, выключить лазерный комплекс.

6. Полученные экспериментальные данные внести в таблицу 2.1.

Таблица 2.1 – Экспериментальные данные к лабораторной работе №2

$\lambda$	$E_{\text{ср}}$	n	$\sigma$	$T_{\text{сф}}$
нм	мДж	шт.	мДж	%
1064				
532				
355				

$E_{\text{ср}} \{Avg\}$  – среднее значение измеренной энергии, согласно измерителю Nova;

$n$  {POINTS} – количество измерений энергии, согласно измерителю Nova;

$\sigma$  {Std Dev} – среднеквадратичное отклонение, согласно измерителю Nova;

$T_{сф}$  – коэффициент пропускания светофильтра на указанной длине волны, измеренный на спектрофотометре СФ-56.

7. Провести расчет коэффициентов преобразования излучения основной частоты во вторую и третью гармоники, установить доверительные интервалы полученных величин. В отчете должны быть представлены все формулы и математические выкладки в ходе расчета. Полученные данные представить по форме таблицы 2.2.

Таблица 2.2 – Обработка данных, полученных в лабораторной работе

$\lambda$	$E_{ср}$	$n$	$\sigma$	$T_{сф}$	$E_{пасп}$	$\eta_{пасп}$	$E_{эксп}$	$t(n)$	$\Delta E$	$\eta_{эксп}$	$\Delta\eta_{эксп}$
Нм	мДж	шт.	мДж	%	мДж	%	мДж		мДж	%	%
1064											
532											
355											

$E_{пасп}$  – значение энергии импульса лазерного излучения, согласно паспортным данным;

$\eta_{пасп}$  – коэффициент преобразования излучения в гармонику, исходя из паспортных данных;

$E_{эксп}$  – среднее значение энергии импульса лазерного излучения с учетом пропускания светофильтра;

$t(n)$  – коэффициент Стьюдента при доверительной вероятности  $\alpha = 0,95$ ;

$\Delta E$  – доверительный интервал энергии импульса лазерного излучения, рассчитанный как случайная погрешность многократных измерений;

$\eta_{эксп}$  – коэффициент преобразования излучения основной частоты в гармонику, рассчитанный на основе экспериментальных данных;

$\Delta\eta_{эксп}$  – доверительный интервал коэффициента преобразования излучения основной частоты в гармонику, рассчитанный как погрешность при косвенных измерениях.

8. На основе полученных данных провести сравнительный анализ экспериментальных и паспортных данных, и дать их толкование.

## **3 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА»**

### **3.1 Теоретические сведения**

Трехволновое взаимодействие, рассмотренное в двух предыдущих разделах, сопровождается передачей энергии от двух волн с меньшими частотами к волне суммарной частоты. Возможен и обратный процесс за счет генерации разностной частоты, которая может происходить и при наличии лишь одного излучения накачки на суммарной частоте. Такой процесс получил название параметрического преобразования. Параметрическое усиление и генерация в радио- и микроволновом диапазонах были исследованы еще до появления лазеров. Ожидалось, что этот процесс должен иметь место и в оптическом диапазоне, и он был действительно экспериментально реализован в 1965 г. С тех пор параметрическое усиление и генерация приобрели большое значение, поскольку позволяют создать перестраиваемые в широком диапазоне источники когерентного ИК излучения, принцип действия которых основан на управляемом расщеплении частоты накачки.

Несмотря на то, что отличительной особенностью лазера является монохроматичность излучения, в современных лазерных системах можно осуществлять плавную перестройку длины волны излучения в достаточно широком спектральном диапазоне. Различные методы реализации такой возможности позволяют выделить три типа лазерных систем. К первому типу относятся лазеры, в которых осуществляется целенаправленное изменение энергии, а, следовательно, и длины волны рабочего перехода в результате внешних воздействий. Примером могут служить полупроводниковые лазеры, длина волны излучения которых меняется под действием внешнего электрического поля, а также за счет изменения температуры или давления. Ко второму типу – лазеры с широкой линией рабочего перехода, в пределах которой осуществляется перестройка длины волны. В качестве активной среды таких лазеров применяют растворы красителей, сжатые газы или ионные кристаллы на центрах окраски, а в резонатор вводят дисперсионный элемент (призму или дифракционную решетку) для выбора нужной длины волны. К третьему типу относятся параметрические генераторы света (ПГС). Перестройка частоты осуществляется в нелинейно-оптическом кристалле на основе параметрического взаимодействия световых волн.

В основе этого явления лежит разложение мощного излучения, проходящего через нелинейный кристалл, на две световых волны. Идея и терминология, определяющая этот эффект, родилась изначально при

рассмотрении параметрического возбуждения и усиления электромагнитных колебаний в радиочастотном диапазоне.

### 3.1.1 Радиочастотные параметрические генераторы и усилители

Параметрические генераторы радиодиапазона представляют собой резонансную колебательную систему, в которой один из энергоёмких (реактивных) параметров  $L$  или  $C$  зависит от приложенного напряжения или протекающего тока.

Рассмотрим принцип параметрического усиления и генерации на примере простейшей системы — колебательного контура, состоящего из постоянных сопротивления  $R$ , индуктивности  $L$  и ёмкости  $C$ , которая периодически изменяется во времени. Собственная частота  $\omega_0$  такой колебательной системы определяется как:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}.$$

При модуляции ёмкости происходит обмен энергией между источником сигнала и энергоёмким параметрическим элементом. Наглядным примером обмена энергией при изменении ёмкости является хорошо известная модель с механическим раздвижением пластин заряженного конденсатора (рис. 3.1).

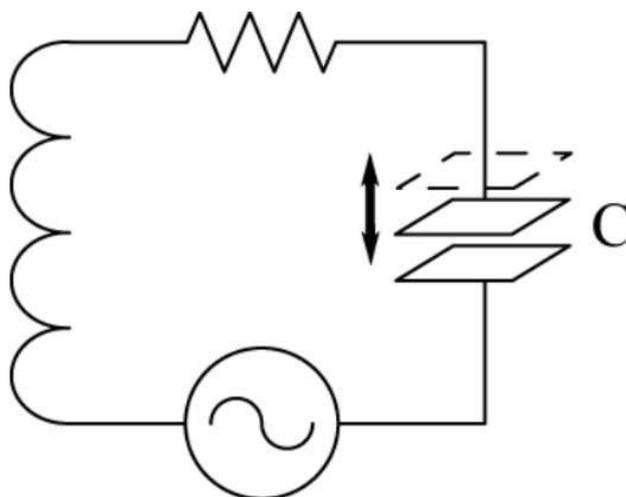


Рисунок 3.1 – Колебательный контур, ёмкость которого периодически меняется во времени (раздвигаются обкладки конденсатора)

Пондеромоторная сила (нелинейная сила, действующая на заряженную частицу в неоднородном осциллирующем электромагнитном поле) электрического поля конденсатора стремится сблизить пластины (независимо от полярности напряжения); следовательно, для их раздвижения, т.е. для уменьшения ёмкости, необходимо произвести работу, которая увеличивает запас энергии конденсатора. При сближении пластин,

наоборот, часть энергии поля конденсатора преобразуется в механическую энергию.

Проследим, как изменяется электростатическая энергия  $W$ , запасенная в конденсаторе, при изменении его емкости. В случае, когда колебательный контур находится в резонансе, заряд  $q$  на обкладках конденсатора изменяется по закону:

$$q = q_0 \sin \omega_0 t = CQE_0 \sin \omega_0 t,$$

где  $E_0$  – амплитуда сигнала,  $Q$  – добротность контура. При этом электростатическая энергия  $W$ , запасаемая в конденсаторе, будет изменяться со временем с частотой, равной удвоенной частоте сигнала.

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q_0^2}{4C} (1 - \cos 2\omega_0 t)$$

Если в момент, когда  $q = q_0$ , раздвинуть пластины конденсатора, то есть изменить скачком ёмкость конденсатора  $C$  на величину  $\Delta C$ , то заряд  $q$  не успеет измениться, а энергия  $W$  изменится на величину (если  $\Delta C/C \ll 1$ ):

$$\Delta W = -\frac{W\Delta C}{C}.$$

Из этого можно сделать вывод, что для увеличения энергии в контуре необходимо периодически менять емкость конденсатора с определённой фазой и с частотой  $\omega_H = 2\omega_0$ . То есть если уменьшать ёмкость в моменты, когда  $q$  максимально, а возвращать величину емкости к исходному значению при  $q = 0$ , то устройство, изменяющее емкость конденсатора  $C$ , как бы «накачивает энергию» в контур дважды за период колебаний. В простейшем одноконтурном параметрическом усилителе в качестве устройства, изменяющего емкость колебательной системы, обычно применяется полупроводниковый параметрический диод, ёмкость которого зависит от величины приложенного к нему гармонического напряжения генератора накачки.

Коэффициент усиления по мощности можно оценить:

$$K = \frac{1}{1 - Q \frac{m}{2}},$$

где  $m = (C_{\max} - C_{\min}) / (C_{\max} + C_{\min})$  называется глубиной изменения ёмкости. При  $Q(m/2) \rightarrow 1$  коэффициент усиления неограниченно растет, при  $Q(m/2) > 1$  система превращается в параметрический генератор. Основным недостатком одноконтурного параметрического усилителя – зависимость  $K$  от соотношения между фазами усиливаемого сигнала и сигнала накачки.

Этого недостатка нет у параметрических усилителей, содержащих два контура и больше. Принципиальная схема двухконтурного усилителя представлена на рисунке 3.2.

Двухчастотный параметрический усилитель состоит из двух контуров (сигнального и холостого), а также из нелинейной емкости  $C_{НЛ}$  и генератора накачки. Сигнальный контур образуют элементы  $L_1, C_1, G_{Н1}$ , а элементы  $L_2,$

$C_2, G_{H2}$  формируют холостой контур. Периодические изменения величины нелинейной емкости  $C_{НЛ}$  достигаются прикладыванием к ней управляющего напряжения накачки  $E_H$ .

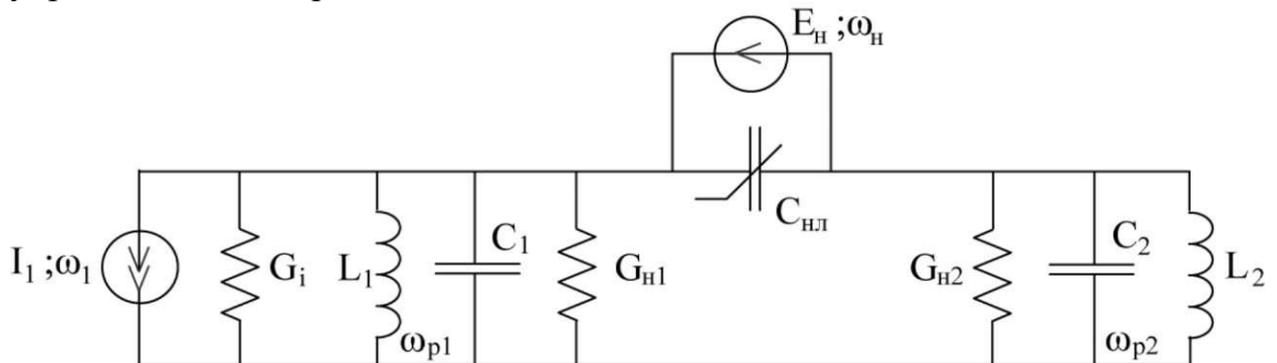


Рисунок 3.2 – Эквивалентная схема двухчастотного параметрического усилителя

Сигнальный контур настраивается на резонансную частоту  $\omega_{p1}$ , равную частоте усиливаемого сигнала, представленного на рис. 3.2 в виде генератора тока  $I_1$ . Холостой контур при этом настраивается на резонансную частоту  $\omega_{p2}$ , сильно отличающуюся от  $\omega_{p1}$ . На резонансные частоты сигнального и холостого контура необходимо наложить условия, при выполнении которых на сигнальном контуре будет существовать лишь сигнал частоты  $\omega_1$ , а на вспомогательном контуре — частоты  $\omega_2$ . Для этого при выборе частоты  $\omega_{p2}$  необходимо, чтобы частота сигнала  $\omega_1$  находилась вне полосы пропускания вспомогательного (холостого) контура. С другой стороны, комбинационная частота  $\omega_2$  должна находиться вне рабочей полосы сигнального контура.

В зависимости от того, как настроен холостой контур, данная схема может являться регенеративным или нерегенеративным усилителем. Если холостой контур настроен на частоту  $\omega_2 = \omega_H - \omega_1$ , то энергия накачки расходуется на усиление колебаний в обоих контурах. Такой усилитель называется регенеративным. При  $\omega_2 = \omega_H + \omega_1$  вся энергия накачки и энергия, накопленная в сигнальном контуре, переходят в энергию колебаний суммарной частоты  $\omega_H + \omega_1$ . Такой параметрический усилитель называется нерегенеративным усилителем-преобразователем.

Описанные принципы работы параметрических генераторов и усилителей радиодиапазона используются и для возбуждения колебаний оптического диапазона. Однако следует отметить существенные отличия нелинейных явлений в оптическом диапазоне по сравнению с радиодиапазоном. Так, например:

- интуитивно ясно, что в радиодиапазоне обмен энергией между разными частотами происходит на «уровне токов», а при параметрической генерации производится перестройка частоты тока источника накачки  $\omega_H$  в токи заданных частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Это, естественно, происходит в

соответствующей двухконтурной схеме посредством изменения одного из реактивных элементов схемы. В оптическом же диапазоне происходит параметрическое взаимодействие самих световых волн, распространяющихся в нелинейной среде;

- в случае радиодиапазона понятие «нелинейная среда» отсутствует, и для наблюдения нелинейных явлений используют полупроводниковые приборы, электронные лампы или другие устройства, обладающие нелинейностью характеристик, тогда как в оптическом диапазоне нелинейно-оптические явления происходят непосредственно в нелинейных средах;

- в радиодиапазоне также нет аналогов нелинейных явлений, возникающих в оптическом диапазоне в результате квантовых свойств излучения.

### 3.1.2 Параметрическая генерация света (ПГС)

Параметрическую генерацию света в нелинейных кристаллах можно рассматривать как процесс, обратный генерации суммарных частот. Он заключается в преобразовании энергии волны накачки в две волны с меньшими частотами, которые в сумме равны частоте накачки. Эти волны называют сигнальной и холостой волнами, заимствуя терминологию из радиофизики.

В корпускулярном представлении явление параметрической генерации света можно описать, как процесс исчезновения фотона с  $\omega_3$  с образованием двух фотонов с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . При этом полная энергия и импульс сохраняются, т.е. должно выполняться условие так называемого фазового синхронизма:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$$

$$k_3 = k_1 + k_2$$

Это условие нельзя удовлетворить для изотропных кристаллов в области нормальной дисперсии даже в случае векторного фазового синхронизма, когда волновые вектора имеют различные направления. Однако в анизотропных кристаллах условие фазового синхронизма можно удовлетворить между обыкновенной и необыкновенной волнами. В общем случае синхронизм может осуществляться при четырех типах взаимодействия, где индексам «о» и «е» при волновых векторах соответствуют обыкновенный и необыкновенный лучи. Для кристалла ВВО ( $\beta$ -бората бария), который будет исследоваться в работе, синхронизм можно реализовать при взаимодействии типа *еое*:

$$k_3^e = k_1^o + k_2^e$$

Также различают скалярный и векторный синхронизм. Если направления излучения накачки, сигнальной и холостой волн являются коллинеарными, то говорят о скалярном (коллинеарном) варианте фазового

синхронизма. В случае неколлинеарности взаимодействующих волн используют понятие векторного фазового синхронизма.

Для описания процесса параметрической генерации света рассмотрим интенсивную световую волну с частотой  $\omega_p$  (pump – волна накачки) и слабую волну с частотой  $\omega_i$  (idler – холостая волна), которые распространяются в нелинейном кристалле (волна параметрического шума, или тепловой флуктуации). В результате нелинейной поляризации среды волна с частотой  $\omega_p$  образует биения с волной, имеющей частоту  $\omega_i$ , что приводит к возникновению компоненты поляризации с частотой  $\omega_s = \omega_p - \omega_i$  (signal – сигнальная волна). При выполнении условия фазового синхронизма интенсивность световой волны с частотой  $\omega_s$  будет возрастать по мере своего прохождения через кристалл. В дальнейшем между волнами с частотой  $\omega_s$  и  $\omega_p$  также возникают биения, которые приводят к появлению компоненты поляризации с частотой  $\omega_i = \omega_p - \omega_s$ . Эта поляризация вызовет нарастание волны  $\omega_i$ . Следовательно, от волны с частотой  $\omega_p$  энергия будет передаваться волнам с частотами  $\omega_s$  и  $\omega_i$ .

