

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра общей физики

Коровянский Андрей Алексеевич

ОТЧЕТ

о курсовой работе

«ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ»

электромагнитный практикум, 2 курс, группа 18311

Научный руководитель:

Д. К. Шараборин

Оценка научного руководителя:

«__»_____ 2019г.

Преподаватель практикума:

Доцент И. И. Морозов

Оценка преподавателя практикума:

«__»_____ 2019г.

Куратор практикума:

К.т.н В. Т. Астрелин

Оценка куратора практикума:

«__»_____ 2019г.

Новосибирск, 2019 г.

Аннотация

Целью работы являлось получение теоретических и практических навыков генерации второй гармоники лазерного излучения с использованием нелинейного кристалла. Для этой цели была собрана установка, состоящая из лазера, нелинейного кристалла и сенсора, измерены значения энергии лазерного излучения для различных углов ориентации между кристаллом и пучком лазера. На основании полученных данных построена зависимость интенсивности излучения второй гармоники от угла. Построены графики теоретической и экспериментальной зависимостей, оценены погрешности полученных величин. Результаты хорошо согласуются с известными литературными данными. Нелинейные кристаллы широко применяются для генерации второй гармоники лазерного излучения, как один из простых и доступных способов.

Оглавление

1. Введение	4
2. Теория возникновения явления	5
3. Описание экспериментальной установки	7
4. Обработка результатов	9
5. Выводы	10
6. Список литературы	10

1. Введение

Лазерное излучение это вид энергии, который не встречается в природных источниках света. Оно создаётся с помощью оптических квантовых генераторов, которые чаще носят название – лазеры (Light amplification by stimulated emission of radiation – LASER). Главной отличительной чертой лазера от других источников света является его когерентное, монохроматичное, поляризованное и узконаправленное излучение. Существует огромное количество видов лазеров. Они широко применяются как в науке и технике, так и в быту. Сейчас лазеры работают в огромном диапазоне длин волн, от жёсткого ультрафиолета с длиной волны порядка 100 нм, до терагерцового излучения с длиной волны в долях миллиметра, значительно превышая видимый спектр. Но этот диапазон заполнен дискретно, не покрывая большинство промежутков полностью (рис 1).

