МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

В.Ю. Храмов, В.В. Назаров, А.Е. Пушкарева, Д.Ю. Сачков, О.П. Сидорова

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ В ЗАДАЧАХ ЛАЗЕРНОЙ ОПТИКИ

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2010

В.Ю. Храмов, В.В. Назаров, А.Е. Пушкарева, Д.Ю. Сачков, О.П. Сидорова Моделирование взаимодействия излучения с веществом в задачах лазерной оптики. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. – 111 с.

В учебном пособии изложены вопросы, связанные с твердотельными лазерными системами, нелинейной оптикой, биохимией, медицинской биофизикой, биологией и анатомией человека.

Учебное пособие предназначено для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлениям подготовки 200200 «Оптотехника» и 140400 «Техническая физика».

Рекомендовано к печати на заседании Ученого Совета Инженернофизического факультета 14 сентября 2010 г. протокол № 1.



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования Российской Федерации И науки была Программа развития государственного образовательного утверждена vчреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009-2018 годы.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2010

© В.Ю. Храмов, В.В. Назаров, А.Е. Пушкарева, Д.Ю. Сачков, О.П. Сидорова, 2010

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
1 Точечная модель одномодового лазера	6
1.1 Исследование двухуровневнего одномодового лазера в режимах свободной генерации и модулированной добротности	11
1.2 Исследование одномодового лазера с трех- и четырехуровневой активной средой	14
1.3 Исследование режима свободной генерации лазеров на базе активированных ионами Er лазерных кристаллов в условиях диодной накачки	19
1.4 Моделирование режима периодической модуляции потерь в твердотельном лазере с непрерывной накачкой	24
1.5 Моделирование стационарного режима генерации твердотельного лазера	27
Литература	30
2 Исследование фазового синхронизма в процессах трехволнового взаимодействия в нелино-оптических кристаллах	31
2.1 Определение углов синхронизма при суммировании частот в одноосных нелинейно-оптических кристаллах	34
2.2 Определение углов синхронизма для генерации второй гармоники в одноосных нелинейно-оптических кристаллах	37
2.3 Определение углов синхронизма для генерации второй гармоники в двуосных нелинейно-оптических кристаллах	40
2.4 Исследование диапазона перестройки длин волн параметрической генерации	45
Литература	50
3 Пространственные характеристики излучения лазеров с внутрирезонаторными термооптическими неоднородностями	51
3.1 Моделирование устойчивых резонаторов твердотельных лазеров с учетом тепловой линзы в активном элементе	51
3.2 Определение параметров теплопереноса для цилиндрических активных элементов твердотельных лазеров	57
3.3 Исследование термооптических искажений, наводимых в цилиндрических активных элементах твердотельных лазеров	61

3

3.4 Исследование углового распределения излучения	67
твердотельного лазера с неустойчивым резонатором и	
внутрирезонаторными оптическими неоднородностями	
3.5 Исследование амплитудно-фазового отклика диэлектрического градиентного зеркала	71
Литература	77
4 Взаимодействие лазерного излучения с биологическими	78
средами	
4.1 Распространение лазерного излучения в мутных биологических средах	84
4.2 Исследование влияния оптических параметров слоев кожи на характер распространения в коже лазерного излучения	89
4.3 Моделирование длительного лазерного нагрева биологической среды	97
Литература	107
Кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики	108

введение

Данное учебное пособие посвящено проблемам моделирования взаимодействия лазерного излучения с активными средами и оптическими элементами твердотельных лазеров, нелинейно-оптическими кристаллами, а также биотканями.

В первой части пособия рассмотрены процессы лазерной генерации с использованием "точечной модели" твердотельного лазера, основанной на применении системы балансных уравнений, а также уравнений переноса. Представленные в этой, а также последующих частях, примеры задач лазерной оптики могут быть решены студентами самостоятельно с применением математического пакета Mathcad. В материалы каждой задачи включены варианты заданий для самостоятельной работы студентов.

Вторая часть пособия посвящена моделированию смешения частот лазерного излучения и параметрической генерации в нелинейнооптических кристаллах. Приведенные в каждом подразделе задачи позволяют анализировать выполнение условий фазового синхронизма при трехволновом взаимодействии лазерного излучения в объеме как одноосных, так и двуосных кристаллов для различных типов синхронизма.

В третьей части пособия рассмотрены задачи, связанные с исследованием теплового режима цилиндрических активных элементов твердотельных лазеров в условиях ламповой накачки, а также изучается влияние термооптических неоднородностей активных элементов на пространственные характеристики излучения лазеров с неустойчивыми резонаторами. В последнем подразделе третьей части рассмотрены вопросы моделирования амплитудно-фазового отклика диэлектрических градиентных зеркал, применяемых в резонаторах твердотельных лазеров.

Четвертая часть пособия посвящена проблемам взаимодействия лазерного излучения с рассеивающими оптическими средами, в частности биотканями. Рассмотрены вопросы моделирования распространения излучения в многослойной гетерогенной оптической среде в условиях неоднородного тепловыделения.

Данное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлениям 200200 «Оптотехника» и 140400 «Техническая физика».

1 ТОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ОДНОМОДОВОГО ЛАЗЕРА

Краткие сведения из теории

Система уравнений баланса двухуровневой модели одномодового лазера может быть записана с использованием безразмерных переменных m-(плотность фотонов в резонаторе лазера) и u (плотность инверсной населенности) в виде:

$$\dot{m} = Gm(n-1), \tag{1.1}$$

$$\dot{u} = \alpha - u(m+1). \tag{1.2}$$

 $t' = \frac{t}{T_1}$ - безразмерное время, $G = \frac{T_1}{t_c}$, T_1 -время жизни верхнего

лазерного уровня, t_c -время жизни фотона в резонаторе, $U = \frac{U}{U_{nop}}$ -

относительная инверсная населенность, $\alpha = \frac{U_0}{U_{nop}}$ - безразмерный параметр

накачки, U_{пор} – пороговое значение инверсной населенности

Исследование свойств данной системы балансных уравнений, описывающих свойства одномодового лазера, предполагает нахождение стационарных решений системы, а затем определение типа устойчивости решений при различных параметрах системы. Стационарные состояния системы находятся из условия $\dot{m} = \dot{u} = 0$:

$$u_A = \alpha \; ; \; m_A = 0 \; ; \tag{1.3}$$

$$u_B = 1; \ m_B = \alpha - 1.$$
 (1.4)

Стационарному состоянию *А* отвечает случай отсутствия поля в резонаторе, т.е. состояние отсутствия колебаний. Второму стационарному состоянию *В* соответствует режим автоколебаний.

Для выяснения типа особых точек обычно применяется методика линеаризации исходной нелинейной системы уравнений в окрестности каждой из особых точек. Линеаризация состоит в замене переменных $u = u_{A,B} + \Delta u$, $m = m_{A,B} + \Delta m$ и пренебрежении всеми нелинейными членами в получившихся уравнениях. В общем случае мы получим линейную систему уравнений:

$$\Delta \dot{m} = a \Delta m + b \Delta u , \qquad (1.5)$$

$$\Delta \dot{u} = c \Delta m + b \Delta u \,. \tag{1.6}$$

Решение $\Delta m(\tau)$ и $\Delta u(\tau)$ этой системы ищем в виде

$$\Delta m(\tau) = c_1 \exp(p_1 \tau) + c_2 \exp(p_2 \tau), \qquad (1.7)$$

где *p*₁ и *p*₂ – корни характеристического уравнения

$$p^{2} - p(a+d) + (ad-bc) = 0.$$
 (1.8)

Возможны шесть качественно разных ситуаций, соответствующих разным типам особых точек:

1. Устойчивый узел-корни p_1 и p_2 вещественные и отрицательные.

2. Неустойчивый узел- корни p_1 и p_2 вещественные и положительные.

3. Седло – корни p_1 и p_2 вещественные и имеют разные знаки.

4. Устойчивый фокус – корни p_1 и p_2 комплексные с отрицательной вещественной частью.

5. Неустойчивый фокус – корни p_1 и p_2 комплексные с положительной вещественной частью.

6. Центр – корни p_1 и p_2 чисто мнимые.

В окрестности равновесия А справедливы линеаризованные уравнения:

$$\Delta \dot{m} = G(\alpha - 1)\Delta m , \qquad (1.9)$$

$$\Delta \dot{u} = -\alpha \Delta m - \Delta u . \tag{1.10}$$

Один из корней $p_1 = -1$ (отрицателен), а знак второго зависит от величины α . При $\alpha < 1$ (слабая накачка) корень $p_2 < 0$ и особая точка оказывается устойчивым узлом. При $\alpha > 1$ знак p_2 меняется, и особая точка становится седлом, а стационарное состояние перестает быть устойчивым. Неравенство $\alpha > 1$ выражает условие самовозбуждения генератора.

В окрестности точки В линеаризованное уравнение имеет следующий вид:

$$\Delta \dot{m} = G(\alpha - 1)\Delta u \tag{1.11}$$

$$\Delta \dot{u} = -\Delta m - \alpha \Delta u \,. \tag{1.12}$$

Соответствующее характеристическое уравнение обладает решениями

$$p_{1,2} = -\frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4}} - G(\alpha - 1).$$
 (1.13)

Стационарное состояние *В* имеет смысл рассматривать при выполнении условия самовозбуждения, т.е. при $\alpha > 1$.

При $\alpha^2 - 4G(\alpha - 1) > 0$ особая точка является устойчивым узлом. При $\alpha^2 - 4G(\alpha - 1) < 0$ – точка *B* – устойчивый фокус.

Для твердотельных лазеров $G \sim 10^3 \div 10^5$, поэтому особая точка *В* будет фокусом, и система уравнений будет описывать затухающие колебания интенсивности излучения около стационарного уровня m_B с частотой

$$\Omega_0 = \sqrt{G(\alpha - 1)} \tag{1.14}$$

и декрементом затухания $\theta = -\frac{\alpha}{2}$.

Переходные процессы в лазере можно исследовать, применяя уравнение фазовых траекторий лазера:

$$\frac{dm}{du} = G \frac{(u-1)m}{\alpha - (m+1)u}.$$
(1.15)

Параметр *G* >>1 для твердотельных лазеров, поэтому наклон фазовых траекторий велик на всей плоскости, за исключением областей, примыкающих к прямым:

$$u = 1, m = 0.$$
 (1.16)

Прямые являются горизонтально расположенными изоклинами, т.к. наклон фазовых траекторий на этих прямых одинаков и равен нулю (dm/dn = 0). Изоклина с вертикальным расположением касательных определяется уравнением

$$m = \frac{\alpha}{n} - 1, \qquad (1.17)$$

вытекающим из условия $dm/dn = \infty$. Структура фазовых траекторий лазера при $\alpha > 1$ изображена на рис.1.1



Рис.1.1 Структура фазовых траекторий лазера при $\alpha > 1$

При большой величине параметра G фазовые траектории удается разбить на участки с медленным и быстрым движением. Подобное разбиение несправедливо вблизи особых точек А и В, но там реализуется линейное приближение. Изображающая точка (т.е. точка, имеющая координаты *m* и *n*, удовлетворяющие решению нелинейного уравнения (1.15)) будет медленно проходить нижние, близкие к оси абсцисс отрезки траекторий, т.к. на них $dm/d\tau \approx 0$ и скорость движения определяется Эти параметром накачки исключительно α. участки называют интервалами накачки. Участки траекторий, на которых скорость индуцированного излучения значительно превышает скорость накачки, изображающая точка проходит с высокой скоростью. Эти участки фазовых траекторий называются интервалами излучения.

Фазовые траектории на рис.1.1 имеют вид спиралей, медленно накручивающихся на особую точку B. Один оборот спирали соответствует пичку в излучении. Минимуму и максимуму интенсивности излучения отвечает одна и та же разность населенностей U = 1.

В условиях свободной генерации изменения разности населенностей ограничены небольшими пределами $|U-1| \ll 1$. При отсутствии генерации $m \ll 1$ и можно записать уравнение (1.2) в виде

$$\dot{u} = \alpha - u \,. \tag{1.18}$$

Решение (1.18) очевидно: $U = \alpha + (U_0 - \alpha) \exp(-\tau)$. (1.19)

Время, за которое U изменяется от $U_0 = 1$ до U_{max} , мало по сравнению с единицей, поэтому $\exp(-\tau) = 1 - \tau$ и уравнение (1.19) сводится к

$$\Delta U = U - 1 = (\alpha - 1)\tau .$$
 (1.20)

Как видно из уравнения (1.20), увеличение инверсной населенности над пороговым уровнем происходит по линейному закону. Поэтому этот этап развития генерации принято называть линейным. На рис.1.1 линейному этапу соответствует участок фазовой траектории *ab*.

Закон нарастания поля на линейном этапе можно представить в виде

$$m = m_H \exp\left[\frac{1}{2}G(\alpha - 1)\tau^2\right], \qquad (1.21)$$

где m_H – начальное значение интенсивности поля при U = 1.

Максимальную разность населенностей ΔU_{max} в лазере можно оценить по формуле

$$\Delta U_{\max} = \sqrt{\frac{2}{G}(\alpha - 1)\ln\frac{m_B}{m_H}} = \sqrt{\frac{2}{G}(\alpha - 1)\ln\frac{\alpha - 1}{m_H}}, \qquad (1.22)$$

приближенно считая, что ΔU_{max} соответствует точке $b(m \approx m_B)$.

Максимальное значение интенсивности поля определяется выражением:

$$m_{\max} \approx G \frac{U_{\max}^2}{2} = (\alpha - 1) \ln \frac{\alpha - 1}{m_H}.$$
 (1.23)

Интересно отметить, что с ростом начального поля m_H величина m_{max} уменьшается, поэтому наибольшую амплитуду будет иметь первый пичок генерации. Длительность пичка генерации τ_p , определенную как время движения изображающей точки по траектории между значениями $m = m_B$, можно также определить следующим образом:

$$\tau_{p} = \frac{2}{G\Delta U_{\max}} \ln \frac{2G\Delta U_{\max}^{2}}{\alpha - 1} \quad \text{ИЛИ} \quad \tau_{p} = \sqrt{\frac{2}{G(\alpha - 1)\ln \frac{\alpha - 1}{m_{H}}}} \ln \left(4\ln \frac{\alpha - 1}{m_{H}}\right). \quad (1.24)$$

Интервал времени между пичками τ_0 находится из формулы (1.20):

$$\tau_0 = \frac{2\Delta U_{\text{max}}}{\alpha - 1} \,. \tag{1.25}$$

Величина интенсивности поля в момент достижения порога генерации *m_H* может быть найдена только в случае учета в системе балансных уравнений спонтанного излучения. Уравнение для *m* при учете спонтанного излучения может быть записано в виде

$$\dot{m} = Gm(n-1) + G\varepsilon(U + U_{\Sigma}), \qquad (1.26)$$

где $\varepsilon = \frac{\beta B T_1}{2} = \frac{2\pi\beta\omega T_1 T_2 \mu^2 \xi}{\hbar V_s}$, U_{Σ} – суммарная относительная доля

активных центров на обоих рабочих уровнях системы.

Для величины *m_H* справедливо следующее выражение

$$m_H \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} (U_{\Sigma} + 1) \varepsilon \sqrt{\frac{G}{\alpha - 1}}$$
 (1.27)

1.1 Исследование двухуровневнего одномодового лазера в режимах свободной генерации и модулированной добротности

<u>Цель работы</u>: Изучение динамики генерации, временных и энергетических характеристик излучения твердотельного лазера, работающего в режимах свободной генерации (СГ) и модулированной добротности (МД)

Задание к лабораторной работе

1. Изучить влияние параметров лазера на характер фазовых траекторий в режиме свободной генерации (u1=0) при отсутствии потерь в резонаторе (коэффициент потерь равен γ =0). Определить энергию генерации, характерную пиковую мощность и характерный период следования пичков свободной генерации. Получить значение энергии при коэффициенте потерь γ =0.01. При проведении расчетов интервал времени "tf" выбрать из диапазона значений 3-10 в зависимости от условий генерации. Значение параметра накачки "a" выбрать в соответствии с вариантом исходных данных.

2. Исследовать энергетические и временные параметры импульса лазерной генерации при мгновенном включении модулятора добротности (влиянием накачки пренебречь: a=0). Определить энергию, пиковую мощность и длительность моноимпульса, время развития генерации. При проведении расчетов интервал времени "tf" выбрать из диапазона значений 0.001-0.1в зависимости от условий генерации. Значение начальной инверсии "u1" выбрать в соответствии с вариантом исходных данных.

Характерный вид фазовой траектории и зависимость плотности фотонов в резонаторе от времени, соответствующие режиму свободной генерации, представлены на рис. 1.2 и 1.3.