### 3.1.3 Параметрическая люминесценция и генерация света

Несмотря на то, что физические аспекты ПГС в значительной степени аналогичны таковым в обычных лазерах, есть принципиальные отличия, связанные с пространственно-частотными зависимостями параметрической люминесценции. Кроме того, если в лазерной физике открытие спонтанного (люминесценции в активной среде) и вынужденного (усиление света в среде с инверсией населенностей) излучения предшествовало созданию самих лазеров, то в истории параметрических генераторов света последовательность была несколько иной. Принципы ПГС были предложены в 1962 г., параметрическое усиление и параметрическая генерация были получены в 1965 г., а параметрическая люминесценция (спонтанное параметрическое рассеяние света) была открыта много позже, в 1967 г.

До запуска первого ПГС ряд исследователей в США (Ванг и Рейсетт) и в СССР (С.А. Ахманов с сотрудниками) в 1965 г. одновременно и независимо сообщили о первых наблюдениях параметрического усиления света в квадратично-нелинейных средах. В частности, Вангом наблюдалось параметрическое усиление сигнальной волны ( $\omega_s$ ) излучения гелий-неонового лазера (632.8 нм) в кристалле дигидрофосфата аммония (2<sup>nd</sup> ADP) при его накачке второй гармоникой (347 нм) рубинового лазера (694 нм). При этом было обнаружено излучение на холостой частоте ( $\omega_i$ ) с длиной волны 767.6 нм (рис. 3.3). Усиление в нелинейном элементе длиной 8 см составило 0,7 дБ, т.е. 17,6 % на один проход; по-видимому, этого малого усиления было бы явно недостаточно для возбуждения параметрической генерации (если поместить этот кристалл в резонатор). В

экспериментах С.А. Ахманова с сотрудниками было зарегистрировано усиление порядка 2.5 на один проход.

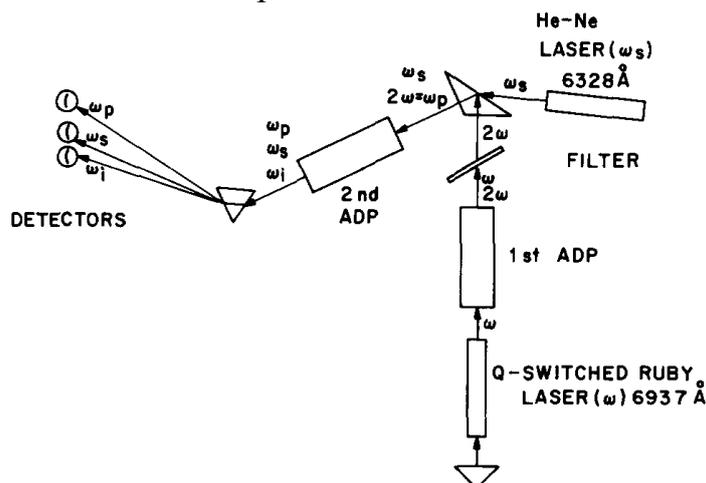


Fig. 1. Schematic of the experimental arrangement.

Рисунок 3.3 – Оптическая схема эксперимента, опубликованная в статье «Measurement of parametric gain accompanying optical difference frequency generation» в журнале «Applied Physics Letters» в 1965 году (том 6, номер 8, стр. 169)

В эксперименте по параметрическому усилению света Ванга и Рейсетта использовались интенсивный световой пучок накачки на частоте  $\omega_p$ , а также слабый пучок излучения с частотой  $\omega_s$ . Однако для параметрической генерации света нет необходимости вводить дополнительно слабый пучок излучения с частотой  $\omega_s$  от внешнего источника, поскольку излучение на частоте  $\omega_s$  генерируется внутри кристалла из-за всегда присутствующего так называемого параметрического шума или тепловых флуктуаций. Использование многопроходовой схемы оптического резонатора при соблюдении условий фазового синхронизма для желаемых частот  $\omega_s$  и позволяет из этого шума выделить и усилить излучение именно этих частот. Эти излучения будут обладать всеми характеристиками, присущими лазерному излучению. Более того, если коэффициент усиления, обусловленный параметрическим эффектом, достаточно велик, то можно обойтись и вообще без оптического резонатора, а интенсивное излучение на частотах  $\omega_s$  и  $\omega_i$ , происходящее от параметрического шума, можно получить за один проход через кристалл. Условием самовозбуждения параметрической генерации в резонаторной схеме является преобладание параметрического усиления над пассивными и излучательными потерями в резонаторе, что совпадает с аналогичным условием в теории традиционных лазеров.

Для повышения КПД при параметрическом усилении можно использовать оптический резонатор. При этом может возникнуть параметрическая генерация. Тот факт, что можно получить

перестраиваемое излучение на выходе при неизменном излучении на входе, делает параметрический генератор с практической точки зрения более полезным устройством, чем параметрический усилитель.

Параметрическая генерация света, как уже указывалось, была впервые реализована экспериментально в 1965 г. Рассмотрим оптическую схему, предложенную американцами Джормэйном и Миллером (рис. 3.4). Этот ПГС был создан на нелинейном элементе из ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ , crystal 2). На его торцы были нанесены отражающие интерференционные покрытия (dielectric coatings), что позволило реализовать высокодобротный интерферометр Фабри-Перо. В качестве источника излучения использовался лазер на вольфрамате кальция с неодимом ( $\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{3+}$ ) с длиной волны  $\lambda_0 = 1058$  нм. С помощью нелинейного кристалла ( $\text{LiNbO}_3$ , crystal 1) излучение задающего генератора преобразовывалось во вторую гармонику ( $\lambda_p = 529$  нм), которая являлась волной накачки  $\omega_p$ . Авторы наблюдали перестройку генерации в диапазоне 0.97–1.04 мкм для сигнальной волны ( $\omega_s$ ) и 1.1–1.15 мкм для холостой ( $\omega_i$ ) при соответствующем изменении температуры ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ , crystal 2), осуществляя так называемую температурную перестройку.

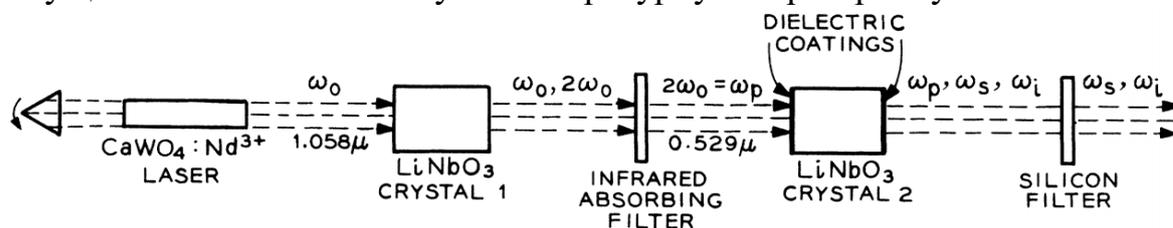


FIG. 1. Optical parametric oscillator apparatus.  $\omega_p$ ,  $\omega_s$ , and  $\omega_i$  are the pump, signal, and idler frequencies, respectively.

Рисунок 3.4 – Оптическая схема ПГС, предложенная Джормэйном и Миллером в статье «Tunable coherent parametric oscillation in  $\text{LiNbO}_3$  at optical frequencies», опубликованной в журнале «Physical Review Letters» в 1965 году (том 14, номер 24, стр. 973)

### 3.1.4 Одно- и двухрезонаторные схемы ПГС

На практике различают одно- и двухрезонаторные схемы параметрической генерации света. Если резонатор высокодобротен на холостой и сигнальной частотах, то говорят о двухрезонаторном параметрическом генераторе света (ДПГС). Если же добротность резонатора высока только на одной из двух частот, а на другой частоте резонатор фактически отсутствует, то говорят об однорезонаторном параметрическом генераторе (ОПГС).

Важность резонатора заключается в том, что именно с его помощью осуществляется селекция сигнальной  $\omega_s$  и холостой волн  $\omega_x$ , в которые перекачивается накачка  $\omega_H$ . Число пар волн, сумма частот которых равна  $\omega_H$ , бесконечно. Однако генерироваться будет та пара, для которой

осуществляется фазовый синхронизм, в том числе и для волны накачки, направление синхронизма совпадает с осью резонатора.

В 1962 г. была предложена схема двухрезонаторной параметрической генерации света, использующая явление параметрического шума (рис. 3.5). Эта схема работает на основе принципа векторного синхронизма, который является достаточно сложным для юстировки. Как видно из рисунка, оптическая схема имеет два резонатора, образованных двумя парами зеркал: для волны  $\omega_s$  и для волны  $\omega_i$ . Перестройка частоты осуществляется синхронным вращением пар зеркал навстречу друг другу в соответствии с условиями векторного синхронизма.

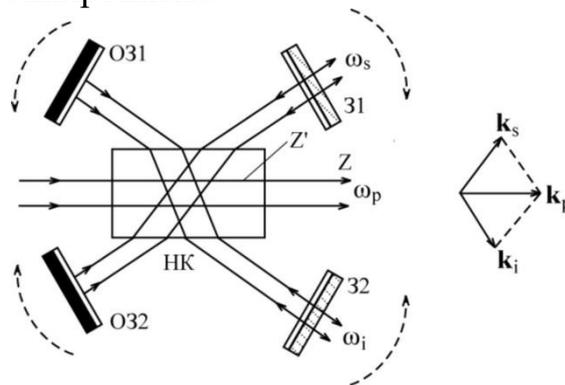


Рисунок 3.5 – Схема двухрезонаторной ПГС: ОЗ1 – зеркало, полностью отражающее излучение на частоте  $\omega_i$ ; ОЗ2 – зеркало, полностью отражающее излучение на частоте  $\omega_s$ ; НК – нелинейный кристалл; 31 и 32 – выходные зеркала резонаторов; Z' – оптическая ось нелинейного кристалла

Коллинеарный вариант предыдущей схемы представлен на рис. 3.6а. В данной схеме нелинейный кристалл помещается между двумя дихроичными зеркалами, которые работают на явлении многолучевой интерференции в тонких диэлектрических плёнках и накачивается соответствующим сфокусированным пучком накачки с частотой  $\omega_H$ . В зависимости от пропускания дихроичных зеркал резонатора на сигнальной и холостой длинах волн различают двухрезонаторные и однорезонаторные схемы ПГС в коллинеарных пучках (рис. 3.6).

Если зеркало ДЗ1 отражает полностью частоты  $\omega_i$  и  $\omega_s$  и свободно пропускает частоту  $\omega_p$ , а зеркало ДЗ2 также пропускает частоту  $\omega_p$ , и частично отражает  $\omega_i$  и  $\omega_s$ , то эта схема является двухрезонаторным параметрическим генератором света (рис. 3.6а). Если же сделать зеркала ДЗ1 и ДЗ2 оптического резонатора прозрачными для частоты  $\omega_i$ , то схема станет однорезонаторной (рис. 3.6б).

Порог накачки на два порядка больше для однорезонаторной схемы по сравнению с двухрезонаторной ПГС. Но в то же время это позволяет получать высокую стабильность генерируемых волн, в частности сигнальной.

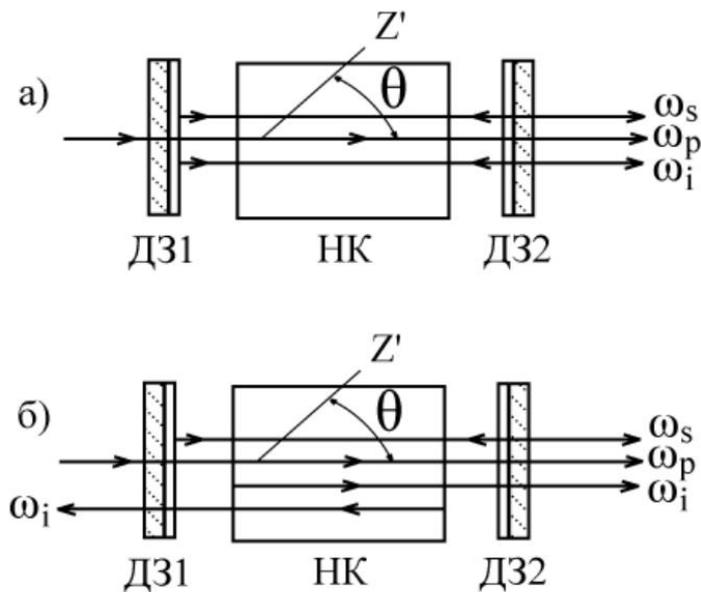


Рисунок 3.6 – Коллинеарные схемы ПГС: а – двухрезонаторная схема; б – однорезонаторная схема. НК – нелинейный кристалл; ДЗ1 и ДЗ2 – дихроичные зеркала;  $Z'$  - оптическая ось нелинейного кристалла;  $\theta$  – угол синхронизма

Порог накачки двухрезонаторного ПГС можно снизить в несколько раз за счет введения возвратного зеркала для волны накачки, которая будет отражаться обратно в резонатор. При этом необходимо специально подбирать фазу отраженной волны накачки, в противном случае на обратном проходе вместо параметрического усиления может происходить перекачка энергии из параметрических волн в волну накачки (регенерация волны накачки). Возвращение волны накачки в резонатор позволяет осуществлять параметрическое взаимодействие как на прямом, так и на обратном проходах.

### 3.1.5 Перестройка частоты при ПГС

При реализации устройств ПГС главная задача заключается в создании схемы генератора, которая позволяет перестраивать волны излучения в широком спектральном диапазоне. Выше отмечалось, что в параметрической генерации света генерируются именно те волны (те частоты), для которых направление синхронизма совпадает с осью резонатора. Таким образом, меняя дисперсионные свойства (воздействуя на оптическую ось) кристалла, можно добиться плавной перестройки генерируемого излучения.

Для коллинеарных схем ПГС можно выделить четыре способа перестройки частоты в порядке популярности их реализации в реальных системах:

1) Угловая перестройка за счет поворота кристалла (его оптической оси) относительно луча накачки, который соответствует направлению оси резонатора. Данный метод является самым простым по реализации, а также позволяет получать сравнительную быстроту перестройки, по сравнению с нижеследующими.

2) Температурная перестройка за счет нагрева кристалла. Нагрев приводит к изменению угла синхронизма, так как показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей зависят от температуры. Этот метод применим при  $90^\circ$  синхронизме, т.е. когда угол двулучепреломления равен нулю, и соответственно используется в кристаллах с резкой зависимостью угла синхронизма от температуры: ADP ( $\lambda_p = 266$  нм), LiNbO<sub>3</sub> ( $\lambda_p = 530$  нм), Ba<sub>2</sub>NaNb<sub>5</sub>O<sub>15</sub> ( $\lambda_p = 530$  нм), KNbO<sub>3</sub> ( $\lambda_p = 532$  нм), а также в кристаллах DKDP ( $\lambda_p = 266$  нм).

3) Электрооптическая перестройка осуществляется при приложении внешнего электрического поля к кристаллу, которое вызывает изменение оптической индикатрисы. Следует отметить, что данный процесс малоэффективен, поэтому используется только для стабилизации длины волны генерации или для высокочастотной модуляции излучения ПГС.

4) Перестройка за счет изменения частоты волны накачки  $\omega_p$ . Очевидно, что в данном случае сам лазер накачки должен быть перестраиваемым.

### 3.2 Вопросы для самоконтроля

1. В чем заключаются сходства и различия параметрического усиления электрических колебаний и оптического параметрического усиления?

2. Какие основные принципы работы параметрического генератора света?

3. Чем отличаются между собой процессы параметрической люминесценции, параметрического усиления и параметрической генерации?

4. Какие достоинства и недостатки существуют у однорезонаторных и двухрезонаторных систем параметрической генерации света?

5. Как осуществляется перестройка частоты при параметрической генерации?

### 3.3 Практическая часть

1. По указанию преподавателя включить лазерный комплекс и настроить оборудование на параметрическую генерацию света согласно краткому руководству, приведенному в главе 5.

2. Установить длину волны ПГС, указанную преподавателем, используя микровинт (позиция 20 на рис. 5.8) и данные на рис. 5.12 и 5.13.