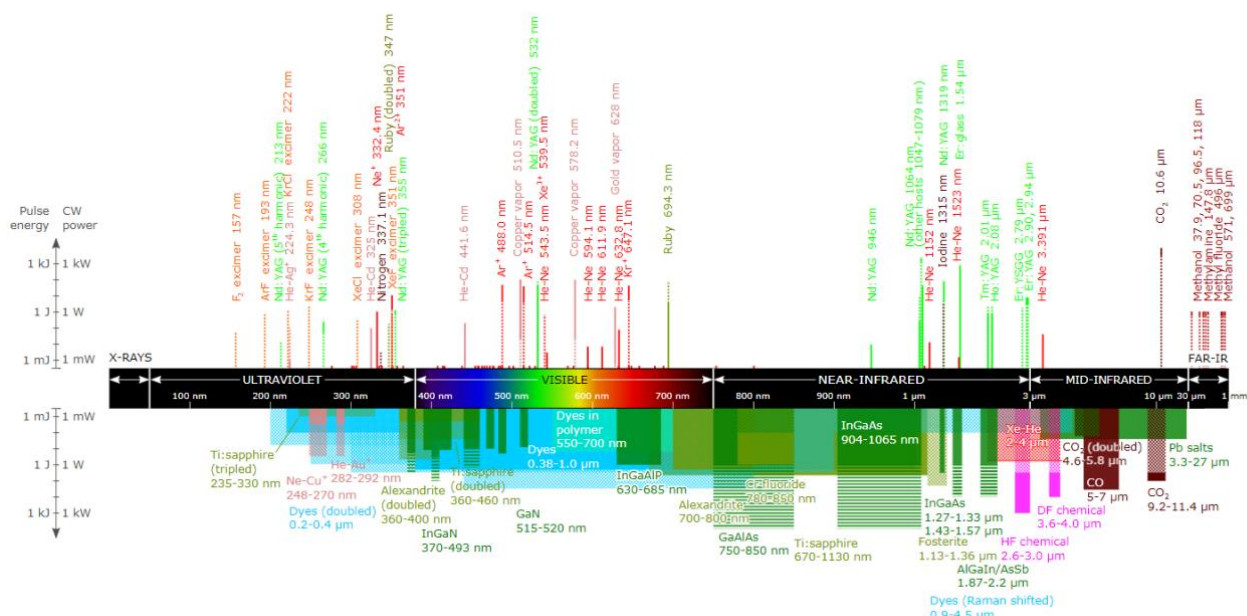


Рисунок 1. Диапазон длин волн лазерного излучения

Длина волны напрямую зависит от особенностей конструкции лазеров. Большая часть лазеров работает только на одной длине волны, и только в некоторых (например, в эксимерных лазерах) можно её изменять. Но всё усложняется низкой эффективностью и высокой стоимостью таких лазеров. Также есть альтернативные способы изменения длины волны конкретного лазера. Один из них – это генерация второй гармоники с использованием нелинейного кристалла. К примеру, этот способ часто используют с твёрдотельным Nd:YAG лазером, преобразуя его длину волны 1064 нм в 532 нм, во многих случаях Nd:YAG лазер изначально комплектуется установкой для генерации второй гармоники с использованием нелинейного кристалла.

Цель работы.

Целью работы является получение теоретических и практических навыков генерации второй гармоники лазерного излучения с использованием нелинейного кристалла. Сравнение теоретической и экспериментальной зависимости энергии излучения второй гармоники от угла между кристаллом и лазерным пучком.

2. Теория возникновения явления

Нелинейная поляризация среды и синхронизм

Нелинейные оптические явления в основном возникают из-за нелинейной зависимости вектора поляризации P от напряженности электрического поля E . Рассмотрим однородную среду, не будем учитывать её магнитные свойства и пространственную дисперсию. Пусть через неё проходит интенсивный световой пучок с напряженностью электрического поля E , порождённый лазером. Если поле E ещё не очень сильное, вектор P можно разложить по степеням составляющих вектора E до нескольких первых членов. Тогда в общем случае, когда среда анизотропна, можно записать

$$P_j = \alpha_{jk}E_k + \alpha_{jkl}E_kE_l + \alpha_{jklm}E_kE_lE_m + \dots \quad (1)$$

Где тензор α_{jk} – линейная поляризуемость среды, а тензоры высших порядков называются квадратичными и кубичными поляризуемостями. Поле E предполагается монохроматическим, а поляризуемости α – функциями частоты ω . Для изотропной среды все тензоры превращаются в скаляры. С наличием квадратичной поляризуемости связаны многие нелинейные оптические явления. Из сказанного выше следует, что в изотропных средах нелинейные квадратичные явления невозможны. Тем не менее и при рассмотрении таких явлений можно пользоваться моделью изотропной среды, полагая

$$P = \alpha E + \alpha_2 EE + \alpha_3 E^2 E + \dots \quad (2)$$

Где поляризуемости α_i уже являются скалярами. Такое упрощение вполне допустимо при качественном рассмотрении возможных нелинейных оптических явлений. Надо только иметь в виду, что в кристаллах в выбранном направлении могут распространяться только волны избранных поляризаций. Соотношение (2) приближенно применимо к каждой из таких волн, причём для различных волн поляризуемости α_i имеют разные значения.

Разобьём поляризацию P на линейную и нелинейную части $P = P_{\text{л}} + P_{\text{нл}}$. Нелинейная часть определяется выражением:

$$P_{\text{нл}} = \alpha_2 EE + \alpha_3 E^2 E + \dots \quad (3)$$

А линейная $\mathbf{P}_л = \alpha \mathbf{E}$. В соответствии с этим и индукция $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}$ становится суммой линейной части $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}_л$ и нелинейной $\mathbf{D} = 4\pi \mathbf{P}_{нл}$. Линейная часть, очевидно, равна $\mathbf{D}_л = \varepsilon \mathbf{E}$, где ε – обычная диэлектрическая проницаемость среды.