Обозначения переменных в программе

G – g-параметр, а – параметр накачки
 γ - коэффициент диссипативных потерь
 u1 – начальная инверсия, tf=t/T₁- расчетный интервал времени

1. Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Полученные результаты численных расчетов: временные и энергетические характеристики лазерной генерации в режимах СГ и МД

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

N⁰	Параметр G,	Параметр накачки α,	Начальная
	отн.ед.	отн.ед.	инверсия u1
			отн. ед.
1	10^{3}	1.5	1.5
2	10 ⁴	2.0	2.0
3	10^{3}	2.5	3
4	10^{4}	3	4
5	10^{3}	4	5
6	10^{4}	1.5	1.5
7	10^{3}	2	2
8	10 ⁴	2.5	3
9	10^{3}	3	4
10	10^{4}	4	5

Варианты исходных данных

т, отн.ед.



Рис. 1.2 Фазовая траектория лазера в режиме свободной генерации (тплотность фотонов в резонаторе, п-плотность инверсной населенности)



Рис. 1.3 Зависимость плотности фотонов в резонаторе от времени в режиме свободной генерации

1.2 Исследование одномодового лазера с трех- и четырехуровневой активной средой

<u>Цель работы</u>: Изучение динамики лазерной генерации с использованием точечной модели лазеров с 3-х и 4-х уровневыми активными средами. Исследование временных и энергетических характеристик излучения твердотельного лазера, работающего в режимах свободной генерации и модулированной добротности

Краткие сведения из теории

Уравнения баланса разностей населенностей U и числа фотонов в моде M (скоростные уравнения, уравнения Статца-де Марса) можно написать из наглядных соображений, основываясь на понятии вероятности перехода в единицу времени:

$$\frac{dM}{dt} = BMU - \frac{M}{T_c}, \qquad (1.28)$$

$$\frac{dU}{dt} = -\beta BMU - \frac{U - U_0}{T_1}.$$
(1.29)

Первое уравнение показывает, что изменение числа фотонов в единицу времени в моде происходит под действием вынужденных переходов со скоростью ВМИ и убывает благодаря наличию потерь со скоростью $\frac{M}{T}$. Изменение разности населенностей *U* происходит под действием индуцированных переходов, a также под действием релаксационных процессов И накачки. Величина U_0 определяет значение инверсной населенности отсутствии равновесное при радиационных процессов, т.е. при M = 0. Параметр β определяет скорость изменения инверсии вследствие вынужденного излучения (трехуровневая активная среда, четырехуровневая активная среда).

Задание к лабораторной работе

1. Провести численные исследования динамики свободной генерации (a1=0, u1=0) для трехуровневой (β=2) или четырехуровневой (β=1) активной среды. Определить энергию генерации, характерную пиковую мощность и характерный период следования пичков свободной генерации. Коэффициент потерь взять равным γ=0.01.

Оптимизировать значение р для достижения максимальных значений энергии генерации. При проведении расчетов интервал времени tf выбрать исходя из времени жизни верхнего уровня t1. Стационарное значение инверсии u0 выбрать в соответствии с вариантом исходных данных.

2. Для режима модулированной добротности (a1=1) исследовать зависимость динамики лазерной генерации от времени включения модулятора добротности ts. Время ts выбрать из диапазона 10-100 нс. Определить энергию, пиковую мощность и длительность моноимпульса, время развития генерации.

Оптимизировать значение р для достижения максимальных значений энергии генерации. При расчетах интервал времени tf выбирать исходя из условий генерации. Значение начальной инверсии u1 выбрать в соответствии с вариантом исходных данных.

Характерный вид фазовой траектории и зависимость плотности фотонов в резонаторе от времени представлены на рис. 1.4 и 1.5 (для режима свободной генерации) и на рис. 1.6 и 1.7 (для режима модулированной добротности).

Активная	β	σ , cm ²	t1, мс	λ, мкм	Показатель
среда					преломления
Cr:Al ₂ O ₃	2	$2.5*10^{-20}$	2.5	0.6924	1.763
Nd:YAG	1	7*10 ⁻¹⁹	0.25	1.0642	1.82
Nd:YLF	1	$2*10^{-19}$	0.5	1.047	1.45

Основные характеристики лазерных сред

Обозначения переменных в программе

lar – длина засвечиваемой области активного элемента, м

L – база резонатора, м

ρ – коэффициентт отражения выходного зеркала резонатора (по интенсивности)

 γ – удельные диссипативные потери в активном элементе, м⁻¹

tr(t) – время жизни фотона в рез-ре, определяется потерями, вносимыми модулятором, а также потерями на вывод излучения и диссипативными потерями, с

tc1- время жизни фотона в рез-ре при отсутствии модулятора, с

ts – время переключения модулятора, с

t1 - время жизни верхнего лазерного уровня, с

u0, uth, u1 – стационарное, пороговое и начальное значения инверсной населенности, отн.ед.

 σ - сечение генерационного перехода, см²

р – параметр нелинейности, описывающий нелинейные потери в резонаторе

tf – время генерации, мкс

 $z_{n,1}$ - плотность потока фотонов в резонаторе, отн.ед.

z_{n,2}- инверсная населенность, отн.ед.

en – энергия генерации, отн.ед.

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Полученные результаты численных расчетов: временные и энергетические характеристики лазерной генерации в режимах СГ и МД.

Графические зависимости энергии генерации от коэффициента отражения выходного зеркала. Значение оптимального коэффициента отражения выходного зеркала.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

N⁰	Активная среда	Стационарная	Начальная
		инверсия u0,	инверсия u1
		отн.ед.	отн. ед.
1	Cr:Al ₂ O ₃	4	6
2	Nd:YAG	2	4.5
3	Nd:YLF	2.5	5
4	Cr:Al ₂ O ₃	3	5
5	Nd:YAG	3.5	3.5
6	Nd:YLF	2.5	4
7	Cr:Al ₂ O ₃	2	4
8	Nd:YAG	2.5	2.5
9	Nd:YLF	3	3
10	Cr:Al ₂ O ₃	3.5	3

Варианты исходных данных

т, отн.ед.



Рис. 1.4 Фазовая траектория лазера в режиме свободной генерации (тплотность фотонов в резонаторе, п-плотность инверсной населенности)





Рис. 1.5 Зависимость плотности фотонов в резонаторе от времени в режиме свободной генерации





Рис. 1.6 Фазовая траектория лазера в режиме модулированной добротности (m-плотность фотонов в резонаторе, n-плотность инверсной населенности)

Р, отн.ед.



Рис. 1.7 Зависимость плотности фотонов в резонаторе от времени в режиме модулированной добротности

1.3 Исследование режима свободной генерации лазеров на базе активированных ионами Er лазерных кристаллов в условиях диодной накачки

<u>Цель работы</u>: Провести исследования энергетических параметров излучения свободной генерации лазера. Исследование зависимости энергетических параметров лазерной генерации от энергии и длительности импульса накачки.

Краткие сведения из теории

Для исследования генерационных характеристик эрбиевых лазеров воспользуемся многоуровневой моделью твердотельного лазера с селективной накачкой. В качестве примера рассмотрим пятиуровневую модель твердотельного лазера Er:YAG. Система балансных уравнений (1.30), описывающая динамику генерации лазера состоит из 5 дифференциальных уравнений и приведена ниже.

$$\frac{dS}{dt} = c \cdot [\sigma_1 S \cdot (\alpha \cdot n_2 - \beta \cdot n_1)] - \frac{S}{tr(t)}$$

$$\frac{dn_1}{dt} = [\sigma_1 S \cdot (\alpha \cdot n_2 - \beta \cdot n_1)] + \frac{n_2}{t_2} - \frac{n_1}{t_1} - 2w_{11}n_1^2$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -[\sigma_1 S \cdot (\alpha \cdot n_2 - \beta \cdot n_1)] + \frac{n_3}{t_3} - \frac{n_2}{t_2} - 2w_{22}n_1^2 + w_4n_4 + (1.30)$$

$$+ R(t) \cdot (N_s - n_1 - 2n_2 - n_3 - n_4)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -\frac{n_3}{t_3} + w_{11} \cdot n_1^2 + \frac{n_4}{t_4}$$

$$\frac{dn_4}{dt} = -\frac{n_4}{t_4} - w_4n_4 + w_{22} \cdot n_2^2$$

$$N_s = n_0 + n_1 + n_2 + n_3 + n_4$$

Здесь n_i- плотность населенности i-уровня, N_s-объемная плотность ионов эрбия в кристалле, S-плотность потока генерируемого излучения внутри резонатора, с – скорость света в среде, t_i - время жизни i-уровня, w_4 - скорость безизлучательных переходов с уровня 4 на уровень 2. Коэффициенты w_{11} и w_{22} определяют вероятности кросс-релаксационных процессов. Обратное время жизни фотона в резонаторе 1/tr(t) записано в форме, где явно указана временная зависимость для подчеркивания возможности наличия периодической модуляции добротности. То же R(t), характеризующему относится К члену скорость процессов возбуждения с основного уровня ионов активатора. Только здесь подчеркивается возможность реализации модуляции усиления активной среды.

Следует отметить, что запись скоростных уравнений в виде системы (1.30) является базовой, ориентированной на формулирование и описание ясной картины учитываемых переходов между уровнями.

Система уравнений (1.30) предполагает резонансную накачку с помощью лазерных диодов на верхний лазерный уровень, что описывается выражением R(t)(N_s - n₁ - 2n₂ - n₃ - n₄).

Задание к лабораторной работе

1. Построить зависимость энергии генерации еп от мощности накачки Р_{ритр} при заданной длительности импульса накачки td, указанной в исходных данных Мощность накачки Р_{ритр} изменять в интервале от 0.5 до 6 кВт. Оптимизировать значение коэффициента отражения выходного зеркала ρ для достижения максимальных значений энергии генерации.

2. Построить зависимость энергии генерации еп от длительности импульса накачки td при заданной энергии импульса накачки Ep, указанной в исходных данных. Длительность импульса накачки td изменять в интервале от 0.1 до 10 мс. Оптимизировать значение коэффициента отражения выходного зеркала р для достижения максимальных значений энергии генерации.

Примеры зависимостей интенсивности лазерного излучения и населенности лазерных уровней от времени приведены на рис. 1.8 и 1.9.

Параметр	Er:YAG	Er:Cr:YSGG	Er:YLF
α	0.2	0.29	0.2
β	0.04	0.18	0.052
σ1,см2	$3.0*10^{-20}$	$3.0*10^{-20}$	$3.0*10^{-20}$
t1,мкс	4000	4800	6400
t2,мкс	100	1100	1000
t3,мкс	10	10	10
t4,мкс	10	10	10
w4, мкс-1	0.1	0.1	0.1
w11,10-16см-3с-1	2.5	1.2	1
w22,10-16см-3с-1	1	3.8	1

Основные характеристики лазерных сред

Обозначения переменных в программе

lar, – длина засвечиваемой области активного элемента (АЭ), см,

L - база резонатора [см],

sar – сечение засвечиваемой области АЭ, см²,

Var объем засвечиваемой области АЭ, см³

ρ - коэффициент отражения выходного зеркала резонатора

 γ - удельные диссипативные потери в АЭ, см $^{\text{-1}}$

μ- коэффициент заполнения резонатора

dl – коэффициент для оценки потерь излучения вследствие расходимости

tr(t) – время жизни фотона в резонаторе, мкс,

t - текущее время, мкс

tdp – длительность импульса накачки, мкс

Ер- энергия импульса накачки, Дж

tf – рассматриваемый интервал времени, мкс

ррт – количество точек дискретизации по времени за 1мкс

NN – общее количество точек временных зависимостей

Рритр –полная мощность накачки в засвечиваемой области АЭ, Вт,

effp – эффективность накачки

NN0 – концентрация активных центров, см⁻³

λ, λ0 длины волн генерации и накачки, см,

е, е0 соответствующие энергии квантов, Дж,

с – скорость света, см/мкс,

vc=c/nar – скорость света в активной среде,

R0 – скорость накачки, мкс⁻¹

w11, w22 – кросс-релаксационные константы, $cm^{3*}mkc^{-1}$

t1, t2, t3, t4 – времена жизни соответствующих уровней, мкс

 σ - сечение генерационного перехода, см²

S – плотность потока фотонов в резонаторе, фот*см⁻²*мкс⁻¹,

Pout – полная мощность на выходе лазера [Вт].

U – инверсная населенность, см⁻³,

en – энергия импульса, Дж

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Энергетические характеристики излучения свободной генерации лазера на Ег-активированном кристалле. Графические зависимости энергии генерации от мощности накачки (задание 1). Графические зависимости энергии генерации от длительности импульса накачки (задание 2).

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

N⁰	Активная среда	длительность импульса	энергия накачки
	-	накачки td, мс	Ер, Дж
		(для задания 1)	(для задания 2)
1	Er:YAG	4	10
2	Er:YLF	6	15
3	Er:YSGG	8	20
4	Er:YAG	10	25
5	Er:YLF	4	10
6	Er:YSGG	6	15
7	Er:YAG	8	20
8	Er:YLF	10	25
9	Er:YSGG	4	10
10	Er:YAG	6	15

Варианты исходных данных

I, кВт/мм²



Рис. 1.8 Зависимость интенсивности излучения свободной генерации от времени (длительность импульса диодной накачки 2мс, мощность накачки 400Вт)

N, 10¹⁸ см⁻³



Рис. 1.9 Изменение населенностей верхнего (точки) и нижнего (штриховая линия) лазерных уровней в условиях лазерной генерации

1.4 Моделирование режима периодической модуляции потерь в твердотельном лазере с непрерывной накачкой

<u>Цель работы</u>: Исследование динамики генерации, временных и энергетических характеристик твердотельного лазера с непрерывной накачкой и периодической модуляцией потерь.

Задание к лабораторной работе

1. Провести исследования зависимости энергетических характеристик лазерной генерации (энергии еп, мощности роw) от параметров активной среды и модулятора добротности. Оптимизировать параметры скважности q и амплитуды модуляции потерь гтах для достижения максимальных величин выходной мощности. Параметры лазера, условия накачки и период модуляции приведены в исходных данных. Значение временного интервала tтах выбирать исходя из условия достижения установившегося режима генерации.

2. Исследовать характер фазовых траекторий в зависимости от условий лазерной генерации, определить "быстрые" и "медленные" участки, положение вертикальных и горизонтальных изоклин.

Определить максимальные значения интенсивности пичков генерации и интервал следования пичков. Сравнить полученные значения с аналогичными характеристиками, полученными при условиях свободной генерации при тех же самых параметрах лазера и условиях накачки.

Пример функции модуляции потерь приведен на рис. 1.10. Пример зависимости плотности фотонов в резонаторе от времени приведен на рис. 1.11. Характерный фазовый портрет лазера показан на рис. 1.12.

Обозначения переменных в программе

g- G-параметр

а – параметр накачки

n0-начальное значение инверсной населенности

R(t) – периодическая функция потерь в модуляторе добротности

Т- период модуляции добротности, отн.ед.

Ts-период автоколебаний интенсивности излучения генерации и инверсии населенности активной среды лазера, отн.ед.

z_{n,1} - плотность потока фотонов в резонаторе, отн.ед.

z_{n,2}- инверсная населенность, отн.ед.

en – энергия генерации, отн.ед

ром – средняя мощность генерации, отн.ед.

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Энергетические характеристики излучения лазера с периодической модуляцией потерь. Графические зависимости мощности генерации от глубины модуляции при различных значениях скважности модуляции. Графическая зависимость функции двух аргументов pow(q, rmax). Оптимальные значения параметров q, rmax. Временные и энергетические характеристики пичков генерации. Параметры, определяющие характер фазовой траектории.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

N⁰	Параметр G,	Параметр	отношение периода модуляции
	отн.ед.	накачки α,	потерь к периоду автоколебаний
		отн.ед.	T/Ts
1	10^{3}	2	3
2	10^{4}	3	2.5
3	10^{3}	5	3
4	10^{4}	7	2.5
5	10^{3}	8	4
6	10^{4}	2	2
7	10^{3}	3	2.5
8	10^{4}	5	3
9	10^{3}	7	3.5
10	10^{4}	8	4

Варианты исходных данных

ү, отн. ед.



Рис. 1.10 Функция периодической модуляции потерь (скважность 2, T=2*Ts – период модуляции, Ts – период автоколебаний)



Рис. 1.11 Плотность фотонов в резонаторе лазера с периодической модуляцией потерь (параметр g=2*103, коэффициент накачки α=5)



Рис. 1.12 Фазовая траектория лазера с периодической модуляцией потерь (т-плотность фотонов в резонаторе, п-плотность инверсной населенности

1.5 Моделирование стационарного режима генерации твердотельного лазера

<u>Цель работы</u>: Изучение основных особенностей распространения лазерного излучения в резонаторе и энергетических характеристик лазерной генерации в стационарном режиме с учетом эффектов насыщения коэффициента усиления активной среды и коэффициента поглощения поглощающего фильтра.