3. Расположить экран максимально далеко от ПГС так, чтобы можно было измерить диаметр выходного пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Для ослабления выходного излучения можно использовать светофильтр.

4. Передвинуть экран максимально близко к выходному отверстию ПГС и вновь измерить диаметр пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Завершив измерения, выключить лазерный комплекс.

5. Полученные экспериментальные данные внести в таблицу 3.1.

6. Провести расчет расходимости параметрического излучения в горизонтальной и вертикальной плоскостях, установить доверительные интервалы полученных величин. В отчете должны быть представлены все формулы и математические выкладки в ходе расчета. Полученные данные представить по форме таблицы 3.2.

Таблица 3.1 – Экспериментальные данные к лабораторной работе №3

$\lambda = \underline{\hspace{2cm}}$ нм		Положение микрометрического винта _____ мм	
		<b>H</b>	<b>V</b>
<b>d</b>	мм		
<b>D</b>	мм		
<b>L</b>	мм		

H и V – данные для горизонтальной и вертикальной расходимости;  
D и d – диаметры лазерного пятна на разных дистанциях от выходного окна ПГС;

L – расстояние между двумя положениями экрана.

Таблица 3.2 – Расчетные данные к лабораторной работе №3

$\lambda = \underline{\hspace{2cm}}$ нм		Положение микрометрического винта _____ мм	
		<b>H</b>	<b>V</b>
<b>d</b>	мм		
<b>D</b>	мм		
<b>L</b>	мм		
$\theta_{\text{пасп}}$	мрад		
$\theta_{\text{эксп}}$	мрад		
$\Delta\theta_{\text{эксп}}$	мрад		

$\theta_{\text{пасп}}$  – расходимость излучения, согласно паспортным данным;

$\theta_{\text{эксп}}$  – расходимость излучения, рассчитанная на основе экспериментальных данных;

$\Delta\theta_{\text{эксп}}$  – доверительный интервал расходимости излучения, рассчитанный как погрешность косвенных измерений.

7. На основе полученных данных следует провести сравнительный анализ экспериментальных и паспортных данных, и дать их толкование.

## **4 ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ**

### **4.1 Теоретические сведения**

Проблемы, связанные с взаимодействием волн, рассмотренные в предыдущих главах, конечно, не ограничиваются электромагнитными волнами. Проведенный анализ можно обобщить, включив в рассмотрение, наряду с электромагнитными волнами, волны другой природы, что позволяет нам представить себе множество новых нелинейно-оптических эффектов. Так, вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) можно представить на классическом языке как процесс параметрической генерации, когда одна из электромагнитных волн заменена волной возбуждения среды. Более строгим, конечно, будет квантово-механическое описание возбуждения среды. В этом случае процесс ВКР является вынужденным двухфотонным процессом, развивающимся от уровня спонтанного комбинационного рассеяния.

В общем случае рассеяние света – это оптическое явление, заключающееся в том, что взаимодействие среды со световым пучком приводит к появлению электромагнитного излучения того же или иного спектрального состава в направлениях, отличающихся от первоначального. Это определение подходит и для фотолюминесценции, но фотолюминесценцию обычно связывают с поглощением падающего светового кванта и последующим излучением другого светового кванта, соответствующего оптическому переходу между реальными электронными уровнями системы. Рассеяние же имеет место и в том случае, когда световой квант попадает в область оптической прозрачности среды и не может перевести систему на более высоко лежащий реальный уровень. Спектрально рассеяние "привязано" к возбуждающей линии, тогда как люминесценция, как уже говорилось, определяется собственными уровнями энергии системы.

#### **4.1.1 Исторические предпосылки**

Рассеяние света без изменения длины волны, так называемое упругое или когерентное рассеяние, открыто в 1871 году Джоном Уильямом Стреттом (1842–1919), более известным как лорд Рэлей, и называется рэлеевским. Сам будущий нобелевский лауреат полагал, что молекулярной структуры газа уже достаточно для объяснения рассеяния света. Однако позднее было показано, что необходимым условием является наличие в среде объектов, меньших по размеру чем длина волны излучения.

Спустя чуть больше полувека было показано, что в спектре рассеянного света могут наблюдаться и другие спектральные линии, которые расположены симметрично с низкочастотной (стоксова

компонента) и высокочастотной сторон (антистоксова компонента) относительно частоты падающего излучения. Системы этих дополнительных линий различны для различных веществ, и, таким образом, разности частот первичной световой волны и дополнительных линий характеризуют частоты собственных резонансов среды.

Это явление, обнаруженное в 1928 году независимо Ч.В. Раманом и К.С. Кришнаном в Индии и Л.И. Мандельштамом и Г.С. Ландсбергом в Советском Союзе, называется комбинационным рассеянием света (КРС) в отечественной литературе, или эффектом Рамана в иностранной. Однако несколько известных физиков теоретически предсказывали возможность комбинационного рассеяния ещё до его экспериментального обнаружения. Первым комбинационное рассеяние света предсказал А. Смекал в 1923 г., затем последовали теоретические работы Крамерса, Гейзенберга, Дирака, Шрёдингера и других.

Мандельштам и Ландсберг, начиная с 1926 г., развернули экспериментальное изучение молекулярного рассеяния света в кристаллах и, в частности, стремились обнаружить предсказанное Мандельштамом еще в 1918 г. расщепление линии рэлеевского рассеяния, обусловленное рассеянием на тепловых акустических волнах. Это явление в дальнейшем было названо эффектом Мандельштама-Бриллюэна. В ходе соответствующего исследования Мандельштам и Ландсберг получили уже определенные позитивные результаты, когда неожиданно для себя 21 февраля 1928 обнаружили комбинационное рассеяние света в кварце – появление в спектре рассеянного света сателлитов с изменением частоты, на три порядка превосходящее ожидаемое для эффекта Мандельштама-Бриллюэна. Дело в том, что исследователи искали модуляцию рассеянного света акустической ветвью частот, а зарегистрировали модуляцию рассеянного света оптической ветвью частот. О своем открытии они сообщили на коллоквиуме в МГУ 27 апреля 1928 г., после чего в начале мая 1928 направили краткие сообщения в советский и немецкий журналы.

Работы по исследованию рассеяния света в жидкостях начались в Университете Калькутты в 1921 году. Раман и его студент Кришнан, основываясь, по существу дела, на аналогии с эффектом Комптона, предположили, что при рассеянии света будет возникать также какая-то составляющая с более низкой частотой. Для проверки своей гипотезы они наблюдали с помощью светофильтров рассеяние солнечного света в ряде жидкостей и паров. Линии спектра нового излучения были в первый раз зарегистрированы индийцами 28 февраля 1928 года. И уже через неделю краткое сообщение направлено в журнал Nature.

В целом физики не сразу поняли, что открытое Ландсбергом и Мандельштамом комбинационное рассеяние света в кристаллах есть то же самое явление, что и открытый Раманом эффект в жидкостях и парах.

Однако в 1930 году Нобелевскую премию получил именно Раман «за его работы по рассеянию света и за открытие эффекта, названного его именем». Следует отметить, что большую роль в этом сыграла работа Рамана над своим выдвижением на эту премию, в то время как советские ученые не консолидировали свои силы для продвижения Ландсберга и Мандельштама.

#### 4.1.2 Классическое описание СКР

Спонтанное комбинационное рассеяние света (СКР) наблюдается в различных средах – газах, жидкостях, кристаллах. Причиной изменения частоты рассеяния является комбинированный процесс, в результате которого под действием падающего светового кванта появляется другой световой квант и одновременно в среде происходит поглощение или освобождение определенной порции энергии. Вообще говоря, эта энергия может быть связана с различными процессами:

- периодическим колебательным движением атомов в молекуле или кристаллической решетки около положения равновесия,
- переходами электронов с одного уровня на другой,
- спиновыми волнами в магнитоупорядоченных средах,
- плазменными колебаниями в твердых телах и т.д.

Однако при описании СКР обычно ограничиваются рассмотрением первого процесса, наиболее просто всё описывается на средах из двухатомных молекул.

Так, электромагнитная волна с частотой  $\omega$  и вектором электрической напряженности  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot \cos(\omega t)$  индуцирует в молекуле дипольный момент  $\mathbf{p} = \alpha \cdot \mathbf{E} = \alpha \cdot \mathbf{E}_0 \cdot \cos(\omega t)$ , где  $\alpha$  – тензор поляризуемости молекулы. Поляризация молекулы (и всей среды) периодически меняется во времени с частотами собственных колебаний молекулы, поскольку поляризация в определенный момент времени зависит от соответствующего этому моменту расположения атомов друг относительно друга:  $\alpha = \alpha(q_i)$ , где  $q_i$  – колебательная координата смещения ядер, которая меняется по гармоническому закону  $q_i = q_{i0} \cdot \cos(\omega_i t)$ . При малых колебаниях  $\alpha$  линейно зависит от  $q_i$ , поэтому, разложив  $\alpha$  в ряд Тейлора по координатам смещения ядер  $q_i$  вблизи положения равновесия ( $q_i = 0$ ), получаем:

$$\alpha(q_i) = \alpha(0) + (\partial\alpha/\partial q_i)_0 \cdot q_i + \dots \quad (4.1)$$

Таким образом, поляризация среды является функцией координат атомов молекулы, которые периодически меняются с частотами собственных колебаний системы:

$$p(t) = [\alpha(0) + (\partial\alpha/\partial q_i)_0 \cdot q_{i0} \cdot \cos(\omega_i t)] E_0 \cos(\omega t) = \alpha(0) \cdot E_0 \cos(\omega t) + 0.5 \cdot (\partial\alpha/\partial q_i)_0 \cdot E_0 \cdot q_{i0} \cdot \cos([\omega_i - \omega] \cdot t) + 0.5 \cdot (\partial\alpha/\partial q_i)_0 \cdot E_0 \cdot q_{i0} \cdot \cos([\omega_i + \omega] \cdot t) \quad (4.2)$$

Этот индуцированный дипольный момент следует рассматривать как источник вторичного электромагнитного излучения, формирующего спектр рассеяния. Первый член дает изменение поляризации с частотой  $\omega$

(рэлеевское рассеяние), второй и третий соответствуют спектрам комбинационного рассеяния первого порядка. Если рассмотреть в разложении (4.1) и другие члены, можно было бы получить второй и высшие порядки комбинационного рассеяния; однако интенсивность таких линий очень мала, и в дальнейшем будет рассмотрено только СКР первого порядка. В отличие от рэлеевского, комбинационное рассеяние света некогерентно, поскольку фазы колебаний различных молекул независимы.

### 4.1.3 Квантово-механическое рассмотрение СКР

На рис. 4.1 показаны процессы поглощения и флуоресценции в видимой и ИК-областях, а также рэлеевского и комбинационного рассеяния с появлением стоксовой и антистоксовой линий. Как видно, комбинационное рассеяние является дополнительным методом к ИК-спектроскопии по исследованию колебательных подуровней квантовых систем.

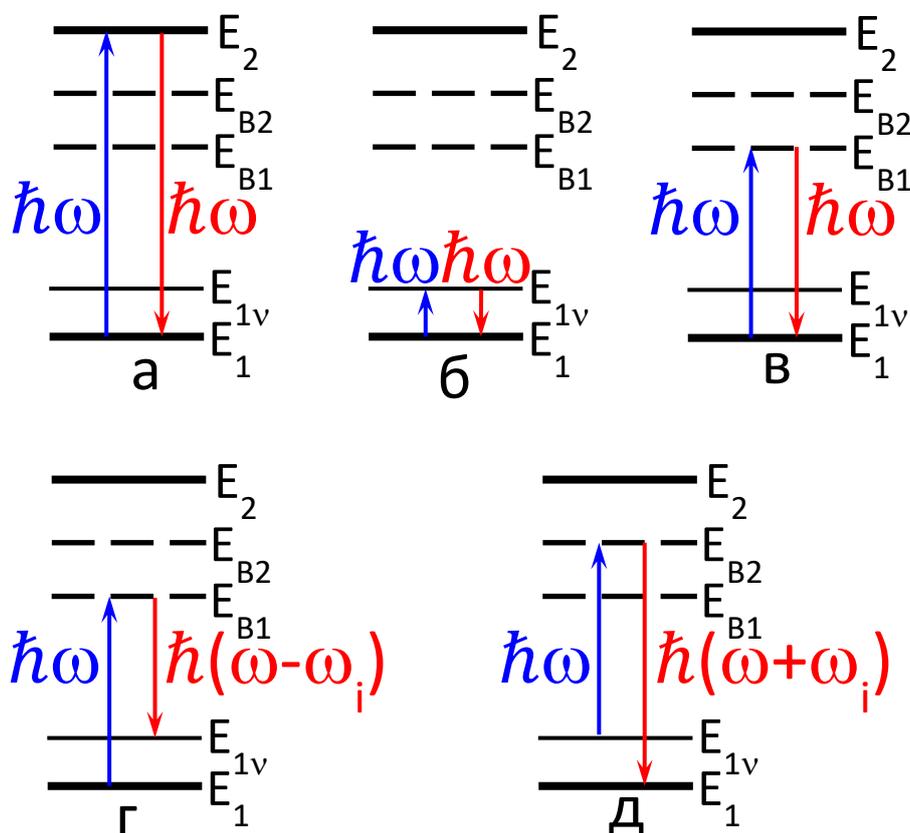


Рисунок 4.1 – Схема процессов при взаимодействии излучения с веществом: (а) и (б) – поглощение и флуоресценция в видимой и ИК областях; (в) – рэлеевское рассеяние; (с) – стоксово СКР, (д) – антистоксово СКР

Рассмотрим случай нерезонансного рассеяния, когда частота возбуждающего света  $\omega$  попадает в область прозрачности среды. Согласно квантовой механике, энергетические уровни молекулы образуют

дискретный ряд  $E_1, E_2, \dots$ . В этом случае необходимо ввести виртуальные уровни  $E_{B1}$  и  $E_{B2}$ , которые отражают промежуточные состояния системы и необходимы для описания взаимодействия света с веществом. Их энергетическое положение определяется энергией падающей волны, возбуждающей рассеяние. В то же время  $E_{1v}$  – колебательные подуровень основного состояния  $E_1$ , а  $E_2$  – возбужденное состояние.

Следует отметить, что классическая теория объясняет не все закономерности комбинационного рассеяния света. В частности, она не может объяснить соотношения между интенсивностями соответствующих стоксовых и антистоксовых сателлитов. По классической теории эти интенсивности должны быть практически одинаковы. Опыт же показывает, что интенсивность стоксовых полос всегда больше интенсивности соответствующих антистоксовых.

Квантовая теория дает естественное объяснение этой закономерности. Рассеяние фотона на молекуле аналогично процессу столкновения его с молекулой, к которому применим закон сохранения энергии. В таком процессе фотон может либо передать часть своей энергии молекуле, либо, наоборот, получить энергию от возбужденной молекулы. Согласно соотношению  $E_{\text{фот}} = \hbar\omega$ , изменение энергии фотона проявляется в изменении его частоты. Пусть фотон с энергией  $\hbar\omega$  рассеивается на молекуле с энергией  $E_1$ . В результате получается рассеянный фотон с энергией  $\hbar\omega_i$ , а молекула переходит на энергетический уровень  $E_{1v}$ . По закону сохранения энергии  $\hbar\omega + E_1 = \hbar\omega_i + E_{1v}$ , откуда

$$\omega_i = \omega + \Omega,$$

где

$$\Omega = (E_1 - E_{1v})/\hbar.$$

Если  $E_1 > E_{1v}$ , то частота рассеянного фотона больше, чем падающего, т.е. в рассеянном свете появляется антистоксов сателлит. Если же  $E_1 < E_{1v}$ , то при рассеянии возникает стоксов сателлит.

Пусть  $E_1 < E_{1v}$ . Тогда красный сателлит появится, когда исходным уровнем является уровень  $E_1$ , а фиолетовый — когда исходным будет уровень  $E_{1v}$ .

Для отношения интенсивностей сателлитов можно написать  $I_{\text{кр}}/I_{\text{фиол}} = N_1/N_{1v}$ , где  $N_1$  — число молекул на уровне  $E_1$ , а  $N_{1v}$  — на уровне  $E_{1v}$ . Согласно формуле Больцмана, при тепловом равновесии

$$\frac{N_1}{N_{1v}} = \exp\left(-\frac{E_1 - E_{1v}}{kT}\right) = \exp\frac{\hbar|\Omega|}{kT},$$

а потому

$$\frac{I_{\text{кр}}}{I_{\text{фиол}}} = \exp\frac{\hbar|\Omega|}{kT}.$$

Эта формула вполне объясняет наблюдаемое соотношение интенсивностей.