В качестве нулевого приближения возьмём плоскую волну, распространяющуюся вдоль оси z со скоростью c на частоте ω : $E = E_0 = A_\omega \cos(\omega t - kz)$, где $k = |\mathbf{k}|$ – волновое число – удовлетворяет соотношению $k^2 = \varepsilon \omega^2 / c^2$. Тогда нелинейная добавка к поляризации среды (3) в нулевом приближении равна

$$P_{нл} = \alpha_2 E_0^2 = \frac{\alpha_2 A_\omega^2}{2} + \frac{\alpha_2 A_\omega^2}{2} \cos 2(\omega t - kz) \quad (4)$$

Первое слагаемое в этом выражении не зависит от времени. С ним связано оптическое детектирование – возникновение в нелинейной среде постоянной электрической поляризации при прохождении через неё мощной световой волны. Второе слагаемое гармонически меняется во времени. С ним связана генерация в нелинейной среде второй гармоники – волны с удвоенной частотой. Поле этой гармоники выглядит следующим образом:

$$\frac{2\pi\alpha_2}{\varepsilon(\omega) - \varepsilon(2\omega)} A_{2\omega}^2 [\cos(2\omega t - 2kz) - \cos(2\omega t - Kz)], \quad (5)$$

$$\text{Где } K^2 = \varepsilon(2\omega) \frac{(2\omega)^2}{c^2}.$$

Таким образом вторая гармоника представляет из себя наложение двух волн одной и той же частоты 2ω : вынужденной $\cos(2\omega t - 2kz)$ и свободно распространяющейся $-\cos(2\omega t - Kz)$. Обе волны распространяются в одном направлении, но с разными фазовыми скоростями. Поэтому в ходе их распространения будет меняться разность фаз и возникнет явления биений.

Выберем ось z перпендикулярно границе среды ($z = 0$ – граница). Пусть фаза вынужденной волны в некоторой точке z_0 есть

$$\phi(z_0) = 2\omega t - 2kz_0 \quad (6)$$

Рассматриваемая в точке z фаза переизлучённой волны, возникшей в z_0 , будет отличаться от $\phi(z_0)$ на величину $K(z - z_0)$. Иначе говоря, рассматриваемая в точке z фаза световой волны, переизлучённой в z_0 может быть представлена в виде

$$\phi(z_0) = 2\omega t - 2kz_0 - K(z - z_0) = 2\omega t - Kz + \Delta kz_0. \quad (7)$$

$$\text{Где } \Delta k = K - 2k - \text{волновая расстройка.} \quad (8)$$

Результирующая волна второй гармоники, рассматриваемая на расстоянии z от границы среды, есть результат интерференции волн, переизлучённых в различных точках z_0 на промежутке от $z_0 = 0$ до $z_0 = z$:

$$E_{2\omega} = A \int_0^z \cos \phi(z_0) dz_0 = A \int_0^z \cos (2\omega t - Kz + \Delta k z_0) dz_0$$

Где A – некоторый множитель, не зависящий ни от z , ни от Δk . Введём замену переменных:

$$2\omega t - Kz = \mu \quad \mu + \Delta k z_0 = \tau \quad dz_0 = \frac{d\tau}{\Delta k}$$

Тогда

$$\begin{aligned} E_{2\omega} &= \frac{A}{\Delta k} \int_{\mu}^{\mu + \Delta k z} \cos(\tau) d\tau = \frac{A[\sin(\mu + \Delta k z) - \sin \mu]}{\Delta k} = \frac{2A}{\Delta k} \sin \frac{\Delta k z}{2} \cos \left(\mu + \frac{\Delta k z}{2} \right) \\ &= \frac{2A}{\Delta k} \sin \frac{\Delta k z}{2} \cos (2\omega t - Kz + \frac{\Delta k z}{2}) \end{aligned} \quad (9)$$

Из (9) находим выражение для амплитуды второй гармоники в точке z :

$$A_{2\omega}(z) = \frac{2A}{\Delta k} \sin \frac{\Delta k z}{2} \quad (10)$$

Для фиксированного z зависимость $A_{2\omega}^2(\Delta k)$, определяемая соотношением (10) называется кривой синхронизма:

$$A_{2\omega}^2(\Delta k) = \frac{4A^2}{\Delta k^2} \sin^2 \frac{\Delta k z}{2} \quad (11)$$

Наибольший позитивный интерференционный эффект достигается при условии $\Delta k = 0$ или, иначе, $K = 2k$. Это и есть условие волнового (фазового) синхронизма.