Краткие сведения из теории

В данном случае применена "квазистационарная" модель лазерной генерации. Для двух встречных потоков *Г* и *I*⁺ лазерного излучения внутри резонатора система уравнений

$$\frac{\partial I^{+}}{\partial z} = (\sigma U - k_{nom.})I^{+} \qquad (1.31)$$
$$-\frac{\partial I^{-}}{\partial z} = (\sigma U - k_{nom.})I^{-}$$

в тексте программы модифицирована с учетом насыщения плотности инверсной населенности активной среды

$$U = \frac{U_0}{1 + 2\sigma T_1 (I^+ + I^-)} = \frac{U_0}{1 + \frac{I^+ + I^-}{I_i}}$$
(1.32)

и линейно поглощающего фильтра

$$U = \frac{U_0}{1 + 2\sigma T_{1\phi} (I^+ + I^-)} = \frac{U_0}{1 + \frac{I^+ + I^-}{I_{H\phi}}}$$
(1.33)

Интенсивность выходного излучения определяется выражением: $I_{RMX} = I^+(L)(1-r)$ (1.34)

Задание к лабораторной работе

1. Исследовать зависимость интенсивности выходного излучения у2out от параметров резонатора и активной среды. Провести оптимизацию коэффициента отражения г выходного зеркала резонатора для достижения максимальных значений y2out. Построить зависимость интенсивности выходного излучения от коэффициента отражения выходного зеркала. Параметры активной среды и поглощающего фильтра указаны в исходных данных.

Пример зависимости внутрирезонаторной интенсивности от продольной координаты приведен на рис 1.13.

Обозначения переменных в программе

α0 – ненасыщенный коэффициент усиления активной среды

xs – интенсивность насыщения коэффициента усиления, отн.ед

γ0 – ненасыщенные потери фильтра

xs2 - интенсивность насыщения фильтра, отн.ед.

L – база резонатора, отн.ед.

r – коэффициентт отражения выходного зеркала

y2out- интенсивность выходного излучения генерации, отн.ед.

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Графическая зависимость интенсивности выходного излучения генерации от коэффициента отражения выходного зеркала. Графические зависимости интенсивностей прямой и обратной волн в резонаторе от продольной координаты. Оптимальное значение параметра r.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

No	ненасыщенный	интенсивность	ненасыщенные	интенсивность
	коэффициент	коэффициент насыщения потери		насыщения
	усиления	коэффициента	просветл.	просветлю
	активной среды	усиления xs	фильтра у0	фильтра xs2
	α0	отн.ед.	отн. ед.	отн. ед.
	отн.ед.			
1	1	1	1.5	5.5
2	1.5	0.5	1	3
3	2	1	0.5	4.5
4	2.5	0.5	0.2	2
5	3	1	1.5	5
6	1	0.5	1	1.5
7	1.5	1	0.5	1
8	2	0.5	0.2	1.5
9	2.5	1	1	1
10	0.5	0.5	1	2

Варианты исходных данных

I, отн. ед.



Рис. 1.13 Зависимость интенсивности прямого (точки) и встречного (сплошная линия) пучков излучения внутри резонатора от продольной координаты. Штриховой линией показано значение суммарной интенсивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. Звелто Принципы лазеров. - М.: Мир, 1986. - 585 с.

2. Ф. Качмарек Введение в физику лазеров. - М.: Мир, 1981. - 540 с.

3. Я.И. Ханин Квантовая радиофизика.- М. Сов.радио, 1975. - 496 с.

4. Л.В. Тарасов. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. - М.: Радио и связь, 1981. - 440 с.

5. Г.М. Зверев, Ю.Д. Голяев и др. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом. - М:, Радио и связь, 1985. - 145 с.

6. Г.Б. Альтшулер, Е.Г. Дульнева, В.Б. Карасев, В.Ю. Храмов Генерация и усиление света: учебное пособие.- Л.: ЛИТМО, 1986. - 69 с.

7. Лабораторный практикум по дисциплине "Квантовая электроника" / Под ред. проф. К.И. Крылова. - Л.: ЛИТМО, 1986. - 55 с.

8. А.А. Каминский. Лазерные кристаллы. - М.: Наука, 1975, с.256.

9. Х.С. Багдасаров, В.И. Жеков, Т.М. Мурина и др. Кроссрелаксационный YAG: Er лазер. // Труды ИОФАН, т.19, 1989, с.5-68.

10. А.А. Данилов, Д.А. Зубенко, С.П. Калитин и др. Спектральнолюминисцентные свойства редкоземельных гранатов с хромом. // Труды ИОФАН, т.26, 1990, с.5-49.

2 ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА В ПРОЦЕССАХ ТРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕЛИНО-ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Краткие сведения из теории

Преобразование частоты световой волны (умножение, деление, смешение) возможно в нелинейно-оптических кристаллах, в которых коэффициент преломления *n* является функцией вектора напряженности электрического поля *E* световой волны:

$$n(E) = n_0 + n_1 E + n_2 E^2 = +...,$$
(2.1)

где n_0 - показатель преломления в отсутствие поля (эта величина используется в традиционной, «линейной» оптике); n_1, n_2 и так далее-коэффициенты разложения n(E) в ряд.

В нелинейной оптике вводится вектор диэлектрической поляризованности *P* (дипольный момент единицы объема вещества), связанный с полем *E* материальным уравнением среды

$$P(E) = \chi(E) \cdot E = \chi_0 E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots, \qquad (2.2)$$

где χ - диэлектрическая восприимчивость (в отсутствии поля обозначается χ_0 ; $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ и так далее коэффициенты нелинейной восприимчивости (соответственно, квадратичной, кубической и т.д.). При этом имеют место соотношения:

$$\chi_{0} = (\varepsilon_{0} - 1) / 4\pi = (n^{2}_{0} - 1) / 4\pi$$
$$\chi^{(2)} \approx n_{0}n_{1} / 2\pi$$
$$\chi^{(3)} \approx n_{e}n_{2} / 2\pi$$
(2.3)

где ε_0 - диэлектрическая проницаемость в отсутствии поля.

При рассмотрении процессов генерации суммарной частоты (ГСЧ) ограничиваются трехчастотными, или трехволновыми взаимодействиями, имеющими место в кристаллах с квадратичной нелинейностью ($\chi^2 \neq 0$)

При распространении в таких кристаллах двух монохроматических волн с частотами ω_1, ω_2 возникают новые световые волны с комбинационными частотами ω_3, ω_4 ;

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2; \ \omega_4 = \omega_2 - \omega_1$$
 (2.4)

При использовании последовательных процессов типа ГСЧ или генерации второй гармоники (ГВГ) возможна генерация более сложных комбинационных частот или более высоких оптических гармоник.

Для эффективного суммирования частот: $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (2.5)

При скалярном синхронизме требуется выполнить условие фазового синхронизма

$$k_3 = k_2 + k_1 \tag{2.6}$$

где k_i -волновые векторы с частотами ω_i (i=1,2,3), причем

$$|\mathbf{k}_i| = k_i = \omega_i n(\omega_i) c^{-1} \tag{2.7}$$

С учетом (2.7) условие (2.6) приобретает вид

$$n_3\omega_3 = n_1\omega_1 + n_2\omega_2 \tag{2.8}$$

Для варианта генерация второй гармоники ГВГ условия фазового синхронизма приобретают вид:

$$k_3 = 2k_1$$
 (2.9).

С учетом (2.7) и $\omega_3 = 2\omega_2$ выражение (2.9) принимает вид:

$$n_3 = n_1$$
 (2.10)

При условии нормальной дисперсии показателя преломления, условия фазового синхронизма могут быть выполнены при распространении взаимодействующих волн в объеме анизотропной среды, например одноосного кристалла. В анизотропном кристалле показатель преломления в общем случае зависит и от поляризации света, и от направления его распространения. Показатель преломления обыкновенного И необыкновенного лучей называется двулучепреломлением Δn . Величина ∆*п* в направлении оптической оси Z, равна нулю, а максимальна в оси Z. Показатели направлениях, перпендикулярных преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в плоскости, перпендикулярной оси Z, называются главными значениями и обозначаются по и пе соответственно. Одноосный кристалл характеризуется наличием индикатрис показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн. Сечения индикатрис представлены на рис. 2.1.





б) положительный кристалл

Рис. 2.1 Сечения индикатрис показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн

Для отрицательных одноосных кристаллов справедливо ne<n0, для положительных ne>n0. При распространении взаимодействующих волн в направлении, определяемом углом θ, показатель преломления необыкновенной волны определяется выражением:

$$n^{e}(\theta) = n_{0}\sqrt{(1 + tg^{2}\theta)\left[1 + (n_{0}tg\theta/n_{e})^{2}\right]^{-1}}$$
(2.11)

Для выполнения условия синхронизма при ГСЧ требуется использовать волны с различной поляризацией. Если смешиваемые волны имеют одинаковые поляризации, то суммарная частота (СЧ) должна иметь перпендикулярную поляризацию; в этом случае имеет место синхронизм 1-го типа:

для отрицательного кристалла (оое-синхронизм);

$$k_{01} + k_{02} = k_3^e;$$

для положительного кристалла (еео-синхронизм);

$$k_1^e + k_2^e = k_{03} \tag{2.12}$$

(здесь и далее первой указывается волна с меньшей частотой). Если смешиваемые волны имеют взаимно перпендикулярные поляризации, то волна СЧ должна соответствовать:

в отрицательном кристалле - необыкновенной волне:

$$k_{01} + k_2^e = k_3^e, \ k_1^e + k_{02} = k_3^e$$
 (2.13)

(оее- и еое-синхронизмы соответственно);

в положительном кристалле – обыкновенной волне:

$$k_{01} + k_2^e = k_{03}, \ k_1^e + k_{02} = k_{03}$$
(2.14)

(оео - и еоо-синхронизмы соответственно). Четыре последних формулы описывают синхронизмы 2-го типа. Таким образом, в отрицательных кристаллах реализуются синхронизмы вида еео, еоо, еое.

Например, в отрицательных одноосных кристаллах для 1-го типа синхронизма (оое) выражение (2.8) может быть записано в виде:

$$n_{3}^{e}\omega_{3} = n_{1o}\omega_{1} + n_{2o}\omega_{2} \tag{2.15}$$

и для 2-го типа синхронизма (oee): $n_3^e \omega_3 = n_{1o} \omega_1 + n_2^e \omega_2$ (2.16)

В одноосных кристаллах (при распространении излучения вдоль направления ОА на рис. 2.2) условие скалярного фазового синхронизма оо-





Рис. 2.2 Сечения индикатрис показателей преломления при генерации второй гармоники

2.1 Определение углов синхронизма при суммировании частот в одноосных нелинейно-оптических кристаллах

<u>Цель работы</u>: Определение углов скалярного фазового синхронизма при смешении частот в кристалле BBO.

Задание к лабораторной работе

1. Для процесса генерации второй гармоники найти углы синхронизма при изменении длины волны основной гармоники λ1 в указанном диапазоне. Построить зависимость угла синхронизма от длины волны основной гармоники.

2. Определить точное значение углов синхронизма θc1 и θc2 для процессов преобразования во вторую гармонику излучения с длиной волны λ11.

3. Для процесса генерации суммарной частоты (ГСЧ) определить точное значение угла синхронизма θc3 при заданных значениях взаимодействующих длин волн λ13 и λ23. Для найденного значения угла синхронизма ӨсЗ построить зависимость длины волны на суммарной частоте λ3g от длины волны λ1 (значение второй смешиваемой длины волны λ2 рассчитывается программой из условий фазового синхронизма). Определить координаты точки пересечения полученной кривой и кривой зависимости суммарной длины волны $\lambda 3$ от $\lambda 1$ (при фиксированном значении второй длины волны λ23). Сравнить полученное значение абсциссы точки пересечения кривых с заданным значением λ13.

4. Проанализировать зависимость $\lambda 3g$ от угла синхронизма $\theta(m)$ и длины волны $\lambda 1(n)$. Используя графическое изображение функции $\lambda 3g(n, \theta(m))$ определить интервал изменения значений $\lambda 3g$ при изменении угла синхронизма 40-90° в диапазоне изменения длины $\lambda 1$, указанном в задании. Значения взаимодействующих длин волн указаны таблице исходных данных.

Пример зависимости угла синхронизма от длины волны основной гармоники при генерации второй гармоники в кристалле ВВО представлен на рис. 2.3. На рис. 2.4 изображена зависимость длины волны λ 3 (полученной в результате смешения частот ω 3= ω 2+ ω 1) от λ 1 при угле синхронизма θ c3=55.5° и кривая зависимости λ 2(λ 1)=(λ 2⁻¹+ λ 2⁻¹)⁻¹ при фиксированной длине волны λ 2=326 нм.

Обозначения переменных в программе

a0, b0, c0, d0 – константы Зельмейера для расчета показателя преломления кристалла для обыкновенной волны

ae, be, ce, de – константы Зельмейера для расчета показателя преломления кристалла для необыкновенной волны

λ3, λ3g – длина волны излучения на суммарной частоте, мкм

λ11, λ12 –длины волн основной гармоники для процесса ГВГ, мкм

θс1, θс2 – углы фазового синхронизма для ГВГ, рад

λ13, λ23 – длины волн излучения на смешиваемых частотах, мкм

θc3 – угол фазового синхронизма для ГСЧ, рад

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Зависимость угла синхронизма от длины волны основной гармоники. Значения угла синхронизма θc1 и θc2 (в градусах) для значения λ11. Зависимость длины волны на суммарной частоте λ3g от длины волны λ13 при угле синхронизма θc3.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

N⁰	Диапазон	Длина	Длина	Длина	Длина
	изменения	волны	волны	волны для	волны
	длины волны	основной	основной	ГСЧ	для ГСЧ
	основной	гармоники	гармоники	λ13, мкм	λ23, мкм
	гармоники λ1,	λ11, мкм	λ12, мкм		
	МКМ				
1	$0.41 \div 0.8$	0.415	0.515	0.739	0.257
2	$0.5 \div 1$	0.515	0.709	0.739	0.326
3	0.5 ÷ 1.5	1.064	0.709	1.064	0.3545
4	$0.41 \div 0.8$	0.47	0.604	0.532	0.326
5	0.5 ÷ 1	0.49	0.62	0.591	0.296
6	0.5 ÷ 1.5	1.41	0.49	1.41	1.064
7	$0.41 \div 0.8$	1.064	0.532	1.064	0.266
8	0.5 – 1	0.532	0.41	0.591	0.532
9	0.5 ÷ 1.5	1.064	0.515	1.064	0.532
10	$0.41 \div 0.8$	0.609	0.61	0.61	0.3045

Варианты исходных данных

 $\theta_{2\omega}$, град



Рис. 2.3 Зависимость угла синхронизма от длины волны основной гармоники при генерации второй гармоники в кристалле ВВО



Рис. 2.4 зависимость длины волны $\lambda 3$ излучения на суммарной частоте от $\lambda 1$ при угле синхронизма $\theta c 3=55.5^{\circ}$ (сплошная линия) и кривая зависимости $\lambda 2(\lambda 1)=(\lambda 2^{-1}+\lambda 2^{-1})^{-1}$ при фиксированной длине волны $\lambda 2=326$ нм (штриховая линия)
2.2 Определение углов синхронизма для генерации второй гармоники в одноосных нелинейно-оптических кристаллах

<u>Цель работы</u>: Определение углов скалярного фазового синхронизма при генерации второй гармоники в кристалле BBO.

Задание к лабораторной работе

1. Для процесса генерации второй гармоники найти углы синхронизма при изменении длины волны основной гармоники λ1 в указанном диапазоне. Построить зависимость угла синхронизма от длины волны основной гармоники.

2. Определить точное значение угла синхронизма θc1 для процесса преобразования во вторую гармонику излучения с длиной волны λ11.

3. Для найденного значения угла синхронизма θ c3 построить зависимость длины волны на суммарной частоте λ 3g от длины волны λ 1 (значение второй смешиваемой длины волны λ 2 рассчитывается программой из условий фазового синхронизма). При помощи средств Mathcad определить координаты точки пересечения полученной кривой и прямой λ 3(λ 1)=0.5* λ 1, соответствующей процессу генерации второй гармоники. Сравнить полученное значение абсциссы точки пересечения указанных графических зависимостей с заданным значением λ 11. Варианты исходных данных приведены в таблице.

Пример зависимости угла синхронизма от длины волны основной гармоники при генерации второй гармоники в кристалле ВВО представлен на рис. 2.5. На рис. 2.6 изображена зависимость суммарной длины волны λ 3 от длины волны λ 1 при угле синхронизма θ c3=47.6° и прямая λ 3(λ 1)=0.5* λ 1 соответствующая процессу генерации второй гармоники.