#### 4.1.4 Правила отбора для типов колебаний

Из формулы (4.2) видно, что вклад колебания  $q_i$  в величину модуляции поляризуемости зависит от значения производной  $(\partial a/\partial q_i)_0$  в положении равновесия молекулы, что определяет, в конечном счете, интенсивность пары компонент КРС с частотами  $\omega + \omega_i$  и  $\omega - \omega_i$ . Колебания, которым соответствуют относительные движения атомов, не меняющие поляризуемость системы, неактивны в КРС. Таким образом, критерием активности колебания  $q_i$  в спектрах КРС является условие  $(\partial a/\partial q_i)_0 \neq 0$ . При помощи теоретико-группового анализа можно показать, что для молекул и кристаллов, группа симметрии которых включает центр инверсии, существует правило, согласно которому одни и те же типы колебаний не могут одновременно быть активными и в КРС, и в ИК-поглощении света. Здесь под поглощением света понимается поглощение светового кванта и рождение колебательного кванта с той же энергией. Если колебание меняет поляризуемость молекулы, то оно является активным в комбинационном рассеянии. В случае если колебание меняет дипольный момент системы, т.е. может возбуждаться электромагнитной волной, то оно активно в ИК-поглощении.

#### 4.1.5 Спектры комбинационного рассеяния

Колебания молекул могут заключаться в изменении длин связей (валентные колебания) либо углов между связями (деформационные колебания).

На рис. 4.2 изображен спектр комбинационного рассеяния (КР-спектр) жидкой воды (молекулы  $H_2O$  находящиеся в жидком агрегатном состоянии), полученный при возбуждении излучением аргонового лазера на  $\lambda = 488$  нм. Наиболее интенсивная линия в спектре  $3415 \text{ см}^{-1}$  появляется в результате обмена энергии падающего света с энергией валентных колебательных движений, соответствующих растяжению связи  $O-H$ . Колебания, происходящие при изгибе (деформации угла)  $H-O-H$  в молекуле воды, проявляются в спектре существенно слабее (максимум  $1619 \text{ см}^{-1}$ ).

Важной особенностью комбинационного рассеяния воды является то, что за исключением линии валентного колебания интенсивность этого спектра мала. Это позволяет на его фоне получать четкие линии растворенных в воде веществ. Этим спектроскопия комбинационного рассеяния принципиально отличается от ИК-спектроскопии, так как вода очень сильно поглощает инфракрасное излучение. Кроме того, методика получения КР-спектров такова, что позволяет использовать любую длину волны возбуждающего излучения, которая бы позволила превысить энергетический зазор между колебательными подуровнями. При смене длины волны возбуждения сам спектр меняться не будет. Это объясняется

тем, что происходит нерезонансное взаимодействие света со средой, когда нет необходимости совпадения энергии кванта и энергетического перехода в квантовой системе. Смена длины волны также позволяет исключить из рассмотрения эффекты, которые могут быть связаны с появлением полос люминесценции в многокомпонентных средах.

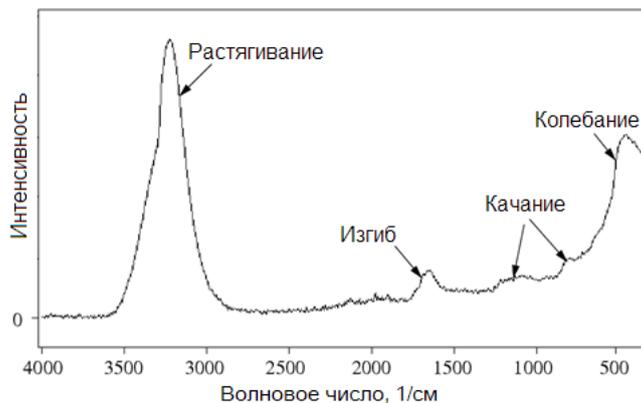


Рисунок 4.2 – Спектр комбинационного рассеяния жидкой воды, полученный при возбуждении аргоновым лазером ( $\lambda = 488 \text{ нм}$ )

Основные замечания по интенсивности линий в КР-спектрах различных веществ:

- Валентные колебания проявляются сильнее деформационных колебаний, как видно на примере воды.
- Линии колебаний кратных связей должны быть более интенсивными, чем линии колебаний простых связей.
- Линии, обусловленные синфазными колебаниями валентных связей, более интенсивны, чем линии, обусловленные противофазными колебаниями этих связей.

Как уже было отмечено, одним из препятствий при получении спектров комбинационного рассеяния является люминесценция различных примесей в образцах, которая является более вероятным процессом, чем КРС. Известно, что времена жизни даже быстрой люминесценции (флуоресценции) лежат в наносекундном диапазоне, в отличие от пикосекундного диапазона у комбинационного рассеяния. Поэтому, используя пикосекундные лазеры для возбуждения и быстродействующую систему регистрации, выключающуюся после приема излучения комбинационного рассеяния до прихода квантов люминесценции, можно устранить фоновые линии из спектра.

Из вышеизложенного ясно, что с помощью КР-спектров можно измерять частоты собственных колебаний молекул и кристаллов. Это открывает широкие возможности для идентификации веществ и исследования происходящих в них превращений под влиянием внешних воздействий. Так, одно и то же вещество может иметь несколько модификаций, скажем, углерод бывает в форме графита, алмаза, аморфной

фазы. Химический или спектральный анализы не дают возможности отличить эти фазы, но спектры КРС для них будут различаться, поскольку для комбинационного рассеяния важен не только химический состав вещества, но и его структура. С помощью КРС можно изучать процессы плавления кристаллов и кристаллизации жидкостей, исследовать химические реакции в растворах, фиксировать появление на поверхности твердых тел тонких пленок и характеризовать их структуру, и т. д. Изменение температуры, давления и других внешних факторов приводят к изменению симметрии решетки некоторых кристаллов (структурные фазовые превращения). Перестройка кристаллической решетки, естественно, приводит к изменению ее колебательного спектра, и КРС является тонким инструментом для анализа этих превращений.

#### **4.1.6 Вынужденное комбинационное рассеяние**

Под действием лазерных импульсов большой мощности может наблюдаться вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР), которое представляет собой нелинейный процесс усиления излучения на комбинационных частотах за счет обратного воздействия световой волны на молекулы среды.

Впервые вынужденное комбинационное рассеяние было получено в экспериментах Вудбери и Нг в 1962 году по модуляции добротности рубинового лазера с помощью ячейки Керра на основе кюветы, заполненной нитробензолом. В своей публикации они отметили наличие в генерируемом лазерном импульсе излучения на длине волны 767 нм, мощность которого достигала 1/5 от мощности основного излучения рубинового лазера на длине волны 694 нм. Позднее Вудбери и Экхард высказали предположение, что появление инфракрасной компоненты в спектре связано с ВКР в нитробензоле. Это предположение скоро было подтверждено рядом исследователей на большом числе жидкостей. Сходные эффекты вскоре были обнаружены в газах и твердых телах.

Первое теоретическое описание ВКР было дано год спустя, в 1963 году, Хеллоуртом, который рассматривал его как двухфотонный процесс и проделал его полный квантово-механический расчет. Именно он объяснил появление новой полосы как стоксово вынужденно комбинационное рассеяние излучения рубинового лазера в нитробензоле ( $1345 \text{ см}^{-1}$ ).

Однако простая теория не может объяснить многих наблюдавшихся на опыте фактов. Например, происхождение антистоксовой компоненты излучения, интенсивность которой часто столь же высока, как и интенсивность стоксовой компоненты. Также следует упомянуть такие особенности, как наблюдаемый в эксперименте коэффициент вынужденного комбинационного усиления, намного превосходящий по величине предсказанное теоретическое значение, очень резкий порог ВКР, асимметрия в интенсивности ВКР вперед и назад, а также заметное

спектральное уширение комбинационных компонент. Позднее было установлено, что аномалии на самом деле связаны не с механизмом ВКР, а с самофокусировкой лазерного пучка, в отсутствие которой теория вполне удовлетворительно описывает экспериментальные результаты.

Вначале интерес к ВКР был связан с возможностью генерации интенсивного когерентного излучения на новых частотах, а также с тем, что ВКР является возможным механизмом потерь энергии при распространении в среде мощного лазерного излучения, например, при распространении в атмосфере или в термоядерной плазме. Позднее ВКР использовалось для генерации перестраиваемого когерентного ИК излучения либо путем перестройки частоты возбуждения среды, либо путем перестройки частоты возбуждающего лазера, например па красителе. Получили развитие и спектроскопические применения ВКР с упором на спектроскопию высокого разрешения.

#### 4.1.7 Физическая основа ВКР

Рассмотрим классическую схему по наблюдению ВКР (рис. 4.3). Пучок лазерного излучения проходит через рассеивающее вещество К и отфильтровывается светофильтром С. На экране при этом наблюдается только рассеянный свет с измененной частотой. Распределение освещенности экрана схематически показано справа. Вблизи осевой точки, которая соответствует направлению распространения возбуждающего излучения, сосредоточено рассеянное излучение со стоксовым частотным смещением  $\omega - n\omega_i$ , где  $n$  отражает порядок полос ВКР. Излучение с антистоксовым смещением образует картину в виде концентрических колец, чей радиус растет с увеличением порядка частотных добавок смещения. При этом антистоксовы компоненты наблюдаются только по ходу возбуждающего луча, а стоксовы распространяются как в прямом, так и в обратном направлении.

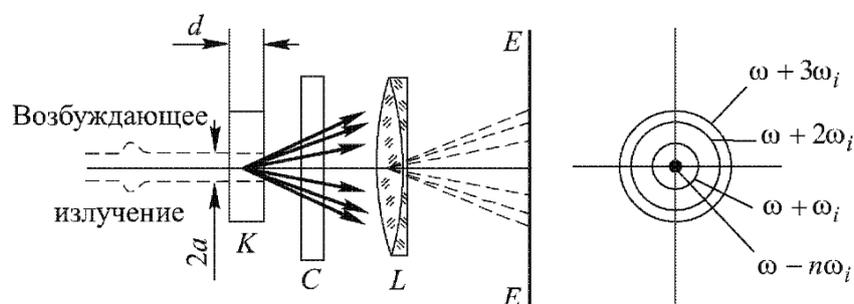


Рисунок 4.3 – Схема опыта по наблюдению излучения ВКР: К – среда, в которой происходит рассеяние; С – светофильтр для отсекающего возбуждающего излучения; L – фокусирующая система; E – экран для наблюдения рассеянного света

Пучок лазерного излучения проходит через рассеивающее вещество К и отфильтровывается светофильтром С. На экране при этом наблюдается

только рассеянный свет с измененной частотой. Распределение освещенности экрана схематически показано справа. Вблизи осевой точки, которая соответствует направлению возбуждающего излучения, сосредоточено рассеянное излучение со стоксовым частотным смещением  $\omega - n\omega_i$ , где символом  $\omega_i$  обозначена добавка к частоте. Излучение с антистоксовым смещением образует картину в виде концентрических колец, чей радиус растет с увеличением порядка частотных добавок смещения. При этом антистоксовы компоненты наблюдаются только по ходу возбуждающего луча, а стоксовы распространяются как в прямом, так и в обратном направлении.

## 4.2 Вопросы для самоконтроля

1. Какие существуют виды рассеяния света и в чем их природа?
2. Как можно описать комбинационное рассеяние света с позиции периодического колебания атомов в веществе?
3. Почему стоксовы и антистоксовы полосы комбинационного рассеяния имеют разную интенсивность?
4. Какие типы колебаний могут проявляться в спектрах комбинационного рассеяния?
5. Какие принципиальные отличия между спонтанным и вынужденным комбинационным рассеянием?

## 4.3 Практическая часть

1. По указанию преподавателя включить лазерный комплекс и настроить оборудование на генерацию третьей гармоники (длина волны 355 нм) согласно краткому руководству, приведенному в главе 5.
2. Собрать оптическую схему для наблюдения ВКР согласно рис. 4.3.
3. Включить и настроить многоканальный фотонный анализатор РМА-12 (Hamamatsu), согласно инструкции для измерения спектров свечения. Расположить детектор РМА-12 в месте наблюдения ВКР и измерьте спектр в диапазоне 300–800 нм. Выключите лазер и прибор.
4. Включить и настроить спектрофлуориметр RF-5301PC (Shimadzu), согласно инструкции для измерения спектров свечения. Измерить спектр свечения в диапазоне 300–800 нм при возбуждении на длине волны 355 нм, варьируя спектральные ширины щелей для достижения приемлемой интенсивности сигнала.
5. Построить на основе полученных данных спектры спонтанного (измеренный на спектрофлуориметре) и вынужденного (измеренный при возбуждении лазерным источником) комбинационного рассеяния (спектры рамановского сдвига).
6. Идентифицировать полосы комбинационного рассеяния на полученных спектрах рамановского сдвига, опираясь на рис. 4.2.

7. В выводе отразить природу всех наблюдаемых полос рамановского спектра, сравнить результаты для вынужденного и спонтанного рассеяния.

## **5 КРАТКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ЭКСПЛУАТАЦИИ ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА LQ829\*LG103T\*LP603**

Лазерный комплекс предназначен для генерации лазерных импульсов с фиксированными длинами волн 1064, 532, 355 нм и перестраиваемой длиной волны в области от 410 до 2300 нм.

### **5.1 Меры безопасности при работе с лазерными источниками излучения**

Лазерный комплекс относится к приборам 4 класса лазерной опасности. Выходное излучение представляет опасность при облучении глаз и кожи прямым и отраженным лучом. Излучение лазера может быть невидимым глазу, что увеличивает опасность для органов зрения человека.

Запрещается работать без заземления, со снятыми крышками излучателя, в режимах, превышающих технические данные лазера. Аварийное выключение лазера производится красной кнопкой "STOP" на выносном блоке управления, красной кнопкой «Emergency» на передней панели блока питания, либо поворотом ключа в положение «OFF» также на передней панели. На дверях помещения, в котором расположены особо мощные лазерные установки, вывешиваются предупредительные знаки лазерной опасности.

Запрещается прямо смотреть на луч лазера или на его отражение. Не следует наводить луч лазера, глядя на него невооруженным глазом, так как наблюдение вдоль оси лазерного луча значительно увеличивает опасность поражения органа зрения в результате отражения. Необходимо принимать меры, исключающие возможность приближения персонала к предполагаемой траектории пучка.

Эксплуатацию лазера следует проводить только в защитных очках, рассчитанных на соответствующий диапазон длин волн излучения. Работы рекомендуется проводить при ярком общем освещении, в этом случае размеры зрачков наименьшие, что способствует уменьшению энергии излучения, которая может случайно попасть в глаза.

Разные длины волн по-разному воздействуют на живые ткани.

*Ультрафиолетовое излучение.* Энергия квантов ультрафиолетового излучения в диапазоне длин волн от 350 до 50 нм меняется в пределах от 3,5 до 25 эВ соответственно. Фотоны с энергией более 10 эВ способны вызвать ионизацию различных атомов и молекул, составляющих основу живой ткани. Степень поражения кожи ультрафиолетовым излучением зависит от поглощенной энергии излучения.

*Инфракрасное излучение.* Низкая энергия фотонов инфракрасного излучения (менее 1,5 эВ) недостаточна для изменения электронных

состояний атомов, входящих в состав живой ткани. Главным эффектом воздействия является нагрев ткани при поглощении инфракрасного излучения. Ввиду того, что вода хорошо поглощает в инфракрасном диапазоне, большинство биологических материалов для этих длин волн непрозрачны. Глубина проникновения зависит от длины волны падающего излучения. Так, например, существует участок высокой прозрачности на длинах волн от 0,75 до 1,3 мкм при максимуме прозрачности в районе 1,1 мкм. На этой длине волны около 20 % энергии, падающей на поверхностный слой кожи, проникает на глубину до 5 мм. Кожа человека достаточно хорошо противодействует инфракрасному облучению, так как она способна рассеивать тепло благодаря кровообращению и понижать температуру ткани вследствие испарения влаги с поверхности. Значительно труднее от инфракрасного облучения защитить глаза, в них тепло практически не рассеивается, и хрусталик, фокусирующий излучение на сетчатке, усиливает эффект биологического воздействия. Все это заставляет при работе с лазерами обращать особое внимание на защиту глаз от инфракрасного облучения.