3. Описание экспериментальной установки

Для проведения эксперимента была собрана установка (рис. 1), состоящая из импульсного Nd:YAG лазера (Quanta-Ray Pro-290-10ЕН, частота работы 10 Гц, энергия в каждом импульсе до 900 мДж на длине волны 532 нм), нелинейного кристалла дигидрофосфата калия, в котором водород заменён на дейтерий – дидейтерофосфата калия (DKDP), микрометра, позволяющего косвенно измерять угол падения лазерного пучка на кристалл, полупрозрачного зеркала,

которое пропускает первую гармонику и отражает вторую, пирозлектрического датчика энергии Coherent J-50MB-HE, подключённого к измерительному прибору лазерной энергии (Coherent LabMax-TOP), с помощью которого производились измерения энергии лазерного импульса на выходе кристалла, а именно – энергии второй гармоники лазерного излучения.

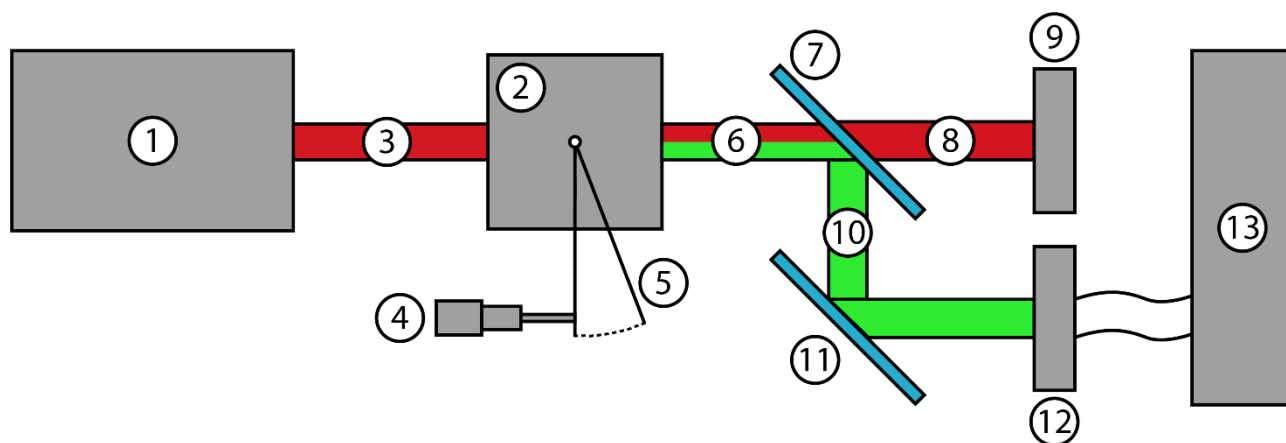


Рисунок 2. Схема установки.

1 – лазер, 2 – нелинейный кристалл DKDP, 3 – лазерный пучок (1064 нм), 4 – микрометр, 5 – рычаг управления углом кристалла, 6 – лазерный пучок (1064 нм и 532 нм), 7 – полупрозрачное зеркало, 8 – отфильтрованный лазерный пучок (1064 нм), 9 – устройство поглощения лазерного пучка, 10 – отфильтрованный пучок (532 нм), 11 – зеркало, 12 – датчик энергии, 13 – регистрирующее устройство

Перед началом эксперимента была измерена длина рычага L (рис. 3) для дальнейшего вычисления угла. Так как изменение расстояния x на микрометре крайне мало по сравнению с длиной рычага L – 1,5 мм против 70 мм, то изменением y относительно L с хорошей точностью можно пренебречь, т. к. $y < x \ll L$.