Обозначения переменных в программе

a0, b0, c0, d0 – константы Зельмейера для расчета показателя преломления кристалла для обыкновенной волны

ae, be, ce, de – константы Зельмейера для расчета показателя преломления кристалла для необыкновенной волны

λ3, λ3g – длина волны излучения второй гармоники, мкм

λ11 – длина волны основной гармоники для процесса ГВГ, мкм

θс1 – угол фазового синхронизма для ГВГ, рад

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Значение угла синхронизма θ с1. Зависимость длины волны на суммарной частоте λ 3g от длины волны λ 1 при полученном значении угла синхронизма.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

N⁰	Диапазон изменения длины	Длина волны основной
	волны основной гармоники	гармоники λ11, мкм
	λ1, мкм	
1	$0.41 \div 0.8$	0.415
2	$0.5 \div 1$	0.515
3	0.5 ÷ 1.2	0.709
4	$0.41 \div 0.8$	0.47
5	$0.5 \div 1$	0.49
6	$0.5 \div 1.2$	0.604
7	$0.41 \div 0.8$	0.41
8	$0.5 \div 1$	0.532
9	$0.5 \div 1.2$	1.064
10	0.41 ÷ 0.8	0.62

Варианты исходных данных





Рис. 2.5 Зависимость угла синхронизма от длины волны основной гармоники при генерации второй гармоники в кристалле ВВО





Рис. 2.6 Зависимость длины волны второй гармоники λ 3 от длины волны основной гармоники λ 1 (сплошная линия) при угле синхронизма θ c3=47.6° и прямая λ 3(λ 1)=0.5 λ 1 (штриховая линия), соответствующая процессу генерации второй гармоники.

2.3 Определение углов синхронизма для генерации второй гармоники в двуосных нелинейно-оптических кристаллах

<u>Цель работы</u>: Определение углов скалярного фазового синхронизма для процесса генерации второй гармоники при распространении излучения в плоскостях ХҮ и ҮZ в кристалле КТР.

Краткие сведения из теории

При условии нормальной дисперсии показателя преломления условия фазового синхронизма могут быть выполнены при распространении взаимодействующих волн в объеме анизотропной среды, например двуосного кристалла.

Для нахождения углов фазового синхронизма следует учитывать сложную формулу индикатрис показателей преломления двуосных кристаллов. Ограничимся для простоты наиболее часто используемым на практике случаем распространения излучения в координатных плоскостях XZ, YZ и XY. В этих плоскостях зависимости показателя преломления от распространения направления для двух волн взаимно С перпендикулярными поляризациями представляют собой комбинацию эллипса И окружности. В двуосных кристаллофизических (X,Y,Z) положение осей произведем таким образом, чтобы оптические оси, направление которых задается точками пересечения эллипса И окружности, лежали бы в плоскости XZ (рис. 2.7).



Рис. 2.7 Положение оптической оси в двуосном кристалле при $n_x < n_y < n_z$ (a) и $n_X < n_y < n_z$ (б)

Рассмотрим один из двух возможных случаев: $n_x < n_y < n_z$, где n_x, n_y, n_z -главные значения показателей преломления. Угол Vz, образуемый одной из оптических осей с осью Z, находится из выражения (см. рис. 2.8): $\sin V_Z = (n_Z / n_Y) \sqrt{(n^2_Y - n^2_X)/(n^2_Z - n^2_X)}$ (2.18)



Рис. 2.8 Определение углов ф и θ при распространении излучения в двуосном кристалле

В плоскости XY для волны, поляризованной перпендикулярно данной плоскости, показатель преломления постоянен и равен n_z , а для волны, поляризованной в данной плоскости, показатель преломления меняется от n_y до n_x при изменении угла φ от 0° до 90° (см. рис. 2.8). Отсюда видно, что двуосный кристалл с $n_x < n_y < n_z$ в плоскости XY подобен отрицательному одноосному с $n_0 = n_z$ и

$$n^{e} = n_{Y} \sqrt{(1 + tg^{2}\varphi)(1 + (n_{X} / n_{Y})^{2} tg^{2}\varphi)^{-1}}$$
(2.19)

В плоскости YZ для волны, поляризованной перпендикулярно данной плоскости, показатель преломления постоянен и равен n_x , в то время как для волны, поляризованной в этой плоскости, показатель преломления меняется от n_y до n_z при изменении угла θот 0° до 90°. Отсюда следует, что двухосный кристалл с $n_x < n_y < n_z$ в плоскости YZ подобен положительному одноосному с $n_0 = n_x$ и

$$n^{e} = n_{Y} \sqrt{(1 + tg^{2}\theta)(1 + (n_{Y}/n_{Z})^{2}tg^{2}\theta)^{-1}}$$
(2.20)

убедиться, XZ Аналогично можно что В плоскости при $n_x < n_y < n_z$ подобен положительному $\theta > Vz$ двуосный кристалл С при $\theta < Vz$ - отрицательному одноосному кристаллу, одноосному а кристаллу.

Совершенно также проводится рассмотрение двухосного кристалла с $n_x > n_y > n_z$. Отметим, что в этом случае угол между оптической осью и осью Z дается выражением

$$\cos V_Z = (n_X / n_Y) \sqrt{(n^2 Y - n^2 Z) / (n^2 X - n^2 Z)}$$
(2.21)

Двухосный кристалл называется оптически положительным, если биссектриса острого угла между оптическими осями совпадает с n_{\max} .

Например, для ГВГ ($\omega_1 = \omega_2, \omega_3 = 2\omega_2$) в кристалле КТР ($n_x < n_y < n_z$) при взаимодействии еое в плоскости ХҮ условие синхронизма будет выглядеть следующим образом:

 $n_3^e 2\omega_1 = n_1^e \omega_1 + n_{1o}\omega_1$, где $n_{10} \equiv n_Z(\omega_1)$ (2.22)

Расчет значений главных показателей преломления n_x, n_y, n_z на частотах ω_3 и ω_1 следует проводить при помощи соотношений Зельмейера, пользуясь значениями констант для соответствующего кристалла.

Задание к лабораторной работе

- При рассмотрении процесса генерации второй гармоники для заданного значения λ11 определить значение угла синхронизма фс1 или θc1 в зависимости от заданной плоскости взаимодействия и типа синхронизма (плоскость XY, преобразование e+o->e или плоскость YZ, преобразование o+e->o).
- 2. Для найденного значения угла синхронизма построить зависимость длины волны на суммарной частоте λ3g от длины волны λ1. При помощи средств Mathcad определить координаты точки пересечения полученной кривой и прямой λ3(λ1), соответствующей процессу генерации второй гармоники. Сравнить полученное значение абсциссы точки пересечения кривых с заданным значением λ11. Плоскости распространения взаимодействующих волн, типы преобразования и длина волны основной гармоники указаны в таблице с вариантами исходных данных.

На рис. 2.9-2.10 приведены примеры графических зависимостей, соответствующих процессам смешения частот при углах синхронизма ϕ c1=26.4° (преобразование излучения с длиной волны λ 11=1.062мкм во ВГ в плоскости ХҮ) и θ c1=47.5° (преобразование излучения с длиной волны λ 11=1.4мкм во ВГ в плоскости YZ). На рис 2.9 изображены зависимость длины волны λ 3, (возникающей при смешении длин волн λ 1 и λ 2) от длины волны λ 1 при угле синхронизма ϕ c1=26.4° (плоскость ХҮ), и прямая λ 3(λ 1)=0.5* λ 1, соответствующая процессу генерации второй гармоники. На рис 2.10 изображены зависимость длины волны λ 3 от длины волны λ 1 при угле синхронизма ϕ с1=47.5° (плоскость YZ), и прямая λ 3(λ 1)=0.5* λ 1

Обозначения переменных в программе

Аі, Ві, Сі, Dі – константы Зельмейера для расчета индикатрисы показателя преломления кристалла

λ3, λ3g – длина волны излучения второй гармоники, мкм

λ11 –длина волны основной гармоники для процесса ГВГ, мкм

фс1, θс1 – углы фазового синхронизма в плоскостях XY и YZ соответственно, рад

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных.

2. Значение угла синхронизма ϕ с1 или θ с1. Зависимость длины волны на суммарной частоте λ 3g от длины волны λ 1 при полученном значении угла синхронизма.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов.

N⁰	Плоскость	Длина волны	Диапазон
	распространения	основной гармоники	изменения длины
	излучения в	λ11, мкм	волны основной
	кристалле		гармоники λ1, мкм
1	XY	1.047	$1.03 \div 1.37$
2	YZ	1.064	1.05 ÷ 1.39
3	XY	1.053	$1.03 \div 1.38$
4	YZ	1.07	$1.05 \div 1.2$
5	XY	1.055	$1.04 \div 1.3$
6	YZ	1.18	1.16 ÷ 1.53
7	XY	1.062	$1.04 \div 1.25$
8	YZ	1.32	$1.3 \div 1.65$
9	XY	1.064	$1.05 \div 1.1$
10	YZ	1.41	$1.41 \div 1.7$

Варианты исходных данных

 $\theta_{2\omega}$, град

λ3, мкм



Рис. 2.9 Зависимость длины волны λ 3 от длины волны λ 1 при угле синхронизма фс1=26.4° в плоскости ХҮ (сплошная линия) и прямая λ 3(λ 1)=0.5* λ 1 (штриховая линия).



Рис. 2.10 Зависимость длины волны λ 3 от длины волны λ 1 при угле синхронизма θ c1=47.5° (плоскость YZ), и прямая λ 3(λ 1)=0.5* λ 1

2.4 Исследование диапазона перестройки длин волн параметрической генерации

<u>Цель работы</u>: Изучение условий фазового синхронизма при параметрической генерации света в кристалле КТР

Краткие сведения из теории

При распространении в квадратично-нелинейной среде двух световых волн

$$\mathbf{E}_{1} = \frac{1}{2} \mathbf{e}_{1} A_{1} \exp[i(\omega_{1}t - \mathbf{k}_{1}\mathbf{r})] + \kappa.c. \qquad (2.23)$$
$$\mathbf{E}_{2} = \frac{1}{2} \mathbf{e}_{2} A_{2} \exp[i(\omega_{2}t - \mathbf{k}_{2}\mathbf{r})] + \kappa.c. \qquad (2.24)$$

возникает, волна поляризованности на разностной частоте

$$P_{\kappa\sigma}^{(2)} = \frac{1}{2} \chi : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \left\{ A_1 A_2^* \exp[i(\omega_1 - \omega_2)t - i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r}] + \kappa.c. \right\}$$
(2.25)

которая порождает переизлученную световую волну на той же разностной частоте $\omega_1 - \omega_2$ с волновым вектором $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$.

Предположим, что в среде распространяются только три когерентные световые волны: интенсивная *волна накачки*

$$\mathbf{E}_{H}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{2} \mathbf{e}_{H} \{ A_{H} \exp[i(\omega_{H}t - \mathbf{k}_{H}\mathbf{r})] + \kappa.c. \}$$
(2.26)

и две слабых световых волны - сигнальная волна

$$\mathbf{E}_{c}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{2} \mathbf{e}_{c} \{A_{c} \exp[i(\omega_{c}t - \mathbf{k}_{c}\mathbf{r})] + \kappa.c.\}$$
(2.27)

и холостая волна

$$\mathbf{E}_{x}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{2} \mathbf{e}_{x} \{A_{x} \exp[i(\omega_{x}t - \mathbf{k}_{x}\mathbf{r})] + \kappa.c.\}$$
(2.28)

Нелинейное взаимодействие волны накачки и сигнальной волны может порождать переизлученную волну на частоте $\omega_n - \omega_c$ с волновым вектором $\kappa_n - \kappa_c$, а взаимодействие волны накачки и холостой волны – переизлученную волну на частоте $\omega_n - \omega_x$ с волновым вектором $\kappa_n - \kappa_x$. Если частоты и волновые векторы удовлетворяют условиям

$$\omega_c + \omega_x = \omega_H \qquad (2.29)$$

$$\mathbf{k}_c + \mathbf{k}_x = \mathbf{k}_H \qquad (2.30)$$

то отмеченные выше нелинейные взаимодействия могут приводить к усилению сигнальной и холостой волн за счет перекачки в них части энергии волны накачки. Условие (2.30) есть условие волнового (фазового) синхронизма. Вместе с (2.29) оно определяет условия эффективного параметрического взаимодействия трех рассматриваемых световых волн (трехчастотное параметрическое взаимодействие). Эффективное параметрическое взаимодействие трех световых волн в квадратично – нелинейной среде требует выполнения наряду с частотным соотношением (2.29) также условия фазового синхронизма (2.30). Итак,

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3. \tag{2.31}$$

Эти соотношения могут быть выполнены в оптически анизотропных кристаллах при взаимодействии волн с различными поляризациями. В отрицательных одноосных кристаллах справедливо соотношение $n_0 > n_e$, где n_0 и n_e - главные значения показателя преломления. В рассматриваемых кристаллах возможны три вида синхронизма для трехчастотного параметрического взаимодействия:

оое-синхронизм -
$$\mathbf{k}_1^0 + \mathbf{k}_2^0 = \mathbf{k}_3^0$$
, (2.32)
оее-синхронизм - $\mathbf{k}_1^0 + \mathbf{k}_2^e = \mathbf{k}_3^e$, (2.33)
еое-синхронизм - $\mathbf{k}_1^e + \mathbf{k}_2^0 = \mathbf{k}_3^0$ (2.34)

Во всех трех случаях волна накачки является необыкновенной волной; Следовательно вектор Е волны накачки должен находиться в плоскости, образуемой волновым вектором и оптической осью кристалла. При ооесинхронизме сигнальная и холостая волна являются обыкновенными, тогда как при оее-синхронизме и еое-синхронизме одна из этих волн – обыкновенная, а другая – необыкновенная. Если $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3/2$, то говорят о вырожденном режиме параметрического взаимодействия. В этом случае оее- и еое-синхронизм различить нельзя. Если же $\omega_1 \neq \omega_2$ (невырожденный режим), то указанные виды синхронизма различны.

В двуосных кристаллах (например в кристалле КТР) при нахождении углов фазового синхронизма следует учитывать сложную формулу индикатрис показателей преломления. Наиболее часто на практике рассматривается распространения излучения в координатных плоскостях XZ,YZ или XY (см. рис. 2.8). В качестве примера рассмотрим процесс параметрического преобразования при распространении волны накачки с частотой ω_3 в плоскости XZ кристалла КТР. В случае преобразования о->ео волны накачки с частотой ω_3 и сигнала с частотой ω_1 являются обыкновенными, а холостая волна с частотой ω_2 - необыкновенной. Условие синхронизма будет иметь вид:

$$n_{3o}\omega_3 = n_2^e \omega_2 + n_{1o}\omega_1$$
, где $n_{1o} \equiv n_v(\omega_1)$ (2.35)

Расчет значений главных показателей преломления n_x, n_y, n_z на частотах $\omega_3 \ \omega_1$ и ω_2 следует проводить при помощи соотношений Зельмейера, пользуясь значениями констант для кристалла.

Задание к лабораторной работе

1. При рассмотрении процесса параметрической генерации для заданных значений длин волн накачки λ3 и сигнала λ11 определить значение угла синхронизма φc1, θc1 или θc2 в зависимости от заданной плоскости

взаимодействия и типа синхронизма (плоскость XY, преобразование e(накачка)->e(сигнал)+o(холостая волна); плоскость XZ, преобразование o->o+e; или плоскость YZ, преобразование o->o+e).

2. Построить перестроечную кривую зависимости длины волны сигнала $\lambda 1$ от угла синхронизма (фс1, θ c1 или θ c2) при накачке излучением с диной волны $\lambda 3$ для диапазона углов, указанного в задании (в соответствующем разделе mcd-программы подобрать интервал изменения величины $\lambda 1$ для получения указанного диапазона углов синхронизма). Плоскости распространения взаимодействующих волн, типы преобразования и длина волны основной гармоники указаны в таблице с вариантами исходных данных.

Примеры перестроечных кривых, показывающих изменение длины волны сигнала λ 1 при изменении направления распространения излучения накачки с фиксированной длиной волны λ 3 в плоскостях XY, XZ, YZ кристалла КТР представлены на рис. 2.11-2.13 соответственно. На рис 2.11 показано изменение длины волны сигнала λ 1 в зависимости от угла распространения излучения накачки λ 3=532нм (плоскость XY). Изменение длины волны сигнала λ 1 в зависимости от угла распространения излучения накачки λ 3=532нм (плоскость XZ) приведено на рис 2.12. Перестроечная кривая, соответствующая изменению длины волны сигнала λ 1 в зависимости от изменения направления распространения излучения накачки λ 3=440нм в плоскости YZ, изображена на рис 2.13.