*Видимая область.* На пути к сетчатке глаза световое излучение видимой области не испытывает заметного поглощения в тканях и веществах глазной камеры. Энергия световых фотонов сравнительно невелика (3,5–1,5 эВ). При обычном дневном освещении видимое световое излучение вызывает цепную фотохимическую реакцию в светочувствительном веществе – родопсине, входящем в состав клеток сетчатки. Конечным результатом этого процесса и является ощущение световых зрительных образов. «Вспышечная слепота» человека – явление, обусловленное слепящим действием света, под которым понимается действие излучения с уровнем плотности, превышающим величину, при котором предметы видны отчетливо. Слепящим считается любое световое излучение, которое вместо помощи зрению затрудняет его.

По выходе из резонатора лазерное излучение сталкивается с молекулами воздуха, углекислого газа, мельчайшими частицами пыли, аэрозолями и другими частицами, взвешенными в воздухе. Эти частицы рассеивают лазерное излучение, которое может создать уровни энергии, опасные для зрения человека. Наиболее опасным является отраженное лазерное излучение. Величина отраженной энергии зависит от свойств поверхности объектов, расположенных в зоне облучения.

## **5.2 Технические характеристики лазерного комплекса**

Специфицируемые параметры выходного излучения составных частей лазерного комплекса, изображенного на рис. 5.1, представлены в таблицах 5.1 и 5.2.

Таблица 5.1 – Параметры лазерного излучения на основной частоте, а также для второй и третьей гармоник, параметрического генератора света

<b>Параметры излучения</b>	<b>Измеренное значение</b>
Частота следования импульсов, Гц	1 – 10
Длительность импульсов, нс	10
Диаметр пучка, мм	8.75
Расходимость излучения, мрад	1.2
Стабильность энергии, %	±1.2
Энергия импульсов на длине волны 1064 нм, мДж	1050
Энергия импульсов на длине волны 532 нм, мДж	420
Энергия импульсов на длине волны 355 нм, мДж	250
<i>Параметрический генератор света</i>	
<u>1-й диапазон.</u> Область перестройки, нм	
- сигнальной волны	- 410 – 530
- холостой волны	- 1075 – 2300
КПД генерации в максимуме перестроечной кривой (отношение суммарной энергии генерации импульсов сигнальной и холостой волн к энергии импульсов накачки с 355 нм), %	46
Энергия импульсов в максимуме перестроечной кривой сигнальной волны на выходе системы (после призмы Глана), мДж	66
Энергия импульсов в максимуме перестроечной кривой холостой волны на выходе системы (после призмы Глана), мДж	21
<u>2-й диапазон.</u> Область перестройки, нм	
- сигнальной волны	- 540 – 710
- холостой волны	- 710 – 1036
КПД генерации в максимуме перестроечной кривой (отношение суммарной энергии генерации импульсов сигнальной и холостой волн к энергии импульсов накачки с 355 нм), %	46
Энергия импульсов в максимуме перестроечной кривой сигнальной волны на выходе системы (после призмы Глана), мДж	66
Энергия импульсов в максимуме перестроечной кривой холостой волны на выходе системы (после призмы Глана), мДж	28

### 5.3 Оптическая схема лазерного комплекса

Оптическая схема лазерного комплекса приведена на рис. 5.1. Более детально оптические схемы каждого из блоков будет рассмотрена далее.

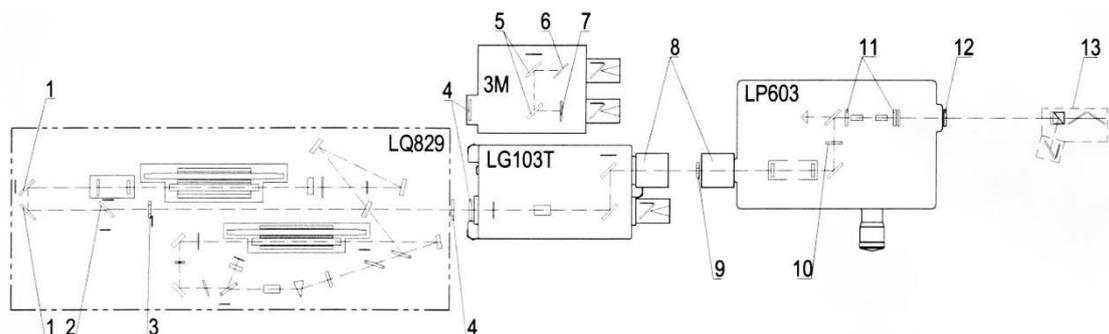


Рисунок 5.1 – Оптическая схема лазерного комплекса

Импульсный Nd:YAG лазер LQ829 со встроенным генератором 2-й гармоники предназначен для генерации излучения с длиной волны 1064 и 532 нм. Внутри излучателя лазера установлен нелинейный кристалл КТР с синхронизмом типа II еое, в котором генерируется горизонтально поляризованное излучение 2-й гармоники с 532 нм. Также по ходу луча установлены:

- 1 – поворотное зеркало с высоким отражением для 532 и 1064 нм;
- 2 – зеркало отсечки, которое пропускает излучение с 532 и 1064 нм и отражает излучение с 355 нм;
- 3 – апертурная диафрагма;
- 4 – защитное окно с просветляющими покрытиями для 532 и 1064 нм, установленное в выходное отверстие корпуса лазера LQ829.

Зеркальный модуль 3М предназначен для пространственного разделения пучков с 1064 и 532 нм. Во входное отверстие корпуса установлено защитное окно 4. Внутри модуля по ходу пучка расположены под углом 45° два дихроичных зеркала 5, которые отражают излучение с 532 нм и пропускают излучение с 1064 нм. В выходное отверстие корпуса для излучения с 532 нм установлено защитное окно 6 с брюстеровской ориентацией в горизонтальной плоскости. В выходное отверстие корпуса для излучения с 1064 нм установлено защитное окно 7 с просветляющими покрытиями для 532 и 1064 нм.

Генератор 3-й гармоники LG103T предназначен для генерации излучения с 355 нм. Во входное отверстие корпуса LG103T установлено защитное окно 4 с просветляющими покрытиями для 532 и 1064 нм. Внутри корпуса по ходу пучка накачки установлены фазовая пластинка  $\lambda/4$  для 1064 нм и для 532 нм, нелинейный кристалл DKDP с синхронизмом типа II еое и два дихроичных зеркала, которые отражают излучение с 355 нм и пропускают излучение с 532 и 1064 нм. Подстройка синхронизма

осуществляется путем вращения кристалла DKDP в вертикальной плоскости. Выходное излучение с 355 нм поляризовано в вертикальной плоскости. В выходное отверстие корпуса установлено защитное окно 6 с брюстеровской ориентацией в вертикальной плоскости, при которой отраженный блик направлен вниз.

Параметрический генератор света LP603 предназначен для генерации излучения с перестраиваемой длиной волны в диапазоне от 410 до 710 нм (сигнальная волна) и от 710 до 2500 нм (холостая волна). Перед входным окном установлена апертурная диафрагма 9. Во входное отверстие корпуса установлено защитное окно 8 с брюстеровской ориентацией в вертикальной плоскости, при которой отраженный блик направлен вверх. Внутри корпуса по ходу пучка накачки установлены телескоп, поворотное зеркало, апертурная диафрагма 10, дихроичное зеркало-стиринг, два одинаковых нелинейных кристалла ВВО с синхронизмом типа II еое. Под действием вертикально поляризованного излучения накачки с 355 нм в кристаллах ВВО генерируются две волны: сигнальная с горизонтальной поляризацией и холостая с вертикальной поляризацией. В параметрическом генераторе используются два комплекта нелинейных кристаллов ВВО, один из которых предназначен для генерации излучения в области от 410 до 540 нм и от 1035 до 2500 нм, а другой – для генерации излучения в области от 520 до 710 нм и от 710 до 1116 нм. Смена кристаллов осуществляется вручную. Внутри резонатора расположены две апертурные диафрагмы 11. В выходное отверстие корпуса установлено защитное окно с просветляющими покрытиями 12.

Поляризационный сепаратор 13 предназначен для пространственного разделения пучков сигнальной и холостой волн параметрического генератора LP603. Внутри корпуса установлены призма Глана и стеклянный фильтр для отсечки излучения с 355 нм. В одном положении призмы Глана проходит горизонтально поляризованное излучение сигнальной волны в диапазоне от 410 до 710 нм, а в другом – вертикально поляризованное излучение холостой волны в диапазоне от 710 до 2300 нм.

#### **5.4 Блок LQ829 – лазер и ГВГ**

Лазер содержит задающий генератор и однопроходовой усилитель. Работа лазера основана на явлении усиления света за счет стимулированной эмиссии фотонов электронами в активной среде с инверсной населенностью уровней. В лазере качестве активной среды используются кристаллы  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ , в которых при оптической накачке импульсной ксеноновой лампой возникает инверсная населенность уровней. Для обеспечения эффективной передачи излучения ксеноновой лампы в активный элемент используется диффузный отражатель. Активный элемент, ксеноновая лампа и диффузный отражатель расположены в квантроне, в котором имеются

отверстия для водяного охлаждения активного элемента и импульсной лампы.

Внутри резонатора задающего генератора расположен электрооптический затвор. Электрооптический затвор предназначен для осуществления работы лазера в режиме модулированной добротности. При работе лазера в режиме модулированной добротности вначале затвор закрыт, и под действием излучения накачки в активной среде возникает инверсная населенность уровней. Происходит накопление энергии. Когда инверсная населенность в активной среде достигает максимального значения, затвор открывается, и лазер генерирует короткий импульс наносекундной длительности с высокой пиковой мощностью и длиной волны 1064 нм. Это излучение дополнительно усиливается в однопроходном усилителе.

Для генерации излучения с длиной волны 532 нм используется генератор второй гармоники. Эффект генерации второй гармоники основан на явлении квадратичной нелинейной поляризуемости среды, в которой при прохождении света высокой интенсивности с частотой  $\omega$  возникает волна с частотой  $2\omega$ . В генераторе второй гармоники используется нелинейный кристалл КТР с угловым синхронизмом типа II еое.

Оптическая схема излучателя LQ829 представлена на рис. 5.2. На рис. 5.3 представлен вид сверху излучателя (верхняя крышка не показана). Одинаковые элементы на обоих рисунках обозначены одинаковыми позициями:

- 1.1, 2.1 – стержни Nd:YAG задающего генератора и усилителя;
- 1.2, 2.2 – лампы накачки задающего генератора и усилителя;
- 1.3, 2.3 – отражатели задающего генератора и усилителя;
- 1.4, 2.4 – УФ фильтры задающего генератора и усилителя;
- 3, 4, 10, 12, 13 – поворотные зеркала;
- 5 – призма;
- 6, 8, 29 – стеклянные пластины;
- 7 – ячейка Поккельса;
- 9 – возвратное зеркало;
- 11 – фазовая пластина;
- 14 – пластинка в четверть волны;
- 15, 38 – диафрагмы;
- 16, 17 – линзы телескопа;
- 18 – кристалл КТР;
- 19, 21 – поворотное зеркало с высоким отражением для 532 и 1064 нм;
- 20 – ловушка излучения;
- 22, 23 – поглощающие пластины;
- 24 – защитное окно;
- 28 – технологическое зеркало;
- 39, 39а - компенсаторы.

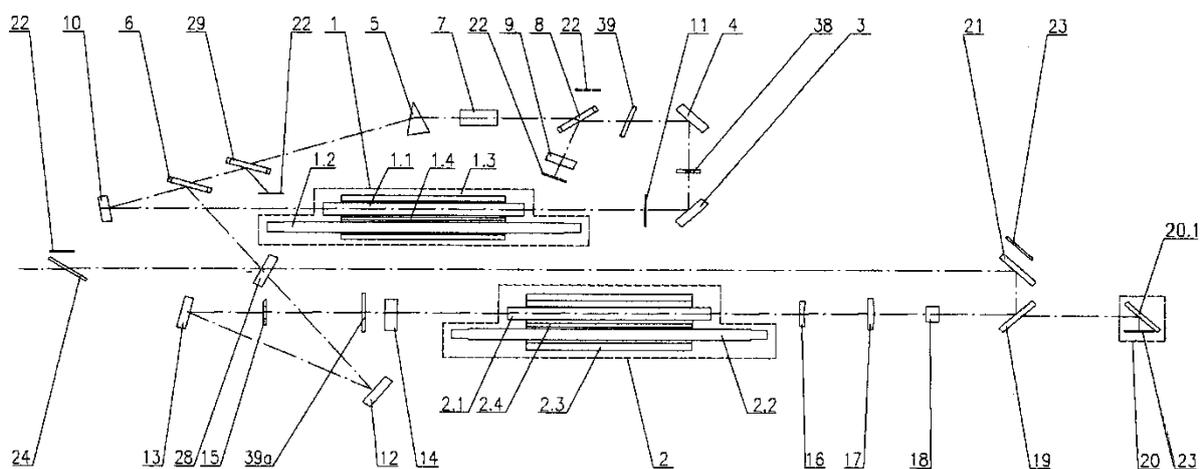


Рисунок 5.2 – Оптическая схема излучателя LQ829

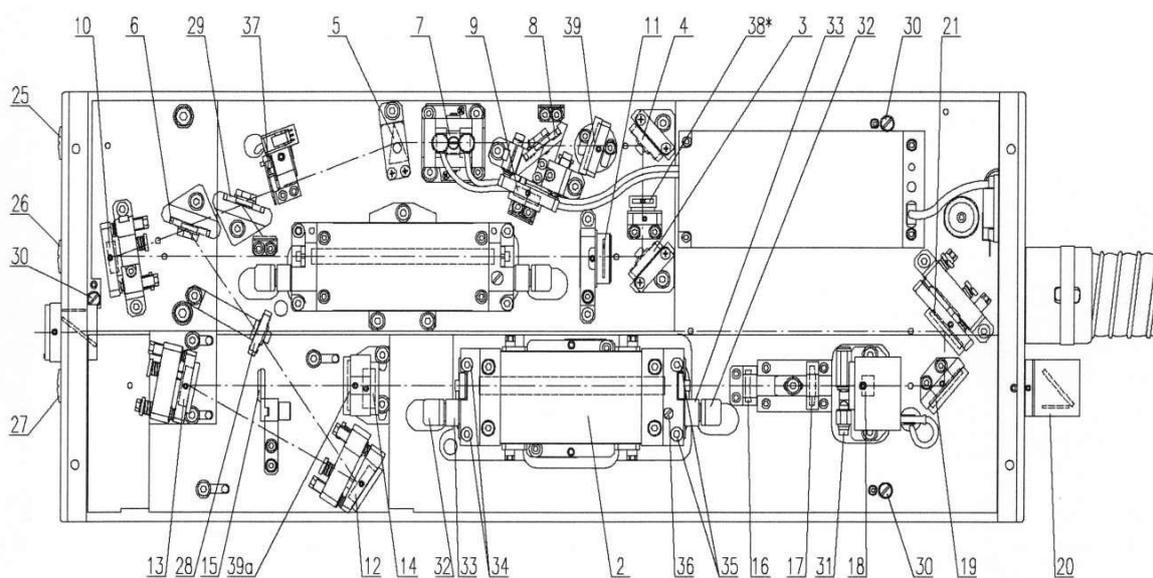


Рисунок 5.3 – Вид сверху блока LQ829

В задающем генераторе используется кольцевая схема резонатора. Резонатор сформирован зеркалами 3, 4, 10 и поворотной призмой 5; выходным зеркалом служит пластина 6, расположенная под углом Брюстера; в качестве глухого зеркала выступает возвратное зеркало 9, излучение на которое направляет пластина 8 с диэлектрическим покрытием, расположенная под углом Брюстера. В резонаторе размещены квантрон (1.1–1.4) и ячейка Поккельса 7, необходимая для модуляции добротности. Нижняя часть квантрона содержит вход и выход для охлаждающей жидкости. Внутрирезонаторная заслонка 37 служит для механической блокировки излучения, что обеспечивает безопасную паузу в работе лазера.

Излучение основной гармоники (1064 нм), выходящее из резонатора, направляется зеркалами 12 и 13 на четвертьволновую пластинку 14 и далее на квантрон усилителя (2.1–2.4) и узел генератора второй гармоники, содержащий кристалл КТР 18. Винт 31 служит для юстировки кристалла

КТР в горизонтальной плоскости с целью получения оптимальной эффективности преобразования основной частоты во вторую гармонику.