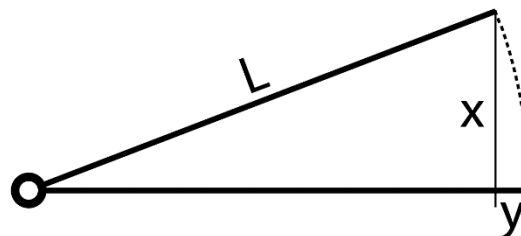


Рисунок 3. Рычаг изменения угла кристалла

Далее происходило включение генерации лазерного излучения и измерение зависимости энергии лазера от смещения на микрометре. Устройство регистрации для каждого значения x проводило 100 измерений длиной в 0,1 секунду, после чего выводилось среднее значение и среднее отклонение энергии. Данные записывались в таблицу.

4. Обработка результатов

После проведения эксперимента была получена зависимость энергии лазера E от расстояния на микрометре x . Угол отклонения кристалла и расстояние на микрометре связаны следующим уравнением:

$$\sin \alpha = \frac{L}{x} \quad (12)$$

Таким образом с помощью формулы (12) была найдена экспериментальная зависимость $E(\alpha)$. Угол, при котором наблюдалось максимальное значение энергии (центральный пик на графике) был принят за 0 рад. Для удобства на оси энергии взята логарифмическая шкала. Угол измерялся в пределах, когда энергия выше нижней границы диапазона чувствительности датчика энергии лазера. Зависимость представлена на рисунке 3.

Для сравнения результатов с теоретической зависимостью построим график $A_{2\omega}^2(\Delta k)$ используя формулу (11). Результат сравнения графиков теоретической и экспериментальной зависимости можно увидеть на рисунке 5.

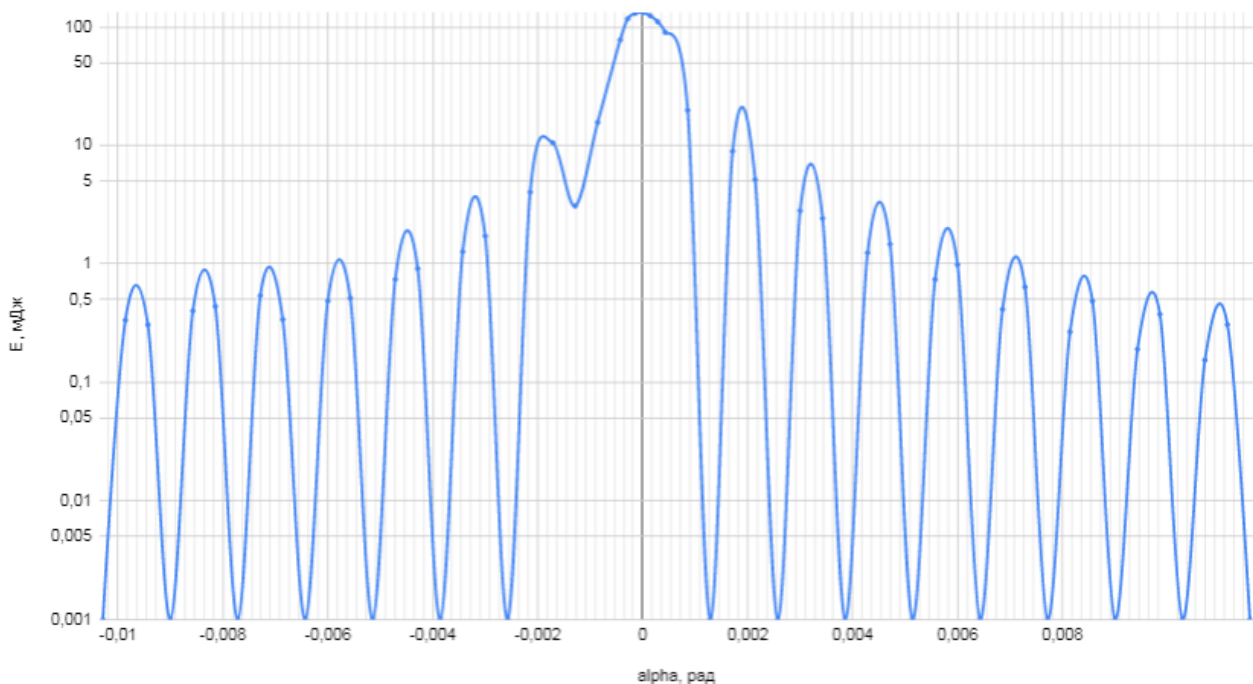


Рисунок 4. Экспериментальная зависимость энергии второй гармоники E от угла α

На полученных зависимостях чётко наблюдается интерференционная картина. В области центрального пика достигается наибольшая энергия второй гармоники, центральный пик примерно в 2 раза шире, чем боковые.