Обозначения переменных в программе

Аі, Ві, Сі, Dі – константы Зельмейера для расчета индикатрисы показателя преломления кристалла

λ3, λ11 – длины волны излучения накачки и сигнала соответственно, мкм φc1, θc1, θc2– углы фазового синхронизма в плоскостях XY, XZ и YZ соответственно, рад

фc1n, θc1n, θc2n –переменные, определяющие диапазон углов для перестройки длины волны излучения сигнала в плоскостях XY, XZ и YZ соответственно, рад

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Полученные результаты численных расчетов: Значение углов синхронизма фс1 θс1 или θс2. Перестроечная кривая зависимости длины волны сигнала λ1 от угла синхронизма

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

N⁰	Плоскость	Длина волны	Длина волны	Диапазон углов
	распространения	накачки λ3,	сигнала λ11,	перестройки,
	излучения в	МКМ	МКМ	град
	кристалле			
1	XY	0.44	1.15	$20 \div 86$
2	YZ	1.064	1.9	38 ÷ 86
3	XZ	0.61	1.5	42 ÷ 75
4	YZ	0.68	1.07	32 ÷ 85
5	XZ	0.532	1.6	41 ÷ 88
6	YZ	0.59	0.97	$29 \div 80$
7	XZ	1.064	2.1	46 ÷ 82
8	YZ	0.44	1.34	27 ÷ 77
9	XY	0.532	1.1	41 ÷ 88
10	YZ	0.532	1.7	27 ÷ 75

Варианты исходных данных

λ1, мкм



Рис. 2.11 Изменение длины волны сигнала λ1 в зависимости от угла распространения излучения накачки λ3=532нм (плоскость XY).

λ1, мкм



Рис. 2.12 Изменение длины волны сигнала λ1 в зависимости от угла распространения излучения накачки λ3=532нм (плоскость XZ)

λ1, мкм



Рис. 2.13 Изменение длины волны сигнала λ1 в зависимости от угла распространения излучения накачки λ3=440нм (плоскость YZ)

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 720 с

2. Л.В. Тарасов Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. - М.: Радио и связь, 1981. - 440 с.

3. В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов Прикладная нелинейная оптика. - М.: Радио и связь, 1982. - 352с.

4. Г.Г. Гурзадян, В.Г. Дмитриев, Д.Н. Никогосян. Нелинейнооптические кристаллы. - Л.: М.: Радио и связь, 1991. - 160с.

5. V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, D.N. Nikogosyan Handbook of Nonlinear Optical Crystals. - Springer, 1997.- 413p.

6. W. Koechner. Solid-state laser engineering. Fourth extensively revised and updated edition. - Springer, 1996. - 708p.

3 ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫМИ ТЕРМООПТИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

3.1 Моделирование устойчивых резонаторов твердотельных лазеров с учетом тепловой линзы в активном элементе

<u>Цель работы</u>: Провести исследование пространственных характеристик основной моды резонатора твердотельного лазера с учетом тепловой линзы в активном элементе

Краткие сведения из теории

Свойства резонаторов твердотельных лазеров в значительной мере тепловой величиной линзы В определяются активном элементе, возникающей в результате действия процессов накачки и охлаждения активного элемента. Для анализа свойств лазерных резонаторов с тепловой линзой используется аппарат лучевых матриц, который позволяет определить параметры основной моды резонатора, а также провести анализ ряда характеристик, таких как наличие областей устойчивости резонатора в зависимости от значения тепловой линзы; коэффициент заполнения апертуры активного элемента излучением основной моды; стабильность каустики пучка излучения основной моды и размер пятен основной моды на активном элементе и зеркалах резонатора при чувствительность флюктуации тепловой линзы; резонатора к разъюстировкам зеркал. При этом используется ряд допущений:

1. Расчет выполняется в параксиальном приближении для основной моды устойчивого резонатора. Радиус кривизны волнового фронта излучения в плоскости зеркал совпадает с радиусом кривизны зеркал. Переход резонатора в неустойчивую область означает прекращение генерации.

2. Активный элемент заменяется эквивалентной тонкой линзой, оптическая сила которой прямо пропорциональна мощности.

3. Выходная мощность излучения основной моды определяется размером каустики излучения w_{ар0} в плоскости расположения тонкой тепловой линзы (активного элемента). Стабилизация выходной мощности отвечает требованию неизменности радиуса каустики в плоскости активного элемента.

4. Угол одномодовой дифракционной расходимости излучения θ₀₀ определяется размером пучка излучения основной моды на выходном зеркале резонатора. Условие стабильности угла расходимости требует неизменности размеров пучка на выходном зеркале при изменении оптической силы тепловой линзы. Предполагается, что геометрическая составляющая угловой расходимости скомпенсирована конструкцией подложки выходного зеркала, которое для выходящего излучения является линзой.

Основные параметры, описывающие классический пустой резонатор, при наличии в резонаторе динамической тепловой линзы должны быть видоизменены. Так, параметры резонатора g₁ и g₂ записываются в виде:

$$g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L^*}{R_1}, \qquad g_2 = \frac{L_1}{f} - \frac{L^*}{R_2}, \qquad L^* = L_1 + L_2 - \frac{L_1 \cdot L_2}{f},$$
 (3.1)

где f-фокусное расстояние тепловой линзы, L_i- расстояние от i-зеркала до плоскости расположения тонкой тепловой линзы, R_i-радиусы кривизны зеркал.

Траектория рабочей точки резонатора на конфигурационной диаграмме g1g2 при изменении оптической силы тепловой линзы представляет собой прямую линию. Пересечение этой прямой линии с областями устойчивости 0<g1g2<1 образует две зоны устойчивости резонатора, которые при определенных условиях могут перекрываться, зону устойчивости. образуя одну расширенную Ширина зоны устойчивости, измеряемая в единицах оптической силы тепловой линзы, может быть представлена в виде:

$$\Delta \left(\frac{1}{f}\right) = \frac{2 \cdot \lambda}{\pi} \cdot \frac{1}{w_{ap0}^2}, \qquad (3.2)$$

где величина w_{ap0} приблизительно равна радиусу каустики излучения в плоскости активного элемента в середине зоны устойчивости. Чувствительность резонатора к разъюстировке i-того зеркала S_i определяется отношением относительного поперечного смещения оси резонатора в плоскости активного элемента $x_{ap}^{\ i}/w_{ap}^{\ i}$ к углу разворота зеркала α^i , вызвавшего это смещение.

$$S_i = \frac{x_{ap}^i}{w_{ap}^i \cdot \alpha^i}.$$
 (3.3)

Параметр разъюстировки S резонатора в целом вычисляется по формуле:

$$S = \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \quad (3.4)$$

Размеры пятен излучения на зеркалах резонатора определяется выражениями:

$$w_{1} = \frac{\lambda \cdot L^{*}}{\pi} \sqrt{\frac{g_{2}}{g_{1} \cdot (1 - g_{2}g_{1})}}, \quad w_{2} = \frac{\lambda \cdot L^{*}}{\pi} \sqrt{\frac{g_{1}}{g_{2} \cdot (1 - g_{2}g_{1})}}, \quad (3.5)$$

где λ - длина волны излучения

Величина одномодовой расходимости зависит от размера пятна основной моды на выходном зеркале w₂ (при условии компенсации геометрической составляющей расходимости):

$$\theta_{00} = \frac{\lambda}{\pi w_2} \tag{3.6}$$

Угол расходимости в режиме многомодовой генерации θ_{mn} оценивается при помощи соотношениея:

$$\theta_{mn} = \theta_{00} \cdot \frac{r_{ap}}{w(z = z_{ap})}, \qquad (3.7)$$

где r_{ap} – радиус апертурной диафрагмы, например, радиус активного элемента), w(z=z_{ap}) – радиус каустики в плоскости расположения апертурной диафрагмы. Из данного соотношения следует независимость угла расходимости многомодовой генерации от длины волны излучения.

Задание к лабораторной работе

1. Для заданной конфигурации резонатора твердотельного лазера определить интервалы изменения тепловой линзы в активном элементе, соответствующие областям устойчивости резонатора. На g1g2-диаграмме устойчивости показать ход зависимости g2(g1), соответствующей изменению значений тепловой линзы в пределах одной из областей устойчивости.

2. Построить кривую изменения чувствительности резонатора к разъюстировке зеркал в зависимости от изменения тепловой линзы в пределах заданного интервала тепловой линзы df.

3. Для заданного интервала значений тепловой линзы df построить зависимости радиусов основной моды на 2-м зеркале w2 и активном элементе w3. Построить зависимости величин одномодовой Θ 00 и многомодовой Θ mn расходимости при изменении величины тепловой линзы в пределах интервала df.

Геометрические параметры резонатора и диапазон изменения тепловой линзы указаны в файле исходных данных.

На рис 3.1-3.3 представлен пример расчета пространственных характеристик излучения основной моды резонатора твердотельного лазера с учетом тепловой линзы в активном элементе. Активный элемент 4x80 мм расположен в центре плоского резонатора с базой 11 см. Длина волны генерации 1.54 мкм. Зависимости радиусов основной моды в активном элементе (сплошная линия) и на зеркалах резонатора (штриховая линия) от оптической силы тепловой линзы показаны на рис 3.1. На рис 3.2 изображена зависимость чувствительности резонатора к разъюстировке зеркал от оптической силы тепловой линзы. На рис 3.3 приведены зависимости одномодовой (сплошная линия) и многомодовой (точки) расходимости излучения от оптической силы тепловой линзы.

53

Обозначения переменных в программе

lar – длина активного элемента, м

ni – показатель преломления активного элемента

Lcav – геометрическая база резонатора, м

L1с –расстояние от глухого зеркала до центра активного элемента, м

DR1, DR2 –обратный радиус кривизны "глухого" и выходного зеркал резонатора соответственно (>0, если зеркало обращено вогнутой поверхностью внутрь резонатора), м⁻¹

dar – диаметр активного элемента, м

df – диапазон изменения оптической силы тепловой линзы в активном элементе, м $^{\text{-1}}$

λ - длина волны лазерного излучения, мкм

w₁,w₂ - радиус пучка основной моды на "глухом" и выходном зеркалах резонатора соответственно, мм

w₃ – радиус пучка основной моды в активном элементе, мм

S₀ – чувствительность резонатора к разъюстировке зеркал, отн.ед.

θ₀₀, θ_{mn} – одномодовая и многомодовая расходимости выходного излучения (в полном угле), мрад

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Зависимость g2(g1) на g1g2-диаграмме устойчивости. Кривая изменения чувствительности резонатора к разъюстировке зеркал. Кривые радиусов основной моды на 2-м зеркале w2 и активном элементе w3. Зависимости величин одномодовой и многомодовой расходимости от величины тепловой линзы.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

Варианты исходных данных

N⁰	λ,	dar / lar	ni	Lcav,	L1с, м	DR1,	DR2,	df, м ⁻¹
	МКМ			М		M ⁻¹	м ⁻¹	
1	2.94	0.002/0.035	1.81	0.08	0.04	0	0	0.1 ÷ 1.0
2	2.81	0.002/0.035	1.45	0.08	0.04	0	0.1	0 ÷ 1.0
3	2.78	0.002/0.035	1.92	0.08	0.04	0.1	0	0 ÷ 1.0
4	2.94	0.0025/0.035	1.81	0.1	0.03	0.2	0.5	-0.5 ÷ 1
5	2.81	0.0025/0.035	1.45	0.1	0.03	0.1	0.5	-0.5 ÷ 1
6	2.78	0.0025/0.035	1.92	0.1	0.03	0.1	0.5	-0.5 ÷ 1
7	2.94	0.003/0.035	1.81	0.12	0.04	0.1	1.2	-1 ÷ 1
8	2.81	0.003/0.035	1.45	0.12	0.04	0.3	1	-1 ÷ 1
9	2.78	0.003/0.035	1.92	0.12	0.04	0.2	1.2	-1 ÷ 1
10	2.94	0.0035/0.035	1.81	0.1	0.05	0.2	0.2	-0.4 ÷ 1

W₁,W₂,W₃, MM



Рис. 3.1 Зависимости радиусов основной моды в активном элементе w₃ (сплошная линия) и на зеркалах резонатора w₁,w₂ (штриховая линия) от оптической силы тепловой линзы

S₀, отн.ед.



Рис. 3.2 Зависимость чувствительности резонатора к разъюстировке зеркал от оптической силы тепловой линзы

 $\theta_{00}, \theta_{mn},$ мрад



Рис. 3.3 Зависимости одномодовой (сплошная линия) и многомодовой (точки) расходимости излучения от оптической силы тепловой линзы

3.2 Определение параметров теплопереноса для цилиндрических активных элементов твердотельных лазеров

<u>Цель работы</u>: Исследование взаимосвязи коэффициента теплообмена с параметрами системы охлаждения цилиндрических активных элементов твердотельных лазеров

Краткие сведения из теории

Известно, что для изотропных тел для случая независимости коэффициента теплопроводности среды *k* от температуры дифференциальное уравнение теплопроводности имеет следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot div(gradT) + \frac{q}{c \cdot \rho}$$
(3.8)

Здесь $a = \frac{k}{c \cdot \rho}$ - коэффициент температуропроводности среды, с и ρ –

удельная теплоемкость и плотность среды соответственно.

Закон взаимодействия между поверхностью твердого тела и охлаждающей средой при конвективном теплообмене обычно записывается в виде граничных условий третьего рода:

$$k \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_{nos} + \alpha \cdot (T_{nos} - T_0) = 0, \quad (3.9)$$

 T_0 температура окружающей среды, αкоэффициент где теплообмена, п-нормаль к поверхности тела. Коэффициент теплообмена α зависит от свойств охлаждающей среды, геометрических размеров, формы течения хладагента (ламинарный, переходный, канала. режима турбулентный). Для варианта канала в виде кольцевого зазора вокруг цилиндрического активного элемента охлаждаемого водой:

$$\alpha = \frac{\text{Re}^{\frac{1}{3}}}{(d2-d1)^{0.7}}, \text{ - ламинарный режим (при Re<2200)} (3.10)$$

$$\alpha = 0.0138 \frac{A(\text{Re})}{d2-d1}, \text{ - переходной режим (при 2200<\text{Re}<10^4)}$$

$$\alpha = 2.9 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Re}^{0.8}}{d2-d1}, \text{ - турбулентный режим (при Re>10^4)}$$

где d1,d2 – внутренний и внешний диаметры канала охлаждения, см, A(Re) – табличная функция, Re - коэффициент Рейнольдса, зависящий от скорости протока хладагента и геометрии поперечного сечения канала охлаждения:

$$\operatorname{Re} = \frac{v_c \cdot d_g}{v} \quad (3.11)$$

где v_c –скорость протока хладагента, м/с, v- кинематическая вязкость хладагента, м²/с, d_g - периметр сечения канала охлаждения, м.

Для кольцевого зазора вокруг цилиндрического активного элемента величина d_g определяется выражением:

$$d_g = \pi (d2 + d1) \tag{3.13}$$

С коэффициентом теплообмена а связано число Био - безразмерный комплекс, характеризующий эффективность теплообмена активного тела с окружающей средой:

$$Bi = \frac{\alpha \cdot d1}{2 \cdot k} \tag{3.14}$$

Задание к лабораторной работе

1. Определить значения коэффициентов Рейнольдса, характеризующих режим протока, при изменении расхода воды в заданном интервале. Охарактеризовать изменение режимов протока при изменении расхода воды.

2. Построить зависимости коэффициента теплообмена и числа Био от величины расхода воды. Определить максимальное и минимальное значения указанных величин.

На рис 3.4 приведена зависимость коэффициента Рейнольдса от расхода воды при заданных геометрических параметрах канала охлаждения. На рис. 3.5 приведены примеры зависимостей коэффициента теплообмена α и числа Био от расхода воды.

Обозначения переменных в программе

 λ - – коэффициент теплопроводности активного элемента, Bt/(см*K)

g – расход воды, л/мин

 α - коэффициент теплообмена, см²*К/Вт

d1,d2 – внутренний и внешний диаметры кольцевого канала протока воды, см

Віо - число Био, отн.ед.

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Полученные результаты численных расчетов: Значения коэффициента Рейнольдса, соответствующие минимальному и максимальному значениям расхода воды. Указать соответствующие этим значениям режимы протока хладагента. Графические зависимости коэффициента теплообмена и числа Био от расхода воды.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

Варианты исходных данных

N⁰	Материал активного элемента	Теплопроводность активного элемента, Вт/(см К)	Расход воды, л/мин	d1, см	d2, см
1	YAG	0.085	0.2 ÷ 2	0.6	0.75
2	ГЛС-1	0.0098	7÷10	4.5	6
3	ГЛС-6	0.0049	4 ÷ 5	4.5	5.2
4	ГЛС-22	0.004	6÷8	5	6
5	YLF	0.06	0.8 ÷ 1	0.25	0.3
6	YAG	0.085	0.5 ÷ 4	0.4	0.6
7	ГЛС-1	0.0098	0.2 ÷ 2	5	6
8	ГЛС-6	0.0049	6 ÷ 8	4.5	6
9	ГЛС-22	0.004	7 ÷ 10	4.5	5.2
10	YLF	0.06	0.6 ÷ 0.8	0.2	0.25

Re, отн.ед.