## 5.5 Блок LG103 – генератор третьей гармоники

Схема генератора LG103 для генерации 3-ей гармоники приведена на рисунке 5.4, а вид сверху на рисунке 5.5. Одни и те же элементы обозначены одинаковыми позициями:

- 1 – опора;
- 2 – крепежное отверстие;
- 3 – фиксирующий винт входного/выходного окон;
- 4 – держатель нелинейного кристалла;
- 5 – зажимной винт держателя кристалла;
- 6 – винт «грубой» юстировки угла фазового синхронизма кристалла;
- 7 – винт точной юстировки угла фазового синхронизма кристалла;
- 8 – разъем подключения системы термостабилизации;
- 9 – крепежный винт узла спектроделителей;
- 10,11 – юстировочные винты зеркала 2;
- 12 – узел спектроделителей;
- 13 – винт крепления фазовой пластины;
- 14 – винт крепления зеркала 1 и зеркала 2;
- 15 – винт крепления узла термостата;
- 16 – узел термостата;
- 17 – сетевой кабель;
- 18 – красный индикатор;
- 19 – зеленый индикатор.

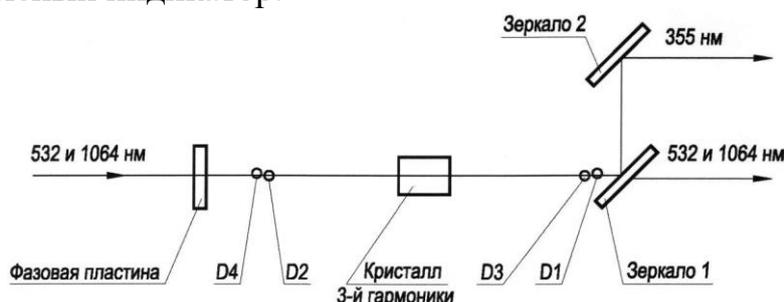


Рисунок 5.4 – Схема генератора LG103 для генерации 3-ей гармоники.  
Нелинейный кристалл установлен в держателе без защитных окон

Для «грубой» юстировки угла фазового синхронизма в нелинейном кристалле используется юстировочный винт 6, расположенный возле держателя кристалла. Для точной юстировки угла фазового синхронизма в нелинейном кристалле используется юстировочный винт 7, расположенный на боковой поверхности корпуса генератора LG103.

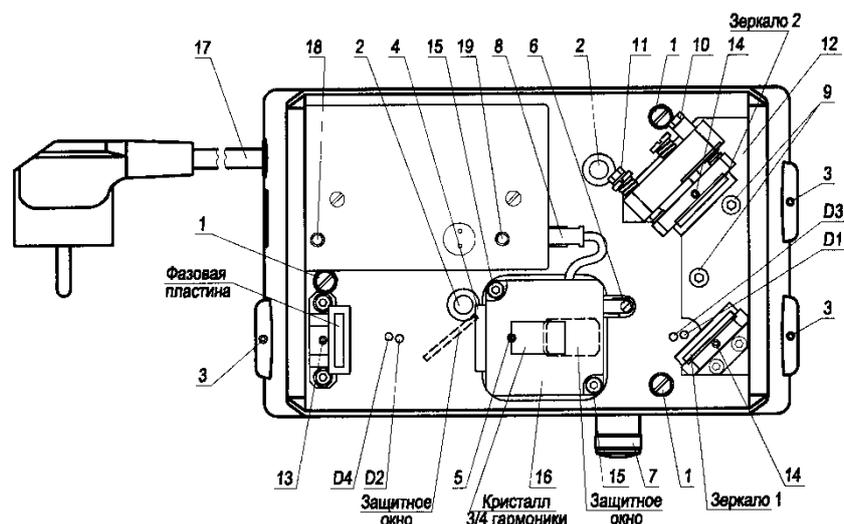


Рисунок 5.5 – Вид сверху на блок LG103

Нелинейный кристалл в оправе помещен в термостабилизированный держатель 4, что позволяет повысить стабильность выходного излучения. В генераторе LG103 для выделения излучения 3-ей гармоники с длиной волны 355 нм используется узел спектроделителей 3ω.

## 5.6 Блок LP603 – параметрический генератор света

ПГС LP603 предназначен для генерации перестраиваемого излучения в области от 410 нм до 2300 нм. Под термином "параметрическая генерация света" понимают такое явление в нелинейной оптике, когда волна накачки с длиной волны  $\lambda_n$  порождает в нелинейном кристалле две волны: сигнальную с  $\lambda_c$  и холостую с  $\lambda_x$ , для которых выполняются условия фазового синхронизма:

$$\frac{1}{\lambda_n} = \frac{1}{\lambda_c} + \frac{1}{\lambda_x}$$

$$\frac{n_n}{\lambda_n} = \frac{n_c}{\lambda_c} + \frac{n_x}{\lambda_x}$$

где  $n_n$ ,  $n_c$  и  $n_x$  – показатели преломления кристалла для волн с  $\lambda_n$ ,  $\lambda_c$  и  $\lambda_x$  соответственно.

При фиксированной длине волны излучения накачки  $\lambda_n$  перестройку длины волны генерации сигнальной волны  $\lambda_c$  и холостой волны  $\lambda_x$  осуществляют путем изменения угла  $\theta$  между осью Z и направлением распространения пучка накачки.

В ПГС LP603 используются кристаллы ВВО с синхронизмом типа II, при котором волна накачки и холостая волна поляризованы в вертикальной плоскости, а сигнальная волна – в горизонтальной плоскости (рис. 5.6).

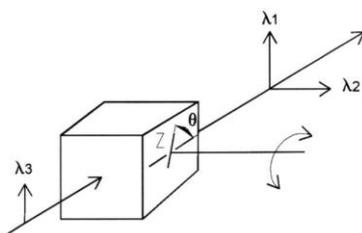


Рисунок 5.6 – Ориентация кристалла ВВО с синхронизмом типа II и направление плоскости поляризации взаимодействующих волн

Оптическая схема ПГС LP603 показана на рисунке 5.7, вид сверху – на рисунке 5.8. Одинаковые элементы обозначены одинаковыми позициями на обоих рисунках:

- 1 – защитное окно;
- 2 и 3 – линзы телескопа;
- 4 и 5 – поворотные зеркала;
- 6 – выходное зеркало;
- 7-1 и 7-2 – кристаллы ВВО;
- 8 – призма; 10,14,15 – экраны;
- 11, 11.1 – диафрагмы;
- 16 – призма Глана;
- D1... D6 – место установки юстировочных диафрагм.

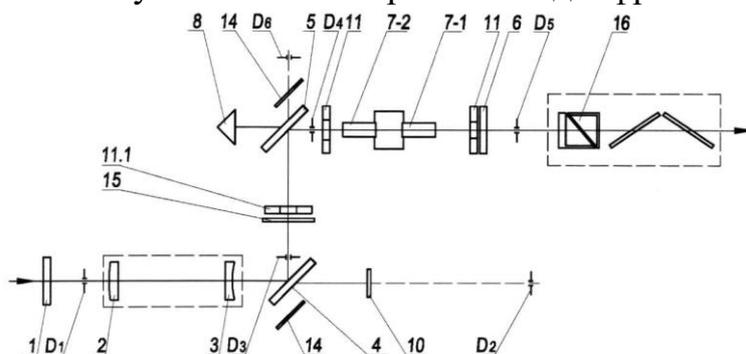


Рисунок 5.7 – Оптическая схема ПГС LP603 с поляризационным сепаратором

Резонатор сформирован призмой 8, выходным зеркалом 6 и содержит кристаллы ВВО 7-1 и 7-2. Излучение накачки проходит через линзы телескопа 2 и 3 и, отражаясь от зеркал 4 и 5, попадает на кристаллы ВВО.

В ПГС LP603 используются две пары кристаллов ВВО с синхронизмом типа II ео-е. Кристаллы 1-го диапазона имеют маркировку I-1 (7-1) и I-2 (7-2). Кристаллы 2-го диапазона имеют маркировку II-1 (7-1) и II-2 (7-2). Первая пара кристаллов ВВО I используется для генерации излучения в 1-м диапазоне 410 – 530 нм (сигнальная волна) и 1075 – 2300 нм (холостая волна). Вторая пара кристаллов ВВО II используется для генерации излучения во 2-м диапазоне 540 – 710 нм (сигнальная волна) и 710 – 1036 нм (холостая волна).

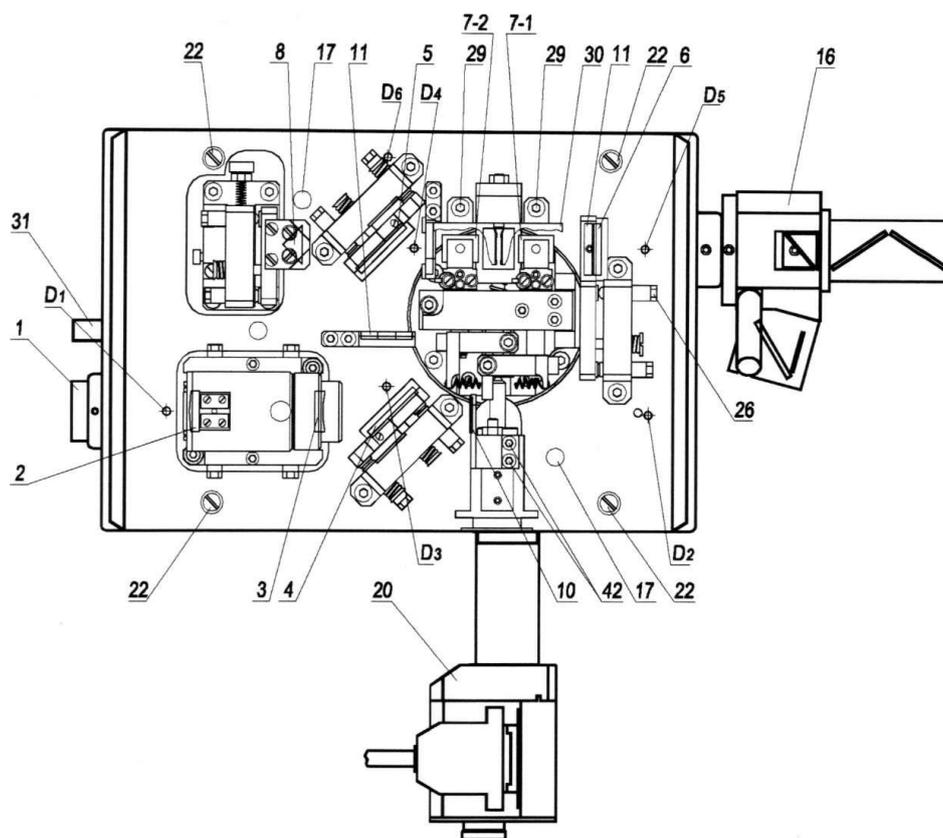


Рисунок 5.8 – Вид сверху блока LP603

Перестройку длины волны генерации осуществляют путем вращения кристаллов ВВО в вертикальной плоскости. Для вращения кристаллов используется микровинт (позиция 20 на рис. 5.8). Для разделения сигнальной и холостой волн на выходе ПГС используется призма Глана 16. В одном положении призма Глана пропускает горизонтально поляризованное излучение сигнальной волны 410–710 нм. В другом положении призма Глана пропускает вертикально поляризованное излучение холостой волны 710–2300 нм.

Плотность мощности излучения накачки на входном торце кристалла ВВО должна быть в диапазоне 65 – 80 МВт/см<sup>2</sup>. Плотность мощности импульсов излучения накачки для ПГС LP603 рассчитывается по формуле:

$$P = \frac{4000 \cdot E \cdot X^2}{3.14 \cdot d^2 \cdot \tau}$$

где P – плотность мощности накачки, МВт/см<sup>2</sup>; E – энергия импульсов накачки, Дж; X – кратность телескопа (1.3 согласно паспортным данным); τ – длительность импульса, нс; d – диаметр луча накачки на входе в ПГС LP603, см (8.75 согласно паспортным данным).

В диапазоне перестройки длины волны генерации ПГС имеются сильные полосы поглощения паров воды в атмосфере 1.35–1.45 мкм, 1.8–1.95 мкм. При долговременной работе в указанных диапазонах

рекомендуется продувка азотом внутренней полости ПГС для вытеснения паров воды.

## 5.7 Эксплуатация лазерного комплекса

Лазерный комплекс включается переводом ключа в положение «ON», после чего система проводит самотестирование, поджиг ламп накачки и стабилизацию системы охлаждения. Когда последний процесс стабилизации завершен, индикатор «READY» на пульте ДУ говорит непрерывно.

На двухпозиционной подвижной платформе П1 располагаются зеркальный модуль ЗМ и генератор 3-й гармоники LG103Т. На двухпозиционной подвижной платформе П2 располагается параметрический генератор света LP603. На двухпозиционной подвижной платформе П3 располагаются поляризационный сепаратор (призма Глана).

В зависимости от взаимного расположения платформ за пределы лазерного комплекса выводится требуемая длина волны излучения. Подвижные платформы снабжены блокировками: при переключении положения платформы срабатывают датчики, и работа лазера прекращается, для возобновления работы лазера необходимо зафиксировать положения платформ и нажать кнопку «RESET/CLEAR» на пульте ДУ.

### 5.7.1 Работа с излучением с длиной волны 1064 и 532 нм

Для получения на выходе лазерной системы излучения с 532 и 1064 нм необходимо выполнить следующие действия:

– повернуть рычаги подвижных платформ П1, П2 и П3 по часовой стрелке и установить приборы в положение, показанное на рисунке 5.9;

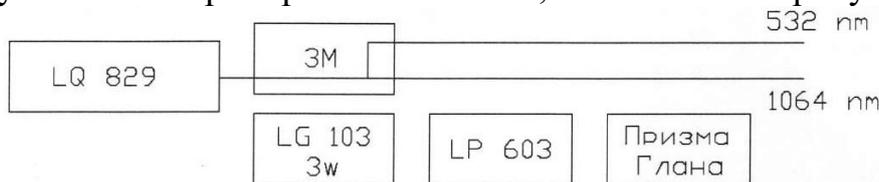


Рисунок 5.9 – Расположение приборов для генерации и вывода излучения с 1064 и 532 нм

– повернуть рычаги подвижных платформ П1, П2 и П3 против часовой стрелки и зафиксировать положение платформ;

– установить заглушку лазерного излучения в нужный канал зеркального модуля ЗМ;

– нажать последовательно кнопки «OPERATION» и «Q-Switch» на пульте ДУ, после чего лазер LQ829 будет работать в режиме модулированной добротности.

### 5.7.2 Работа с излучением с длиной волны 355 нм

Для получения на выходе лазерной системы излучения с 355 нм необходимо выполнить следующие действия:

– повернуть рычаги подвижных платформ П1, П2 и П3 по часовой стрелке и установить приборы в положение, показанное на рисунке 5.10;

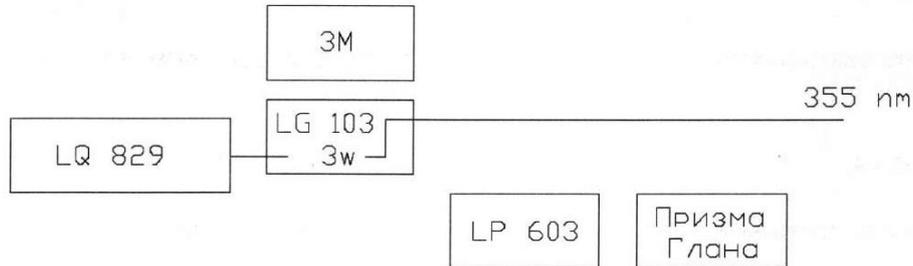


Рисунок 5.10 – Расположение приборов для генерации и вывода излучения с 355 нм

– повернуть рычаги подвижных платформ П1, П2 и П3 против часовой стрелки и зафиксировать положение платформ;

– нажать последовательно кнопки «OPERATION» и «Q-Switch» на пульте ДУ, после чего лазер LQ829 будет работать в режиме модулированной добротности.