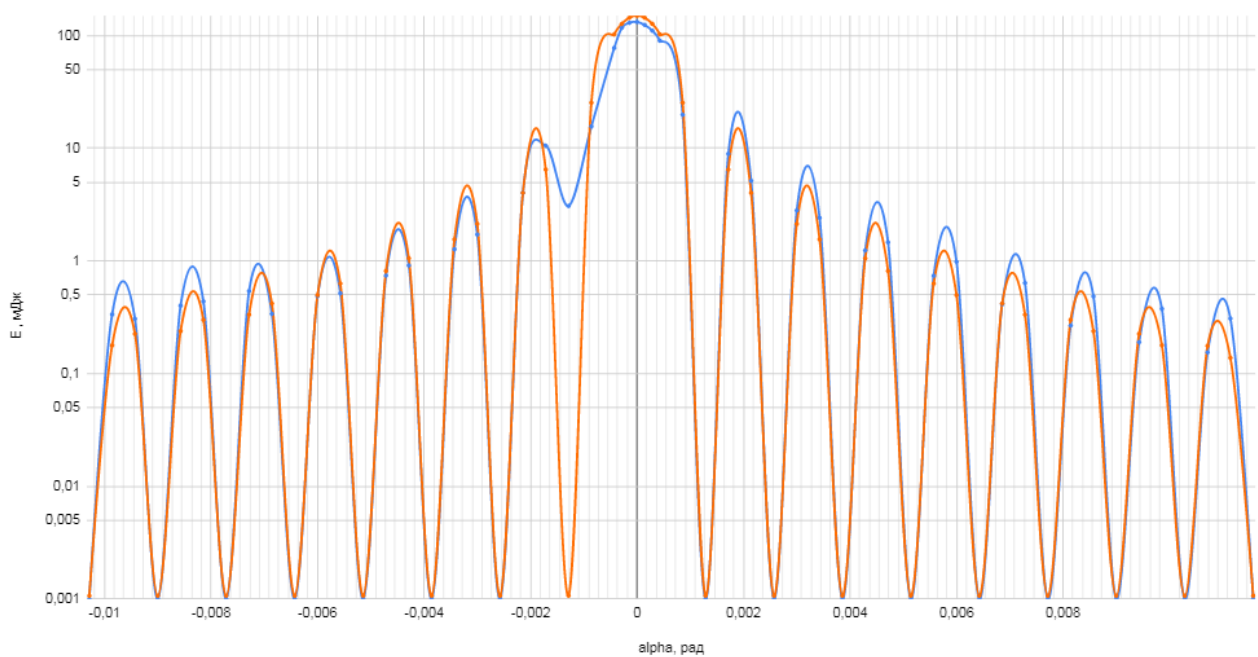


Рисунок 5. Сравнение теоретической и экспериментальной зависимостей. Теоретическая зависимость обозначена оранжевым цветом, экспериментальная – голубым.

5. Выводы

В ходе работы я получил теоретические и практические навыки генерации второй гармоники лазерного излучения с использованием нелинейного кристалла. Была собрана установка, проведены необходимые измерения зависимости энергии лазера от угла отклонения нелинейного кристалла, построены теоретическая и экспериментальная зависимости, проанализированы погрешности. Полученные данные хорошо согласуются с теоретической моделью, а также с табличными данными. Эксперимент подтверждает теоретическое описание процесса.

6. Список литературы

1. Ф. Цернике, Дж. Мидвинтер – Прикладная нелинейная оптика // Издательство «Мир», Москва 1976.
2. Н. А. Иванов – Генерация второй оптической гармоники. Методические рекомендации // Иркутск 2005.
3. Д. В. Сивухин – Общий курс физики. Т.IV. Оптика // Москва, 1980 г. 752 стр. с илл.
4. В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов – Прикладная нелинейная оптика // 2-е издание, перераб. и доп. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004 – 512 с.