Рис. 3.4 Зависимость коэффициента Рейнольдса от расхода воды (диаметр активного элемента 6мм, диаметр канала охлаждения 7.5мм).

а, см²*К/Вт Віо, отн.ед.



Рис. 3.5 Зависимости коэффициента теплообмена α (сплошная линия) и числа Био (штриховая линия) от расхода воды (диаметр активного элемента 6мм, диаметр канала охлаждения 7.5мм)

3.3 Исследование термооптических искажений, наводимых в цилиндрических активных элементах твердотельных лазеров

<u>Цель работы</u>: Провести исследования динамики температурных полей в цилиндрических активных элементах в условиях импульснопериодической накачки

Краткие сведения из теории

Внутреннее тепловыделение в активном элементе является одной из важнейших особенностей твердотельного лазера. Основными источниками нагрева являются поглощение излучения ламп накачки матрицей активного элемента, стоксовы потери в атомах активатора, поглощение излучения, как накачки, так и непосредственно лазерной генерации различными примесными и поглощающими центрами, в том числе и динамически наводимыми в активной среде в процессе накачки. Неоднородные температурные поля, возникающие вследствие неоднородного тепловыделения в активном элементе при оптической накачке, а также в результате отвода тепла от активного элемента, являются основными источниками возникновения термооптических неоднородностей.

Для анализа температурных полей в активных элементах мощного твердотельного лазера были использованы результаты решения задачи теплопроводности применительно к цилиндрическим твердотельным активным элементам для импульсно-периодического режима работы лазера в условиях радиальной неоднородной накачки с прямоугольным временным профилем. Введем следующие величины:

 $Bi = \frac{\alpha \cdot R}{k}$ - число Био, безразмерный комплекс, характеризующий эффективность теплообмена активного тела с окружающей средой,

 $Fo = \frac{a \cdot t}{R^2}$ - число Фурье, безразмерный комплекс, представляющий

время протекания процессов,

 $r1 = \frac{r}{R}$ - безразмерный текущий радиус,

 μ_n – корни характеристического уравнения $Bi \cdot J0(\mu) = \mu \cdot J1(\mu)$,

$$A_{n} = \frac{2 \cdot Bi}{(\mu_{n})^{2} \cdot J0(\mu_{n}) \cdot (\mu_{n}^{2} + Bi^{2})}$$
(3.15)

-коэффициенты, зависящие от числа Био, J0(µ), J1(µ) –цилиндрические функции Бесселя первого рода.

Для описания импульсно-периодического режима зададим период повторения импульсов Tf (в безразмерном виде fot = $\frac{a}{R^2} \cdot Tf$),

длительность импульса накачки tp (в безразмерном виде fop = $\frac{a}{R^2} \cdot tp$), длительность промежутка охлаждения – tc=Tf-tp (в безразмерном виде foc = $\frac{a}{R^2} \cdot (Tf - tp)$). Символом s будем обозначать номер импульса накачки или следующего за ним соответствующего промежутка охлаждения в последовательности импульсов. Средняя плотность поглощенной мощности накачки q0 может быть записана в виде:

$$q0 = \frac{Wp \cdot \eta}{\pi \cdot R^2 \cdot lar}, \qquad (3.16)$$

где Wp- мощность накачки, η- параметр эффективности поглощения мощности накачки, произведение Wp·η- полная мощность источников тепловыделения в активной среде, lar – длина активной среды. Для описания процессов неоднородного тепловыделения введем следующие параметры:

$$qm(r) = \frac{2 \cdot \int_{0}^{r} r1 \cdot q(r1) \cdot dr1}{r^{2}}, \qquad (3.17)$$

где q(r/R)- исходная ненормированная радиальная зависимость плотности мощности тепловыделения. параметр qm(r) представляет собой относительную среднюю плотность мощности тепловыделения в объеме, ограниченным радиусом r,

$$q0i = \frac{q0}{qm(1)}, \qquad qm2(r) = \int_{r}^{1} r1 \cdot [qm(r1) - qm(1)]dr1, \quad (3.19)$$
$$q2(n) = \frac{q0i \cdot R^{2} \cdot (\mu_{n})^{4}}{Bi \cdot J0(\mu_{n}) \cdot a \cdot c \cdot \rho \cdot 2} \int_{0}^{1} r1 \cdot J0(m_{n} \cdot r1) \cdot qm2(r1) \cdot dr1. \quad (3.20)$$

Решение сформулированной выше тепловой задачи может быть представлено в виде бесконечного ряда, запись членов которого выглядит весьма громоздко. Предварительно введем для промежутков накачки и охлаждения следующие параметры:

$$Fp(n,s) = 1 - \frac{\left|1 - \exp\left[-(\mu_{n})^{2} \cdot \text{fot} \cdot (s-1)\right]\right|}{\left[1 - \exp\left[-(\mu_{n})^{2} \cdot \text{fot}\right]\right]} \cdot \left[\exp\left[-(\mu_{n})^{2} \cdot \text{foc}\right] - \exp\left[-(\mu_{n})^{2} \cdot \text{fot}\right]\right], (3.21)$$

$$Fc(n,s) = \frac{\left|1 - \exp\left[-(\mu_{n})^{2} \cdot \text{fot} \cdot s\right]\right|}{\left[1 - \exp\left[-(\mu_{n})^{2} \cdot \text{fot}\right]\right]} \cdot \left[1 - \exp\left[-(\mu_{n})^{2} \cdot \text{fop}\right]\right].$$

С учетом всех вышеприведенных параметров выражения для радиального распределения температуры в активном элементе на s промежутках накачки TP(s,r1,fo) и охлаждения TC(s,r1,fo) могут быть записаны в виде:

$$TP(s, rl, fo) = T0 + \sum_{n} A_{n} J0(\mu_{n} \cdot rl) \cdot [1 - Fp(n, s) \cdot exp[-(\mu_{n}) \cdot fo]] \cdot q2(n) +$$

$$+ \frac{q0 \cdot R^{2}}{a \cdot c \cdot \rho} \cdot \sum_{n} A_{n} \cdot J0(\mu_{n} \cdot rl) \cdot [1 - Fp(n, s) \cdot exp[-(\mu_{n})^{2} \cdot fo]],$$

$$TC(s, rl, fo) = T0 + \sum_{n} A_{n} J0(\mu_{n} \cdot rl) \cdot Fc(n, s) \cdot exp[-(\mu_{n}) \cdot fo] \cdot q2(n) +$$

$$+ \frac{q0 \cdot R^{2}}{a \cdot c \cdot \rho} \cdot \sum_{n} A_{n} \cdot J0(\mu_{n} \cdot rl) \cdot Fc(n, s) \cdot exp[-(\mu_{n})^{2} \cdot fo]],$$
(3.22)

При заданных параметрах активного элемента и режима накачки для выбранного промежутка s и момента времени fo из выражений (9) и (10) может быть получена функция радиального распределения температуры в активном элементе T(r). Для определения степени отклонения функции T(r) от параболы следует провести аппроксимацию функции T(r) полиномом 4-й степени:

$$T(\mathbf{r}) \approx T_0 + \Delta T_2 \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{AR}}\right)^2 + \Delta T_4 \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{AR}}\right)^4$$
(3.23)

Значения коэффициентов $T_{0, \Delta}T_2$, ΔT_4 определялись стандартными методами регрессии. Зависимость (3.23) может быть переписана в виде:

$$\begin{split} T(\mathbf{r}) &= T_0 - \frac{\Delta T_4}{6} + (\Delta T_2 + \Delta T_4) \cdot \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{AR}}\right)^2 + \frac{\Delta T_4}{6} \cdot \left[6 \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{AR}}\right)^4 - 6 \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{AR}}\right)^2 + 1 \right] = \\ &= T_0 - \frac{\Delta T_4}{6} + (\Delta T_2 + \Delta T_4) \cdot \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{AR}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_4}{6}\right) \cdot \mathbf{z}_{4,2} \end{split}$$
 (3.24)
ГДе $\mathbf{z}_{4,2} = 6 \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{AR}}\right)^4 - 6 \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{AR}}\right)^2 + 1$ - полином Цернике, который в теории

волновых аберраций описывает сферическую аберрацию третьего порядка. Величина коэффициента (_ΔT₂+ΔT₄) в выражении (3.24) соответствовует эффективной сферической составляющей термооптических искажений.

Задание к лабораторной работе

1. Рассчитать радиальное распределение температуры в цилиндрическом активном элементе из стекла ГЛС6 в условиях импульсно-периодической накачки. Определить максимальный градиент температур (разность температур между краем и центром активного элемента) в течении серии импульсов накачки.

2. Для заданного импульса накачки npls построить радиальное распределение инкремента температуры $\Delta T=T(r)$ -То в указанный момент времени tpls в течении импульса накачки (время от начала импульса tpls*ti, где ti-длительность импульса накачки).

3. Для полученного поперечного распределения температур определить значение коэффициентов us₁+us₂, определяющих эффективную

63

сферическую составляющую температурного профиля. Определить остаточное распределение температуры после компенсации сферической составляющей температурного профиля. Получить оценку числа Штреля, определяемое остаточным профилем термооптических искажений, соответствующие заданному моменту времени импульса накачки.

На рис. 3.6 приведены радиальные распределения инкремента $\Delta T = T(r) - T(0)$ температуры В активном элементе, соответствующие различным моментам времени tpls в течении импульса накачки (время от начала импульса tpls*ti, где ti-длительность импульса накачки). Активный элемент 45х340мм, импульс накачки с энергией 53кДж, длительностью принято 2мс. Число Био равным 10. Остаточное распределение температуры, соответствующее компенсации сферической составляющей температурного профиля, приведено на рис. 3.7. (момент времени соответствует окончанию импульса накачки: tpls=1).

Обозначения переменных в программе

d,l – диаметр и длина активного элемента, см

с – теплоемкость материала активного элемента, Дж/(гр К)

ρ - удельная плотность материала активного элемента, гр/см³

а – температуропроводность материала активного элемента, см²/с

Е – энергия импульса накачки, Дж

eff – эффективность процесса накачки

ti – длительность импульса накачки, с

Tf – период следования импульсов накачки, с

аа – коэффициент неоднородности поглощенной мощности

t_{pls} - относительное время в течение импульса накачки

n_{pls} - номер импульса накачки

rr1 – относительная радиальная координата в активном элементе

TP - радиальное распределение температур в течение импульса накачки, °C TPc –радиальное распределение температур в течение времени охлаждения, °C

dTPf (rr1) – разности температур между центром активного элемента и точкой с координатой rr1 в течение импульса накачки, °С

vy –текущее распределение температуры для оценки величины остаточной сферической аберрации 3-го порядка, °С

z01 – полином Цернике 4-го порядка

us₁+us₂, - коэффициенты, определяющие эффективную сферическую составляющую температурного профиля

str – число Штреля, определяемое остаточным профилем термооптических искажений

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Радиальное распределение температуры в активном элементе и распределение температуры, соответствующе сферической составляющей. Значения коэффициентов us_1 и us_2 . Максимальное значение градиента температур в активном элементе. Значение числа Штреля, определяемое остаточным профилем термооптических искажений, соответствующие заданному моменту времени импульса накачки.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

N⁰	d / 1,	c,	ρ	a,	Bi	Е,	Ti,	Tf,	n _{pls}	t _{pls}
	СМ	Дж/(г К)	г/см ³	см ² /с		Дж	мс	с		
1	0.8/11	0.63	4.55	0.049	1	300	0.25	0.1	5	1
2	4.5/34	0.71	2.66	0.0052	50	60.10^3	2	180	2	0
3	4.5/68	0.67	2.74	0.0027	50	10.10^{4}	4	120	1	0.25
4	4.5/102	0.57	3.51	0.199	10	$24 \cdot 10^4$	8	300	2	0.25
5	0.4/8	0.63	4.55	0.049	1	200	0.2	0.1	10	0
6	0.6/8	0.63	4.55	0.049	10	250	0.25	0.05	5	0.75
7	4.5/68	0.71	2.66	0.0052	20	$15 \cdot 10^4$	8	300	5	1
8	4.5/102	0.67	2.74	0.0027	50	$16 \cdot 10^4$	8	180	3	0.5
9	4.5/34	0.57	3.51	0.199	10	8·10 ⁴	2	120	2	1
10	0.6/6.5	0.63	4.55	0.049	5	250	0.2	0.2	10	0.5

Варианты исходных данных



 ΔT , ^oK



Рис. 3.6 Радиальные распределения инкремента температуры $\Delta T=T(r)-T(0)$ в активном элементе, соответствующие моментам времени t_{pls} в течении импульса накачки: $t_{pls}=0$ (квадраты), 0.25 (точки), 0.5 (штриховая линия), 0.75 (штрих-пунктирная линия), 1 (сплошная линия)



Рис. 3.7 Остаточное распределение температуры для момента времени, соответствующего окончанию импульса накачки ($t_{pls}=1$). Значение коэффициентов, определяющих эффективную сферическую составляющую температурного профиля: $us_1+us_2=0.603$.

3.4 Исследование углового распределения излучения твердотельного лазера с неустойчивым резонатором и внутрирезонаторными оптическими неоднородностями

<u>Цель работы</u>: При помощи геометрооптической модели телескопического резонатора провести анализ углового распределения излучения лазера при наличии внутрирезонаторных оптических неоднородностей

Краткие сведения из теории

При создании мощных твердотельных лазеров широкое применение нашли неустойчивые резонаторы, позволяющие сочетать хорошее заполнение активной среды с высокой степенью селекции поперечных мод. При исследовании неустойчивого резонатора вполне допустимо использовать геометрооптическое приближение, что дает возможность проанализировать влияние внутрирезонаторных оптических неоднородностей пространственные характеристики на лазерного излучения.

B частности, приближение геометрической оптики может применяться для оценки влияния оптических неоднородностей активной среды на угловую расходимость излучения твердотельного лазера. При расчетах углового спектра на выходе телескопического резонатора использовалось приближение геометрооптического основное рассмотрения о том, что основной вклад в искажение волнового фронта вносит неоднородность показателя преломления активной среды, а влияние дифракции мало. При расчетах предполагается также, что телескопический резонатор и оптические неоднородности обладают радиальной симметрией.

При многократном обходе резонатора разность оптических путей для лучей с радиальными координатами х и х=0, т.е. форма волнового фронта, определяется выражением:

$$\Delta(\mathbf{r}) = L \sum_{m=1}^{\infty} \left[n(\frac{\mathbf{r}}{M^{m-1}}) - 2n(0) + (\frac{\mathbf{r}}{M^{m-1}})^{-1} \frac{M}{M-1} \int_{r/M^{m}}^{r/M^{m-1}} n(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \right]$$
(3.25)

где r=x/а-безразмерная радиальная координата, М- коэффициент увеличения телескопического резонатора, т - номер двойного обхода, L - длина активной среды, а- радиус апертуры резонатора. Здесь n(r) - радиальная зависимость показателя преломления активной среды.

Для удобства представления расчетных соотношений, применяемых при численном моделировании, можно изначально задать конкретные выражения для функции n(r), например:

$$n(r) = n(0) + B \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot r^{2n}$$
 (3.26)

Нормировка выполнена так, что $\sum_{n=1}^{\infty} A_n = 1$

Тогда с учетом (3.26) выражение (3.25) приобретает вид:

$$\Delta(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{S}}{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{F}(\mathbf{r}) \tag{3.27}$$

где $k=2\pi/\lambda$ - волновое число, S=kLB - параметр, характеризующий деформацию волнового фронта при однократном прохождении параллельного пучка через активную среду; F(r) определяется выражением:

$$F(r) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{(2n+1)M^{2n\cdot(m-1)}} \left[(2n+1) + \frac{M^{2n+1}-1}{M^{2n}\cdot(M-1)} \right] r^{2n}$$
(3.28)

Угловой спектр поля на выходе неустойчивого резонатора для случая радиальной симметрии определяется выражением:

$$E(u_{r}) = 2\pi \int_{1/M}^{1} r \cdot g(r) \cdot J_{0}(\pi u_{r}r) dr \qquad (3.29)$$

где g(r) = C(r) exp(ik Δ (r)) - радиальное распределение поля на выходе резонатора, C(r) - распределение амплитуды поля (в дальнейших расчетах предполагаем C(r)=const), u_r = $\frac{\phi_r}{(\lambda/2a)}$, ϕ_r - угол, отсчитываемый от оси резонатора, J₀(π u_rr) - функция Бесселя. Нижний предел интегрирования, равный 1/M, отражает особенность вывода излучения из резонатора, обладающего зеркалом с резким краем.