### 5.7.3 Работа с излучением с перестраиваемой длиной волны

Для получения на выходе лазерной системы излучения с перестраиваемой длиной волны в выбранном диапазоне используется соответствующая пара нелинейных кристаллов ВВО. Для получения на выходе лазерной системы излучения с перестраиваемой длиной волны необходимо выполнить следующие действия:

– повернуть рычаги подвижных платформ П1, П2 и П3 по часовой стрелке и установить приборы в положение, показанное на рисунке 5.11;

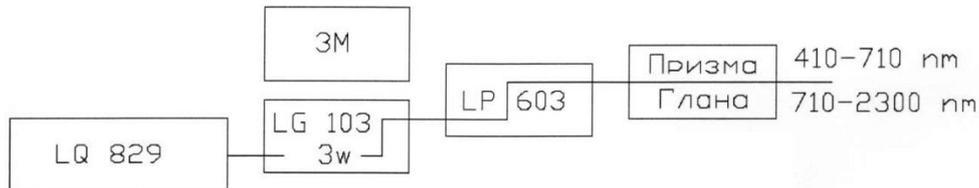


Рисунок 5.11 – Расположение приборов для работы с лазерным излучением с перестраиваемой длиной волны

– повернуть рычаги подвижных платформ П1, П2 и П3 против часовой стрелки и зафиксировать положение платформ.

– в соответствии с руководством по эксплуатации ПГС LP603 установить необходимый набор кристаллов.

Установка необходимой длины волны осуществляется на основе перестроечной кривой, приведенной далее на рисунках 5.12 и 5.13 для разных наборов кристаллах. Данные выходных энергий для сигнальной волны для двух наборов кристаллов приведены на диаграммах 5.14 и 5.15.

Первый набор кристаллов  
перестроечная кривая

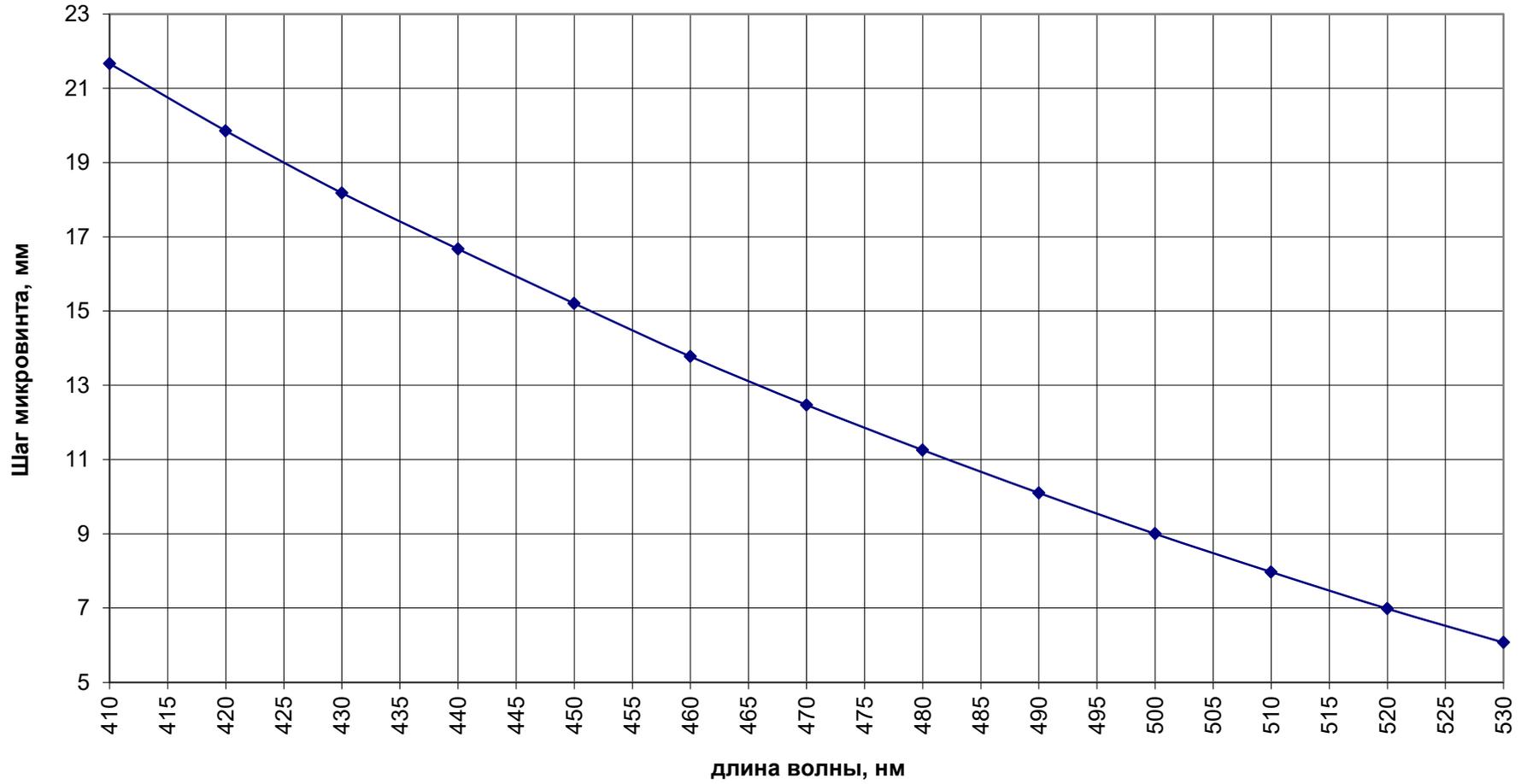


Рисунок 5.12 – Перестроечная кривая для I набора кристаллов

**Второй набор кристаллов  
перестроечная кривая**

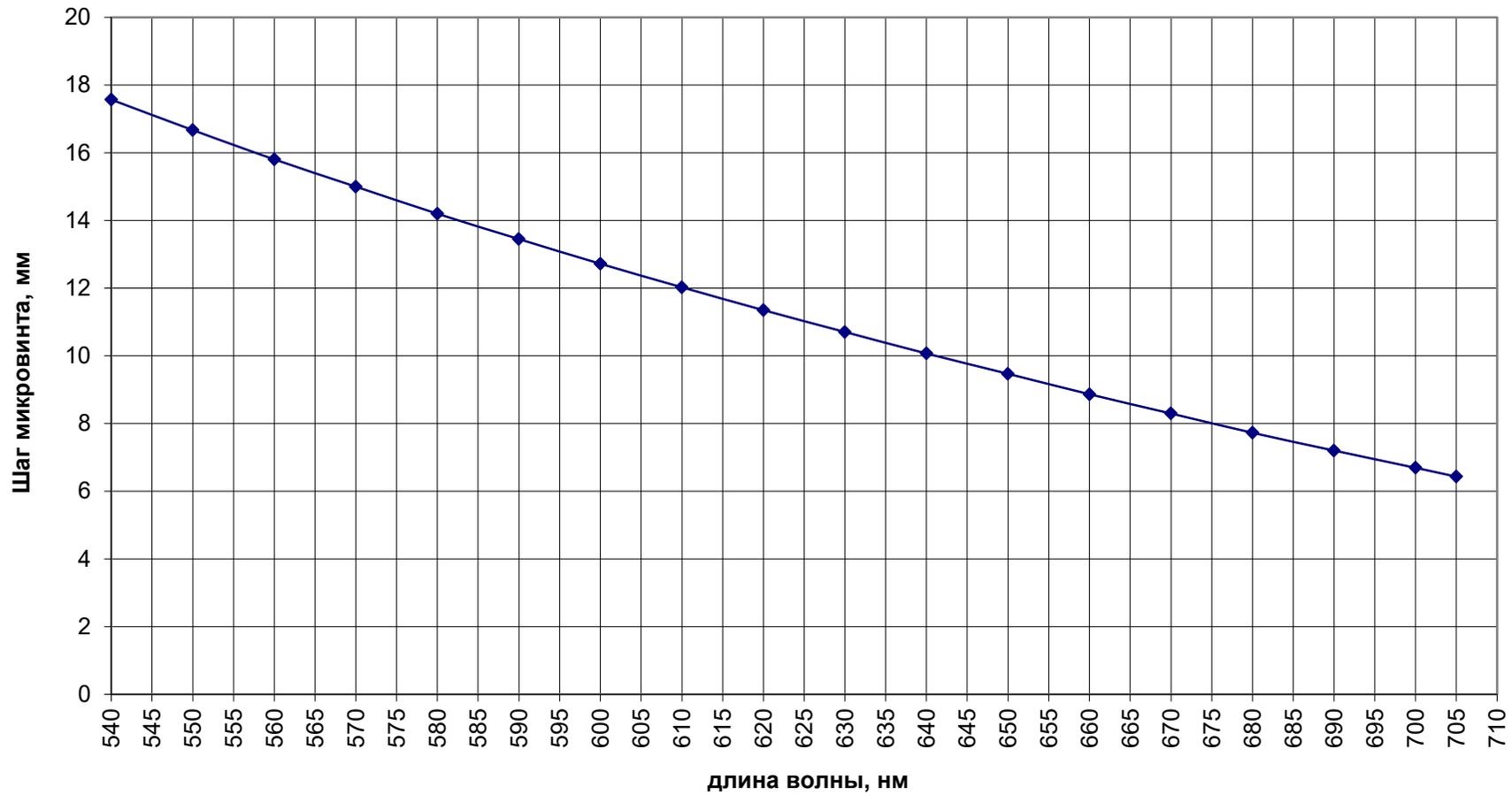


Рисунок 5.13 – Перестроечная кривая для II набора кристаллов

Первый набор кристаллов  
Сигнальная волна

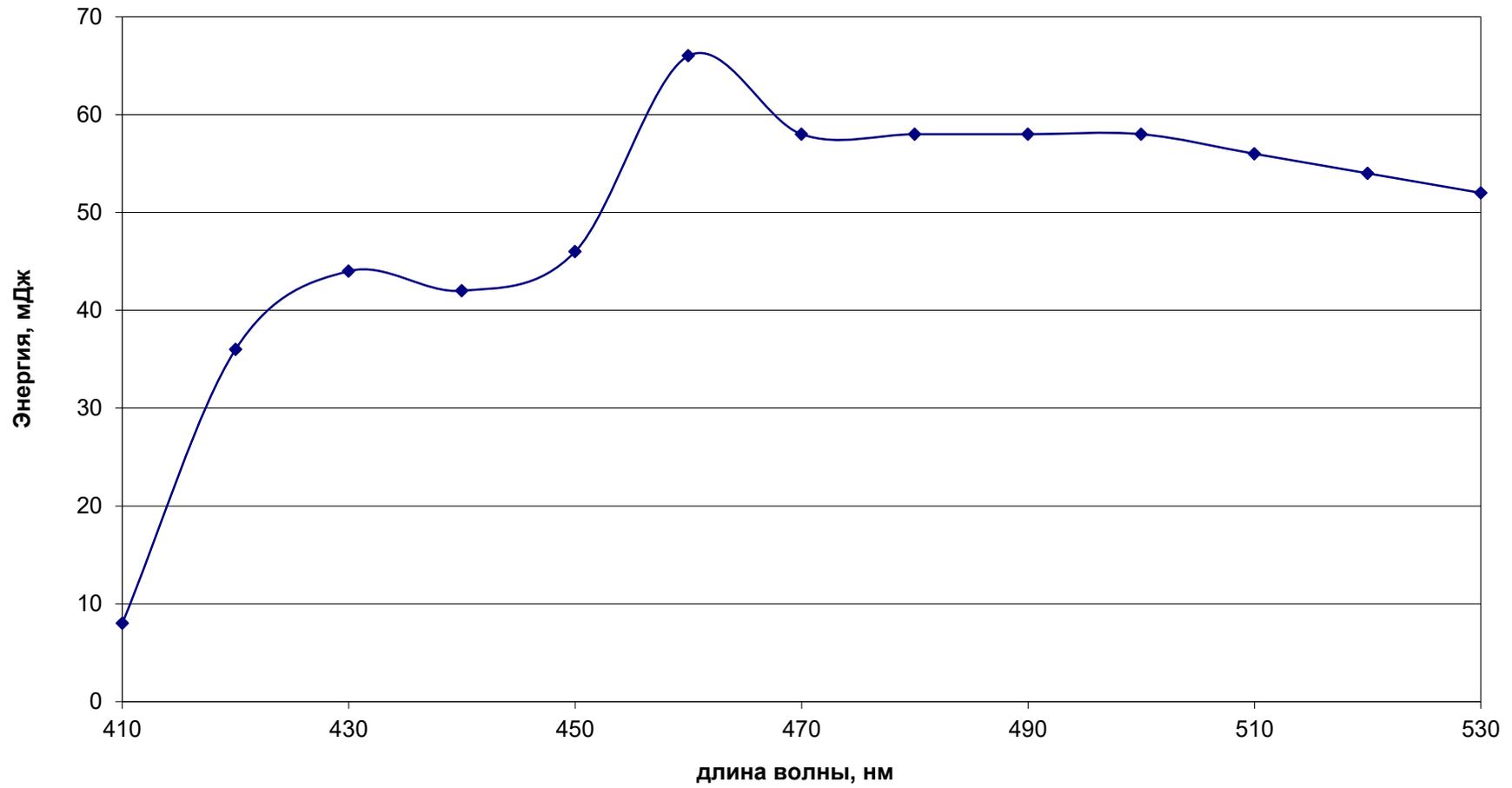


Рисунок 5.14 – График выходной энергии сигнальной волны от длины волны для I набора кристаллов

Второй набор кристаллов  
Сигнальная волна

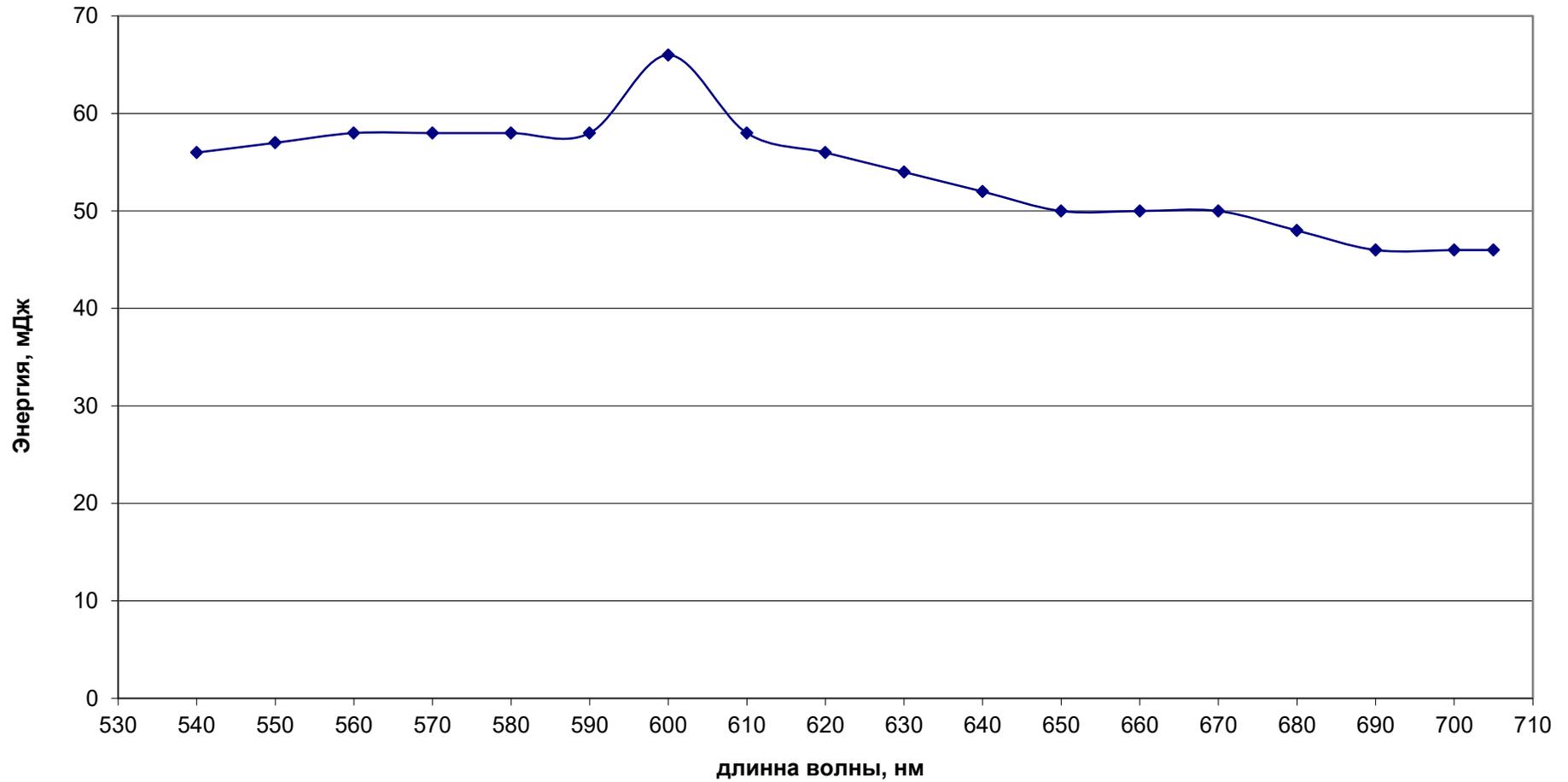


Рисунок 5.14 – График выходной энергии сигнальной волны от длины волны для II набора кристаллов

## 6 СПЕКТРАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

В данном разделе кратко изложены принципы действия и правила эксплуатации спектрофотометра СФ-56 производства ОКБ «Спектр»-ЛОМО, спектрофлуориметр RF-5301PC производства Shimadzu.