Соответствующее угловое нормированное распределение интенсивности определяется функцией:

$$I(u_{r}) = \frac{|E(u_{r})|^{2}}{|E(u_{r})|^{2}_{max}} \qquad (3.30)$$

Доля энергии, приходящаяся на угол "u" от полной энергии пучка, определяется выражением:

$$W(u) = \frac{\int_{0}^{u} |E(u_{r})|^{2} u_{r} du_{r}}{\int_{0}^{\infty} |E(u_{r})|^{2} u_{r} du_{r}} \qquad (3.31)$$

При этом "расходимость по уровню w1" определяется как угол u1, соответствующий заданному значению доли от общей энергии пучка: W(u1)=w1.

Задание к лабораторной работе

1. Построить угловые зависимости энергии выходного излучения лазера с телескопическим резонатором с учетом оптических неоднородностей активной среды.

2. Получить значение угловой расходимости (в дифракционных пределах) по уровню 0.84 от общей энергии. Подобрать необходимый для этого диапазон изменения угловой координаты. Рассчитать отношение

полученной расходимости к расходимости пучка с идеальным волновым фронтом.

3. Определить число Штреля для выходного излучения и абсолютное значение расходимости (мрад). Параметры a4 a2 S, определяющие характер оптической неоднородности, коэффициент увеличения резонатора, апертура системы и длина волны излучения указаны в файле исходных данных.

На рис. 3.8 приведен пример угловых распределений интенсивности выходного излучения лазера с неустойчивым резонатором при наличии оптических неоднородностей (штриховая линия) и при отсутствии оптических неоднородностей (сплошная линия). Величина оптической неоднородности определена зависимостью от радиальной координаты: (полином Цернике 4-го порядка) n(r)=S*(a₄*r⁴-a₂*r²+1), где a₄=1, a₂=1, S=2 π - амплитуда оптической неоднородности.

Обозначения переменных в программе

λ - длина волны лазерного излучения, мкм

М1 – коэффициент увеличения телескопического резонатора

Dap – диаметр выходной апертуры лазерного резонатора, мм

S – максимальная величина оптической неоднородности, рад

a2, a4 – коэффициенты, определяющие радиальную зависимость внутрирезонаторной оптической неоднородности

I(u_r) - угловое распределение интенсивности излучения , отн.ед.

Ws(u_r) –доля энергии излучения внутри угла u_r, отн.ед.

str – число Штреля,

00d – абсолютное значение угла, соответствующего одному дифракционному пределу, мрад

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Построить угловые зависимости энергии выходного излучения лазера с телескопическим резонатором с учетом оптических неоднородностей активной среды. Значения угловой расходимости и числа Штреля.

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

N⁰	λ, мкм	M1	Dap, мм	a4,	a2,	S, рад
1	1.064	4	6	1	1	9.42
2	2.94	1.2	2	0.5	1.5	3.14
3	1.06	2	45	1.2	0.8	1.57
4	1.06	3	30	1.4	0.6	3.14
5	1.047	1.5	3	0.8	1.2	9.42
6	1.064	3	8	0.4	0.6	6.28
7	2.94	1.15	2.5	0.3	1.7	3.14
8	1.06	2.5	30	0.6	1.4	1.57
9	1.06	3.5	45	0.7	1.3	3.14
10	1.047	2.5	4	1.8	0.2	6.28

Варианты исходных данных





Рис. 3.8 Угловые распределения интенсивности выходного излучения лазера с неустойчивым резонатором при отсутствии оптических неоднородностей (сплошная линия) и при наличии оптических неоднородностей (штриховая линия). Значение амплитуды оптической неоднородности S=2 π .

3.5 Исследование амплитудно-фазового отклика диэлектрического градиентного зеркала

<u>Цель работы</u>: Исследовать амплитудные и фазовые характеристики коэффициента отражения трехслойного диэлектрического покрытия, содержащего слой переменной толщины

Краткие сведения из теории

Одним из наиболее эффективных методов улучшения пространственных характеристик излучения, генерируемого лазерными системами, является применение так называемых внутрирезонаторных многослойных диэлектрических градиентных зеркал (ГЗ), т.е. зеркал с плавно меняющимся по сечению коэффициентом отражения.

В большинстве случаев, конструкция выходных градиентных зеркал многослойных предусматривает использование диэлектрических покрытий. Конструкция покрытия представляет собой нечетное число чередующихся слоев с высоким и низким показателями преломления, нанесенных на просветленную поверхность подложки. Как правило, оптическая толщина наносимых на просветленную подложку переменных слоев, составляющая в центре апертуры величину $\lambda_0 / 4$ (λ_0 - длина волны, на которую изготовлено ГЗ), плавно уменьшается от центра зеркала к его краям до некоторого значения, обеспечивающего минимальное отражательную способность на краю зеркала. ГЗ неизбежно вносит в отраженную от него световую волну фазовые искажения, которые обусловлены неоднородной толщиной тонкопленочных покрытий, формирующих переменный по сечению коэффициент отражения. ГЗ вносит фазовые искажения как в поле волны, отраженной от него, так и в поле излучения, выходящее из резонатора. Радиальная зависимость изменения фазы световой волны при отражении от покрытия, имеет вид:

$$\Delta \Phi(r) = \varphi(r) - \varphi(0) + 2k(\Delta h_R(r) + \Delta \varepsilon(r)) \quad (3.32)$$

где $\phi(r) - \phi(0)$ - изменение вдоль радиуса скачка фаз при отражении света на воздух-зеркало, обусловленное неоднородностью фазы границе комплексного коэффициента отражения вследствие многолучевой интерференции в тонких пленках, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина волны излучения лазера, а $\Delta h_R(r)$ - градиент толщины пленкообразующих слоев, $\Delta \varepsilon(\mathbf{r})$ - отклонение формы поверхности подложки от плоскости, проходящей через центр зеркала перпендикулярно оси вращения, а λ длина волны излучения.

Для ГЗ с нечетным числом переменных слоев т

$$\Delta h_R(r) = \frac{\lambda_0}{4} \left[\frac{m+1}{2n_H} + \frac{m-1}{2n_L} \right] \frac{\Delta t(r)}{t(0)}$$
(3.33)

Здесь n_H и n_L соответственно высокий и низкий показатели преломления чередующихся слоев переменной толщины, а

$$\frac{\Delta t(r)}{t(0)} = \frac{n_j d_j(0) - n_j d_j(r)}{n_j d_j(0)} \quad (3.34)$$

Изменение фазы, претерпеваемое световым пучком при прохождении через то же самое градиентное зеркало определяется выражением

$$\Delta \Psi(r) = \psi(r) - \psi(0) + k \Delta h_T(r) \qquad (3.35)$$

где $\psi(r) - \psi(0)$ - изменение вдоль радиуса скачка фаз при прохождении света через границу воздух-зеркало, а

$$\Delta h_T(r) = \frac{\lambda_0}{4} \left[\frac{m+1}{2n_H} (n_0 - n_H) + \frac{m-1}{2n_L} (n_0 - n_L) \right] \frac{\Delta t(r)}{t(0)}$$
(3.36)

где n₀ - показатель преломления среды, из которой свет падает на поверхность зеркала

Значения функции $\varphi(r)$ для варианта конструкций зеркал, изображенных на рис. 3.9 можно определить путем вычисления характеристической матрицы М:

$$\mathbf{M} = \prod_{j=1}^{N} \mathbf{M}_{j} \qquad (3.37)$$

где N- количество диэлектрических слоев, M_j –характеристическая матрица j-того слоя, определяемая выражением:

$$M_{j} = \begin{bmatrix} \cos(k_{0}n_{j}z_{j}\cos(\theta_{j})) & -\frac{i}{p_{j}}\sin(k_{0}n_{j}z_{j}\cos(\theta_{j})) \\ -ip_{j}\sin(k_{0}n_{j}z_{j}\cos(\theta_{j})) & \cos(k_{0}n_{j}z_{j}\cos(\theta_{j})) \end{bmatrix}$$
(3.38)

где $p_j = n_j \cos(\theta_j)$; n_j -показатель преломления j-того слоя, θ_j -угол падения излучения на слой; $n_i z_i$ -оптическая толщина j-того слоя; $k_0 = 2\pi/\lambda 0$.

Амплитудные коэффициенты отражения и пропускания многослойной диэлектрической пленки, нанесенной на подложку, определяются выражениями:

$$R_{amp} = \frac{(a_{11} + a_{12}p_L)p_1 - (a_{21} + a_{22}p_L)}{(a_{11} + a_{12}p_L)p_1 + (a_{21} + a_{22}p_L)} \quad (3.39)$$
$$T_{amp} = \frac{2p_1}{(a_{11} + a_{12}p_L)p_1 + (a_{21} + a_{22}p_L)}$$

где p_1 и p_L – коэффициенты, относящиеся к воздушной среде и среде подложки соответственно; a_{mn} - элементы характеристической матрицы диэлектрической многослойной среды.

Фазы коэффициентов отражения ψ и ϕ пропускания определяются следующими выражениями:

$$\Psi = \arg(R_{amp}) \qquad (3.40)$$

$$\varphi = \arg(T_{amp})$$

В качестве примера рассмотрим модельные градиентные зеркала. Будем считать, что эти зеркала построены по простейшей схеме – один аксиально-симметричный слой переменной толщины диэлектрика с
высоким показателем преломления на просветляющем покрытии (см. рис. 3.9). При описании модельных зеркал исходной будем считать зависимость толщины слоя переменной толщины от пространственной радиальной координаты:

$$t = t_0 \cdot n_H (1 - (\frac{r}{r_0})^{n_X}), \qquad (3.41)$$

где $t_{0*}n_{H}=\lambda/4$ –оптическая толщина слоя в центре, которая для всех модельных зеркал принимается равной четверти длины волны излучения, *r0*- апертурный радиус градиентного слоя, параметр *nx* является изменяемым и задает характер зависимости толщины и, следовательно, амплитуды коэффициента отражения зеркала от координаты. В качестве основных пленкообразующих веществ могут быть выбраны материалы, часто применяемые при создании диэлектрических зеркал для лазерной техники: MgF₂, SiO₂, MgO, ZrO₂, а подложкой служит стекло K-8.



Рис. 3.9 К расчету изменения формы волнового фронта излучения при отражении от градиентного многослойного диэлектрического зеркала.

- 1 слой с высоким показателем преломления,
- 2 слой с низким показателем преломления,
- 3 подложка.

Показатели преломления различных пленкообразующих материалов (на длине волны 1мкм): MgF₂ (n_L =1.38), SiO₂ (n_L =1.45), MgO (n_H =1.72), ZrO₂ (n_H =1.92), подложка - стекло K-8 (n=1.51).

Задание к лабораторной работе

1. Построить зависимость коэффициента отражения и фазового отклика градиентного трехслойного диэлектрического зеркала от радиальной

координаты при заданных параметрах га и nn, описывающих слой переменной толщины.

2. Определить максимальный коэффициент отражения диэлектрического покрытия, а также максимальный фазовый сдвиг при отражении и пропускании.

3. Определить средний по апертуре с радиусом га коэффициент отражения *reff*. Определить, как изменится значение *reff*, если усреднение проводить в пределах апертуры единичного радиуса.

Параметры и материал слоя переменной толщины указаны в таблице исходных данных.

В качестве примера диэлектрического покрытия рассмотрим структуру четвертьволновых слоев MgO (слой переменной толщины)-MgF₂-MgO на подложке из K-8. На рис 3.10 приведена зависимость оптической толщины переменного слоя от радиальной координаты. Параметры профильного слоя r0/a=0.5, nx=1.5. Зависимость коэффициента отражения от радиальной координаты изображена на рис. 3.11. На рис 3.12 приведены фазовые отклики диэлектрического покрытия при прохождении излучения φ (штриховая линия) и при отражении ψ (сплошная линия).

Обозначения переменных в программе

nj – массив показателей преломления

ra – радиус супергауссовой функции распределения толщины градиентного слоя, отн.ед.

nn – показатель степени супергауссовой функции распределения толщины градиентного слоя

h(x) –зависимость распределения толщины градиентного слоя от радиальной координаты, $\lambda/4$

т – характеристическая матрица диэлектрического покрытия

 $|\mathbf{r}(\mathbf{x})|^2$ – зависимость коэффициента отражения (по интенсивности) от радиальной координаты

fas(x), fas1(x) – зависимости фазовых характеристик коэффициентов отражения и пропускания диэлектрического покрытия от радиальной координаты соответственно

Содержание отчета

1. Постановка задачи с указанием набора расчетных параметров, соответствующих варианту исходных данных

2. Графическая зависимость коэффициентов отражения и пропускания (по интенсивности) диэлектрического покрытия от радиальной координаты. Графические зависимости фазового отклика при отражении и пропускании от радиальной координаты. Значения среднего коэффициента отражения

3. Выводы по результатам проведенных численных расчетов

	Варианты	исходных	данных
--	----------	----------	--------

N⁰	Материал слоя	ra, отн.ед.	nn
вар	переменной толщины		
1	MgO ($n_{\rm H}$ =1.72)	0.25	3
2	$ZrO_2 (n_H=1.92)$	0.35	3.5
3	MgO ($n_{\rm H}$ =1.72)	0.3	2
4	$ZrO_2 (n_H=1.92)$	0.45	2.5
5	MgO ($n_{\rm H}$ =1.72)	0.5	1.5
6	$ZrO_2 (n_H=1.92)$	0.55	1.2
7	MgO ($n_{\rm H}$ =1.72)	0.7	0.7
8	$ZrO_2 (n_H=1.92)$	0.75	1.0
9	MgO ($n_{\rm H}$ =1.72)	0.8	0.5
10	$ZrO_2 (n_H=1.92)$	0.85	0.7

 $h/(0.25*\lambda)$



Рис. 3.10 зависимость оптической толщины переменного слоя от радиальной координаты при *r0/a*=0.5, *nx*=1.5



Рис. 3.11 Зависимость коэффициента отражения от радиальной координаты





Рис. 3.12 зависимость фазы коэффициента отражения (сплошная линия) и коэффициента пропускания (штриховая линия) от радиальной координаты

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А. Ананьев. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. - М.: Наука, 1979. – 328 с.

3. V. Magni. Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability // Applied Optics, v.25, №1, p. 107-117.

4. А.В. Мезенов, Л.М. Сомс, А.И. Степанов Термооптика твердотельных лазеров. - Л.: Машиностроение, 1986. - 199с.

5. H.P. Kortz, R. Ifflander, H. Weber. Stability and beam divergence of multimode lasers with internal variable lenses // Applied Optics, 1981, v.20, №23, p. 4124-4134.

6. J.-P. Lortscher, J. Steffen, G. Herziger. Dynamic stable resonators: a design procedure // Optical and Quantum Electronics, 1975, v.7, p. 505-514.

7. Б.Р. Белостоцкий, А.С. Рубанов. Тепловой режим твердотельных оптических квантовых генераторов. - М.: Энергия, 1973. - 168с.

8. Г.Н. Дульнев, Э.М. Семяшкин. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. - Л.: Энергия, 1968. - 359с.

9. Д. Малакара Оптический производственный контроль. - М.: Машиностроение, 1985. – 400 с.

10. Л.А. Васильев, В.К. Демкин, Ю.А. Калинин, Ю.И. Кружилин Расчет углового распределения излучения лазера с неоднородной активной средой и телескопическим резонатором // Квантовая Электроника, 1975, т.2, №1, стр.51-55.

11. G. Duplain, P.G. Verly, J.A. Dobrowolski et al. Grade-reflectance mirrors for beam quality control in laser resonators // Applied Optics, 1993, v. 32, № 7, p. 1145-1153.

12. M. Morin. Graded reflectivity mirror unstable resonators // Optical and Quantum Electronics, 1997, v. 29, № 8, p. 819-866.

4 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ

Краткие сведения из теории

При взаимодействии электромагнитного излучения с веществом может происходить множество процессов. Как правило, возникают три основных эффекта, способные помешать свободному распространению света:

- отражение и преломление,

- поглощение,

- рассеяние.

Только не отраженные и не поглощенные или рассеянные вперед фотоны проходят через образец и вносят вклад в интенсивность света, измеряемую за образцом. Количество отраженного, поглощенного и рассеянного света в основном зависит от типа вещества и длины волны падающего излучения.

В рассеивающих биологических средах указанные процессы имеют некоторые особенности. За счет многократного рассеяния и поглощения лазерный пучок уширяется и затухает при распространении в ткани. Объемное рассеяние является причиной распространения значительной лоли излучения В обратном направлении (обратное рассеяние). Поглощенный свет преобразуется в тепло, переизлучается в виде фосфоресценции, или флуоресценции также тратится a на фотобиохимические реакции.

Вследствие поглощения интенсивность падающей электромагнитной волны ослабляется при прохождении через среду. Поглощение является следствием частичного перехода световой энергии в тепловое движение или колебания молекул поглощающего вещества. Способность вещества поглощать электромагнитное излучение зависит от некоторого количества факторов, главным образом от электронного состава его атомов и молекул, длины волны излучения, толщины поглощающего слоя и внутренних параметров, таких как температура или концентрация поглощающих центров.