### 6.1 Спектрофотометр СФ-56

Спектрофотометр предназначен для измерения коэффициентов направленного пропускания веществ в спектральном диапазоне ближнего ультрафиолета, всей видимой области, а также ближнего ИК-диапазона (190–1100 нм).

#### 6.1.1 Принцип работы

Принцип действия спектрофотометра (рис. 6.1) основан на измерении отношения двух световых потоков: светового потока, прошедшего через исследуемый образец, и потока, падающего на исследуемый образец. Для повышения точности измерения, а также устранения влияния рассеянного света, регистрируется интенсивность сигнала при перекрытии света от источника излучения.

Коэффициент пропускания исследуемого образца  $T$  в процентах рассчитывается по формуле:

$$T = (U_o - U_T) / (U_n - U_T) * 100\%$$

где  $U_n$  – напряжение, пропорциональное световому потоку, падающему на образец;  $U_o$  – напряжение, пропорциональное световому потоку, прошедшему через образец;  $U_T$  – напряжение, пропорциональное темновому току блока фоторегистрирующего устройства.

Таким образом, на каждой длине волны поочередно измеряется интенсивности:

- “темной зоны”, которая формируется перекрытием света в блоке светофильтров,
- света от лампы,
- света, который прошел через образец.

#### 6.1.2 Оптическая схема

Две лампы используются в качестве источника света для перекрытия всего рабочего спектрального диапазона от 190 до 1100 нм. Для работы в ультрафиолетовой области спектра используются дейтериевая лампа (ДДС-30), а для области видимого диапазона и ближнего ИК – галогенная лампа (КГМ 12-10). Смена ламп производится автоматически на длине волны 380 нм при помощи плоского зеркала, которое меняет свое положение. При отсутствии зеркала свет дейтериевой лампы попадает в монохроматор. При введении зеркала излучения этой лампы перекрывается,

а свет от галогеновой лампы отражается и направляется на входную щель монохроматора.

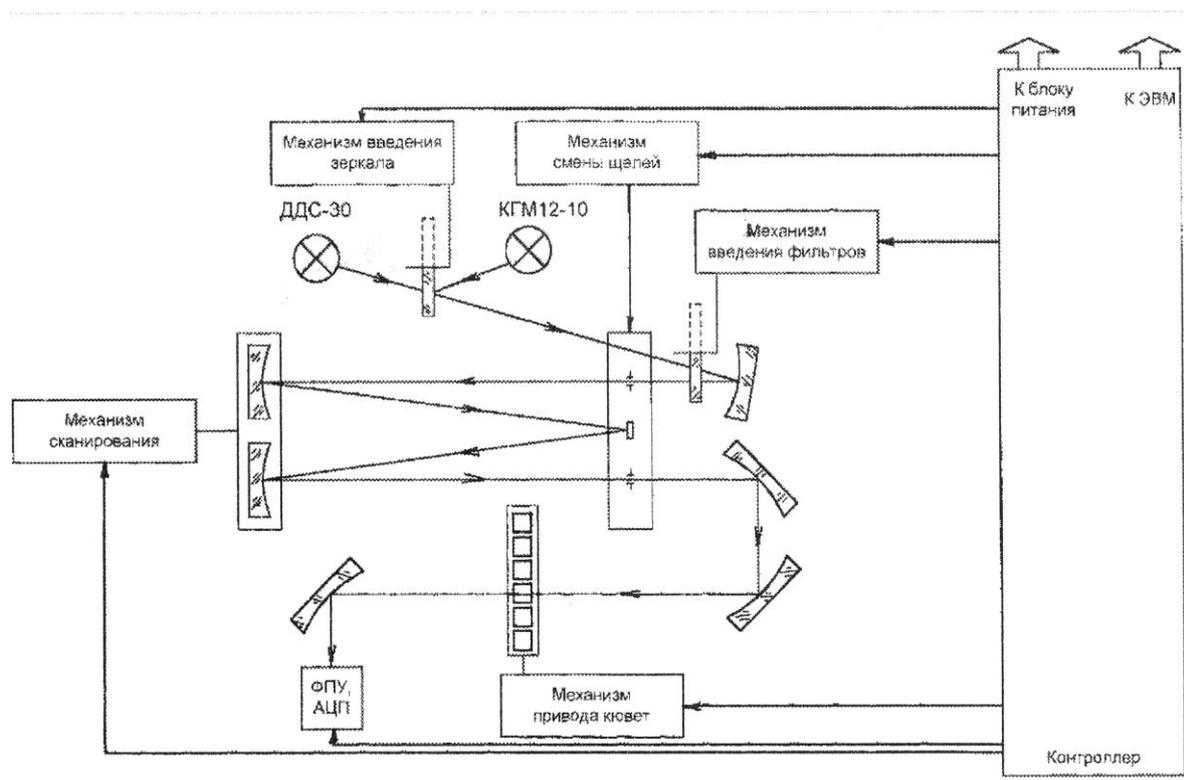


Рисунок 6.1 – Функциональная схема спектрофотометра СФ-56

Монохроматор состоит из двух вогнутых дифракционных решеток с криволинейным штрихом и переменным шагом, а также сферического зеркала, которое выполняет функцию промежуточной щели. Система торических зеркал формирует световой пучок, который проходит кюветное отделение, а регистрация сигнала осуществляется с помощью фотодиода.

### 6.1.3 Порядок работы

1. Включение спектрофотометра осуществляется зеленой клавишей на блоке питания.
2. На компьютере запустить с рабочего стола программу СФ-56.
3. В верхнем горизонтальном меню выбрать Прибор → Подключиться. Программа проверит наличие связи компьютера со спектрофотометром и запустит процедуру настройки, которая включает коррекцию положения дифракционных решеток монохроматора. В видимом диапазоне дейтериевая лампа имеет интенсивную узкую полосу на 656.1 нм – по ней корректируется соответствие угла поворота решеток определенной длине волны. Стабильная работа спектрофотометра обеспечивается через 30 мин после его включения, так как это время необходимо для разогрева дейтериевой лампы.

4. В верхнем горизонтальном меню следует выбрать режим измерения. «Поточечный» режим предназначен для измерения образцов на дискретных определенных длинах волн, которые задает пользователь. Отметим, что в случае, если необходимо сделать большое количество измерений на разных длинах волн, или шаг между точками измерений постоянный (1, 5, 10 нм), то удобнее использовать режим «Сканирование», который позволяет измерять спектры в выбранном диапазоне длин волн (от 190 до 1100 нм).

5. В главном окне программы необходимо выбрать измеряемую величину.

## 6.2 Спектрофлуориметр RF-5301PC

Спектрофлуориметр облучает образец возбуждающим излучением и измеряет сигнал, излучаемый образцом для того, чтобы провести качественный или количественный анализ.

### 6.2.1 Принцип работы

Типовая конфигурация прибора схематически представлена на рис. 6.2.

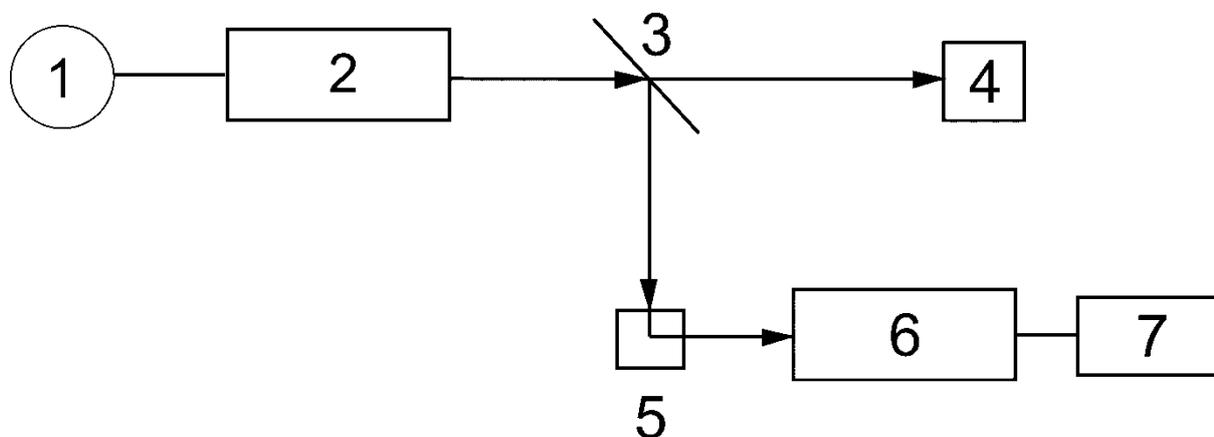


Рисунок 6.2 – Принципиальная схема спектрофлуориметра: 1 – ксеноновая лампа, 2 – монохроматор возбуждения, 3 – светоделитель, 4 – ФЭУ со стороны возбуждения, 5 – образец в кюветном отделении, 6 – монохроматор эмиссии, 7 – ФЭУ со стороны эмиссии

В качестве источника излучения используется ксеноновая лампа мощности 150 Вт. Монохроматор возбуждения выделяет из света ксеноновой лампы заданный диапазон длин волн, чтобы получить возбуждающее излучение. Так как, чем ярче возбуждающий свет, тем выше чувствительность спектрофлуориметра, то монохроматор возбуждения снабжен дифракционной решеткой с большой апертурой, чтобы собрать как можно больше света.

Монохроматор эмиссии селективно принимает излучение образца, а его фотоэлектронный множитель (ФЭУ) измеряет интенсивность сигнала.

Этот монохроматор имеет дифракционную решетку тех же размеров, что и решетка монохроматора возбуждения, чтобы собирать наибольшее возможное количество света.

ФЭУ со стороны возбуждения необходим для корректировки сигнала ФЭУ со стороны эмиссии. Обычно ксеноновые лампы, используемые в спектрофлуориметрах, обладают очень высокой интенсивностью излучения и непрерывным спектром излучения. Однако их тенденция к нестабильному световому излучению может привести к увеличению шума, если не предпринять соответствующих мер. Кроме того, неидентичность спектра излучения ксеноновой лампы и спектральной чувствительности ФЭУ (эти критерии обычно называют аппаратной функцией) приводит к искажению спектра. Чтобы преодолеть эти факторы, фотоэлектронный умножитель со стороны возбуждения при сканировании сигнала принимает часть возбуждающего света, что позволяет корректировать результирующий сигнал на ФЭУ со стороны эмиссии. Такую схему называют системой компенсации источника света.

### 6.2.2 Порядок работы

1. Включить спектрофлуориметр с помощью выключателя правой боковине корпуса прибора. Проверить, чтобы выключатель ксеноновой лампы был также включен.

2. На компьютере запустить с рабочего стола программу RF-5301PC. Программа проверит наличие связи компьютера со спектрофлуориметром и запустит процедуру настройки, которая включает проверку монохроматоров и детекторов. Стабильная работа спектрофлуориметра обеспечивается через 30 мин после его включения, так как это время необходимо для разогрева ксеноновой лампы.

4. В верхнем горизонтальном меню следует выбрать Configure – Parameters – Spectrum Parameters.

5. В появившемся окне следует выбрать параметры, необходимые для измерения спектров свечения:

Spectrum Type: Emission (Тип спектра: свечение)

EX Wavelength: 350 nm (Длина волны возбуждения: 350 нм)

Wavelength Range: 220 – 800 (Диапазон измерения: 220 – 800 нм)

Sampling Interval: 1.0 nm (Шаг измерения: 1.0 нм)

EX/ EM Slit Width: 5 nm / 5 nm (Спектральная ширина щели Возбуждения/Регистрации: 5 нм / 5 нм).

## 7 ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ОТЧЕТУ ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

Отчет по лабораторной работе представляется преподавателю в печатном виде согласно требованиям, изложенным в ГОСТ 7.32-2017 «Отчет о научно-исследовательской работе. Структура и правила оформления». Защита отчета проходит в форме доклада обучающегося по выполненной работе и ответов на вопросы преподавателя.

Основные структурные элементы отчета:

- 1) Титульный лист (образец оформления приведен на следующей странице).
- 2) Цель работы (исходя из полученных навыков в ходе выполнения работы).
- 3) Краткие теоретические сведения.
- 4) Практическая часть:
  - a. оборудование,
  - b. оптическая схема эксперимента,
  - c. ход работы.
- 5) Экспериментальные данные:
  - a. результаты измерений,
  - b. применяемые формулы и вычисления,
  - c. обработка полученных данных.
- 6) Выводы, которые показывают проведенный анализ экспериментальных данных и полученных результатов.

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ,  
МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

О Т Ч Е Т

ПО ЛАБОРАТНОЙ РАБОТЕ № \_\_\_\_\_

НАЗВАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

Выполнил студент группы № VXXX

\_\_\_\_\_

(подпись, дата)

И.О. Фамилия

Проверил доцент, к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_

(подпись, дата)

А.А. Старовойтов

Санкт-Петербург 20XX

## РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1) Дмитриев, В.Г. Прикладная нелинейная оптика [Электронный ресурс] / В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. — Электрон. дан. — Москва : Физматлит, 2004. — 512 с. — Режим доступа: <https://e.lanbook.com/book/2728>. — Загл. с экрана.
- 2) Звелто О. Принципы лазеров. — СПб.: Лань, 2008. — 720 с.
- 3) Шен И. Принципы нелинейной оптики. — М.: Мир, 1989. — 560 с.
- 4) Бломберген Н. Нелинейная оптика. — М.: Мир, 1966. — 424 с.
- 5) Цернике Ф., Мидвинтер Д. Прикладная нелинейная оптика. М.: Мир, 1976. — 262 с.
- 7) Ландсберг, Г.С. Оптика [Электронный ресурс] : учебное пособие / Г.С. Ландсберг. — Электрон. дан. — Москва : Физматлит, 2017. — 852 с. — Режим доступа: <https://e.lanbook.com/book/105019>. — Загл. с экрана.
- 8) Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. — М.: Мир, 1996. — 323 с.
- 9) Шуберт М., Вильгельми Б. Введение в нелинейную оптику. Ч. 1. — М.: Мир, 1973. — 245 с.; Ч. 2. — М.: Мир, 1979. — 512 с.
- 10) Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Нелинейная оптика. — М.: Наука, 1980. — 282 с.
- 9) Делоне, Н.Б. Нелинейная оптика [Электронный ресурс] — Электрон. дан. — Москва : Физматлит, 2003. — 64 с. — Режим доступа: <https://e.lanbook.com/book/2134>. — Загл. с экрана.
- 11) Вейко В.П., Либенсон М.Н., Червяков Г.Г., Яковлев Е.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика)— М. : Физматлит, 2008. — 310 с.
- 12) Акципетров, О.А. Нелинейная оптика кремния и кремниевых наноструктур [Электронный ресурс] : монография / О.А. Акципетров, И.М. Баранова, К.Н. Евтюхов. — Электрон. дан. — Москва : Физматлит, 2012. — 544 с. — Режим доступа: <https://e.lanbook.com/book/5255>. — Загл. с экрана.
- 13) Беспалов В.Г., С. А. Козлов, Крылов В.Н., Путилин С.Э. Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии - СПб: СПбГУ ИТМО, 2010 – 234 с.
- 14) Сивухин, Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика [Электронный ресурс] : учебное пособие / Д.В. Сивухин. — Электрон. дан. — Москва : Физматлит, 2002. — 792 с. — Режим доступа: <https://e.lanbook.com/book/2314>. — Загл. с экрана.

Старовойтов Антон Андреевич

Лабораторный практикум по основам нелинейной оптики  
учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Иллюстрация на обложке: Дададжанов Далер Рауфович

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО Н. Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел**  
**Университета ИТМО**  
197101, Санкт-Петербург, Кронверский пр., 49