Зачастую используются два закона, которые описывают влияние толщины или концентрации на поглощение, соответственно. Обычно их называют законом Ламберта и законом Бера, и записывают следующим образом:

$$I(z) = I_0 \exp(-\mu_a z), \qquad (4.1)$$

И

$$I(z) = I_0 \exp(-k'cz),$$
 (4.2)

где z обозначает оптическую ось, I(z) – интенсивность на расстоянии z, I_0 – падающая интенсивность, μ_a - коэффициент поглощения среды, c – концентрация поглощающих центров и k' зависит от остальных внутренних параметров. Так как оба закона описывают поведение поглощения, они также известны как закон Ламберта-Бера.

В биологических тканях поглощение в основном вызвано молекулами воды или макромолекулами.

Когда упруго связанные заряженные частицы подвергаются воздействию электромагнитных волн, они приводятся в движение электрическим полем. Если частота волны равна естественной частоте колебаний происходит сопровождающийся частиц. резонанс, значительным поглощением. Рассеяние же имеет место на частотах, не совпадающих с естественными частотами частиц. Результирующее колебание называется вынужденным колебанием. Вообще, это колебание будет иметь ту же частоту и направление, что и напряженность электрического поля падающей волны. Однако его амплитуда будет намного меньше, чем в случае резонанса. Также, фаза вынужденного колебания отличается от падающей волны, так как скорость фотонов уменьшается при проникновении в более плотную среду. Отсюда, рассеяние может быть рассмотрено как основной источник дисперсии.

Вторичные фотоны, излучаемые возбужденными биомолекулами, образуют вторичный поток излучения, распространяющийся (рассеивающийся) в телесный угол 4π и возбуждающий другие молекулы биоткани и т.д. Поскольку разнообразие биомолекул в организме велико, вторичное излучение является широкополосным, некогерентным и неполяризованным. Степень ослабления вторичного излучения значительно меньше, чем первичного лазерного, и составляет менее 10 раз на каждый 1 см глубины биоткани. Поэтому именно вторичное излучение и обеспечивает большую глубину проникновения в биоткани.

Некоторые фотоны после многократного рассеяния выходят обратно из ткани под случайными углами. Это так называемый диффузно отраженный свет. Он спектрально зависим. Доля энергии диффузно отраженного света может достигать 30-40% от энергии падающего луча.

Рассеянные фотоны постепенно удаляются от оси пучка, но в среднем они сохраняют ее направление и формируют ореол вокруг конуса основного пучка. Размер этого ореола и доля энергии, которая в нем содержится, в значительной степени зависят от оптических свойств биоткани и от поперечного диаметра пучка света. Чем меньше диаметр пучка, тем большая доля фотонов будет в ореоле.

Потери интенсивности вследствие рассеяния описываются отношением, схожим с аналогичным отношением для поглощения:

$$I(z) = I_0 \exp(-\mu_s z),$$
 (4.3)

где µ_s является коэффициентом рассеяния.

В большинстве тканей поглощение и рассеяние проявляются одновременно. Такие среды называются непрозрачными (мутными) средами. Их полный коэффициент ослабления может быть выражен:

$$\mu_t = \mu_a + \mu_s. \tag{4.4}$$

Математическое описание характеристик поглощения и рассеяния света может быть проведено двумя способами – с помощью аналитической теории и с помощью теории переноса. Теория переноса, называемая также теорией переноса излучения, оперирует непосредственно переносом энергии в среде, содержащей частицы. Основное дифференциальное уравнение этой теории называется уравнением переноса или уравнением транспорта, является интегрально-дифференциальным уравнением лучевой интенсивности и записывается следующим образом:

$$\hat{s} \cdot \nabla L(\vec{r}, \hat{s}) + \mu_t(\vec{r}) \cdot L(\vec{r}, \hat{s}) = \mu_s \int_{4\pi} p(\hat{s}, \hat{s}') L(\vec{r}, \hat{s}) d\omega' + S(\vec{r}, \hat{s})$$
(4.5a)

ИЛИ

$$\frac{dL(\vec{r},\hat{s})}{ds} = -\mu_t(\vec{r}) \cdot L(\vec{r},\hat{s}) + \mu_s \int_{4\pi} p(\hat{s},\hat{s}')L(\vec{r},\hat{s})d\omega' + S(\vec{r},\hat{s}), \qquad (4.56)$$

где $L(\vec{r}, \hat{s})$ - лучевая интенсивность (яркость или энергетическая яркость), $\left[\frac{Bm}{m^2 \cdot cp \cdot \Gamma u}\right], \ \mu_t = \mu_a + \mu_s$ - полный коэффициент затухания, $p(\hat{s}, \hat{s}')$ - фазовая

функция или функция рассеяния, $S(\vec{r}, \hat{s})$ - функция источников, $\left[\frac{Bm \cdot cp}{M^3}\right]$, $d\omega'$ - элемент телесного угла вдоль направления единичного вектора \hat{s} .

описывает скорость Уравнение переноса изменения лучевой Первый член правой интенсивности. части уравнения определяет уменьшение интенсивности за счет поглощения и рассеяния в среде. Второй - указывает на то, что интенсивность возрастает вследствие рассеяния в направлении \hat{s} части лучевой интенсивности $L(\vec{r}, \hat{s})$, падающей на данный элемент объема, с других направлений *ŝ*' и добавляющейся к $L(\vec{r}, \hat{s})$. Третий член правой части уравнения определяет возрастание интенсивности вследствие излучения из рассматриваемого элементарного объема.

Фазовая функция описывает рассеивающие свойства среды и характеризует элементарный акт рассеяния. Вероятность (определенная на единицу длины пути) того, что фотон, двигаясь в направлении единичного вектора \hat{s} , рассеивается на элементе телесного угла $d\omega'$ вдоль другого направления единичного вектора \hat{s}' , равна $\mu_s p(\hat{s}, \hat{s}') d\omega'$.

Лучевая интенсивность в любой точке биологической среды включает в себя коллимированную и рассеянную (диффузную) компоненты:

$$L(\vec{r}, \hat{s}) = L_s(\vec{r}, \hat{s}) + L_p(\vec{r}, \hat{s}).$$
(4.6)

Коллимированная составляющая, $L_p(\vec{r}, \hat{s}),$ описывает НИ разу не поглотившийся и не рассеявшийся свет от внешнего или внутреннего Рассеянный источников. свет, $L_{s}(\vec{r},\hat{s}),$ определяет компоненту интенсивности, появившуюся в результате рассеяния. Она порождается в среде следующим образом: после первого акта рассеяния фотоны первичного луча трансформируются в фотоны рассеянного света, которые очередь В свою формируют источники рассеянного света. Коллимированный свет затухает по экспоненциальному закону, за счет поглощения и рассеяния.

Для решения задачи воздействия излучения на биоткань практический интерес представляет освещенность ϕ_s :

$$\varphi_s = \int_{4\pi} L(\vec{r}, \hat{s}) d\omega , \qquad (4.7)$$

которая определяет плотность источников тепла S:

$$S = \mu_a \varphi_s E(\vec{r}, \hat{s}_0) \,. \tag{4.8}$$

Главная проблема, с которой имеет дело теория переноса – определение диффузной составляющей лучевой интенсивности, так как рассеяние фотонов носит случайных характер. Поэтому применяются различные приближения, в соответствии с которыми доминирующим процессом ослабления света является либо поглощение, либо рассеяние. Наиболее часто используемыми являются следующие методы: теория Кубелки-Мунка, диффузионное приближение и метод Монте-Карло. Рассмотрим более подробно <u>диффузионное приближение</u>.

Данное приближение предполагает, что диффузная интенсивность встречает много частиц и рассеивается на них почти равномерно во всех направлениях, поэтому его угловое распределение почти изотропно. Но угловая зависимость не может сводиться к константе, так как поток при этом обращается в нуль и распространение мощности отсутствует. Поэтому диффузная компонента интенсивности должна быть немного больше для направления полного потока, чем для обратного направления.

Диффузная компонента освещенности может быть представлена в виде сферических гармоник полинома Лежандра. Рассматривая только первые два члена разложения в ряд, мы получим диффузное приближение, которое записывается следующим образом:

$$L_{s}(\vec{r},\hat{s}) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} L_{s}(\vec{r},\hat{s}) d\omega + \frac{3}{4\pi} \int_{4\pi} L_{s}(\vec{r},\hat{s}') \hat{s}' \cdot \hat{s} d\omega = L_{0}(\vec{r}) + \frac{3}{4\pi} F(\vec{r}) \cdot \hat{s} , \quad (4.9)$$

где $L_0(\vec{r})$ - средняя диффузная интенсивность, $F(\vec{r})$ - вектор диффузного потока, ориентированный вдоль направления единичного вектора \hat{s} , $\left[\frac{Bm}{cm^2}\right]$.

Для того чтобы получить точное диффузное уравнение для стационарного случая, необходимо выполнение условия соответствия этого уравнения балансному уравнению для диффузного потока и уравнению, выражающему суть закона сохранения энергии.

Первое из этих уравнений выражает закон Фика (плотность потока мощности пропорциональна градиенту освещенности), который описывает уменьшение или увеличение плотности потока мощности за счет поглощения и рассеяния коллимированной и диффузной компонент:

$$\vec{F}(\vec{r}) = -\frac{1}{3\mu_{tr}} \nabla \varphi_s(\vec{r}) + \frac{\mu_s g}{\mu_{tr}} E(\vec{r}, \hat{s}_0) \hat{s}_0, \qquad (4.10)$$

где $\mu_{tr} = \mu_a + (1-g)\mu_s$ - транспортный коэффициент затухания. Второе уравнение может быть представлено следующим выражением:

$$\nabla \cdot \vec{F}(\vec{r}) = -\mu_a \varphi_s(\vec{r}) + \mu_s E(\vec{r}, \hat{s}_0). \tag{4.11}$$

Физически это уравнение означает, что выходящий из единичного объема поток \vec{F} равен мощности, излучаемой единицей объема, минус мощность, поглощаемая единицей объема.

Таким образом, в стационарном случае уравнение переноса в диффузионном приближении может быть записано следующим образом:

$$\nabla^2 \varphi_s(\vec{r}) - 3\mu_a \mu_{tr} \varphi_s(\vec{r}) + 3\mu_s \mu_{tr} E(\vec{r}, \hat{s}_0) - 3\mu_s g \nabla \cdot (E(\vec{r}, \hat{s}_0) \hat{s}_0) = 0.$$
(4.12)

Биоткани рассеивают свет преимущественно в направлении вперед. В результате диффузионное приближение не всегда является хорошей аппроксимацией теории переноса излучения вблизи источников или границ. Улучшением ситуации является включение дельта - функции в определение фазовой функции:

$$p(\hat{s}, \hat{s}') = (1 - f)p'(\hat{s}, \hat{s}') + f\delta(1 - \hat{s} \cdot \hat{s}')\frac{1}{2\pi}.$$
(4.13)

Это представление названо приближением Дельта-Эддингтона. Диффузионное уравнение при этом записывается с помощью новых переменных: $\mu'_{t} = \mu_{a} + \mu'_{s}$, $\mu'_{s} = \mu_{s}(1-f)$, $p'(\hat{s}, \hat{s}')$, $f = g^{2}$, $g' = \frac{g}{g+1}$.

Указанные коэффициенты соответствуют представлению фазовой функции в приближении Хени-Гринштейна.

Преобразование $p \rightarrow p'$ (p' - новая фазовая функция) является только математическим преобразованием. Изменения происходят в области источников и границ, что особенно важно для случая сильного рассеяния вперед. В этой ситуации интенсивность характеризуется сильной анизотропией вблизи границ и источников, а это не соответствует описанию интенсивности в диффузионном приближении.

Приближение Дельта-Эддингтона уменьшает степень направленности рассеяния (g' < g). Интенсивность становится менее анизотропной, что приводит к улучшению ситуации вблизи границ и источников.

82

Общий вид граничного условия для решения уравнения переноса можно записать следующим образом:

$$\int_{2\pi} L_s(\vec{r}, \hat{s})(\hat{s} \cdot \hat{n}) d\omega = 0, \qquad (4.14)$$

где \hat{n} - единичный вектор нормали к поверхности, направленный внутрь среды. Данное условие означает, что полный диффузный поток, направленный внутрь, должен быть равен нулю.

Граничное условие для решения уравнения переноса в диффузионном приближении на границах с воздухом может быть записано следующим образом:

$$\frac{1-r_{21}}{1+r_{21}} \cdot \frac{\varphi_s(\vec{r})}{2} + \frac{\mu_s g}{\mu_{tr}} E(\vec{r}, \hat{s}_0) \hat{n} - \frac{1}{3\mu_{tr}} \nabla \varphi_s(\vec{r}) \hat{n} = 0, \qquad (4.15)$$

где r_{21} - коэффициент отражения на границе воздух-биоткань. Необходимо различать три вида границ с воздухом — верхняя граница, на которую падает излучение, боковые границы и нижняя граница образца. Для этих видов границ коэффициент отражения должен быть различным. Для верхней границы, через которую излучение из воздуха входит в рассеивающую среду данный коэффициент:

$$r_{21} = 1 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2,\tag{4.16}$$

для нижней и боковых границ, через которые излучение из среды выходит в воздух:

$$r_{21} = \frac{\cos^{2}(\theta_{c}) + \cos^{3}(\theta_{c})}{2 - \cos^{2}(\theta_{c}) + \cos^{3}(\theta_{c})},$$
(4.17)

где $\theta_c = \arcsin\left(\frac{1}{n_2}\right)$. На внутренних границах задается условие равенства потоков.

83

4.1 Распространение лазерного излучения в мутных биологических средах

<u>Цель работы:</u> исследование особенностей распространения лазерного излучения различных длин волн из широкого спектрального диапазона в мутной многослойной биологической среде.

Краткие сведения из теории

данной работе в качестве слоистой мутной среды будем В рассматривать кожу человека. Кожа человека является ярким примером многокомпонентной мутной биологической среды и весьма сложна для описания при построении моделей. Оптические характеристики такой сложной среды в целом зависят от множества факторов. Толщина кожного покрова зависит от части тела, изменяясь от 1 до 4 мм. В коже выделяют три части. Верхняя часть – эпидермис – представляет собой многослойный эпителий, наружный слой которого – роговой слой – постоянно слущивается. Толщина эпидермиса различна – от 0,02÷0,05 мм на шее и лице до 0,5÷2,4 мм на ладонях и подошвах. Нижний слой эпидермиса – базальный, лежит на базальной мембране, разделяющей эпидермис и дерму. В базальном слое находятся клетки – меланоциты, производящие пигмент меланин. Независимо от типа расы в коже каждого человека находится одинаковое количество меланоцитов, но количество меланина, которое эти клетки производят, различно.

Функция меланина – защита кожи от вредного воздействия солнечных лучей: тем темнее кожа, тем лучше она защищена от солнечного ожога. От количества меланина, производимого меланоцитами, зависит цвет кожи и ее чувствительность к воздействию света. Чем больше вырабатывается меланина, тем интенсивнее и темнее окраска кожи. У людей, живущих в жарких странах, меланина в коже вырабатывается очень много, поэтому кожа у них смуглая; наоборот, у людей, живущих на севере, меланина мало, поэтому кожа северян светлее. Цвет И определяют тип световому воздействию чувствительность к кожи человека. Различают классификации 6 типов, согласно Томаса Фицпатрика:

Тип 1: Восточно–европейский. Очень светлая кожа, мало меланина, светлые волосы, голубые или зелёные глаза. Никогда не загорает, всегда обгорает.

Тип 2: Восточно-европейский или скандинавский. Кожа светлая, волосы от светло-рыжих до светло-русых, зелёные или карие глаза. Редко загорает, обычно обгорает.

Тип 3: Среднеземноморский. Кожа не белая, но и не смуглая, волосы каштановые, глаза карие. Часто загорает, иногда обгорает.

Тип 4: Азиатский. Более сильная пигментация, хорошая переносимость солнечного облучения. Кожа смуглая, волосы чёрные, глаза чёрные.

Тип 5: Небелый. Светло-чёрный цвет кожи, чёрные волосы, чёрные глаза. Никогда не обгорает.

Тип 6: Чёрный. Очень тёмный цвет кожи, чёрные волосы, чёрные глаза. Никогда не обгорает.

Истинная или внутренняя кожа – дерма – состоит из богатой волокнами и относительно бедной клетками соединительной ткани, являющейся опорой для придатков кожи (волос, ногтей, потовых и сальных желез) сосудов и нервов. Волосы и протоки от желез проходят через эпидермис к поверхности кожи. Толщина дермы варьируется от 0,5 мм до 5 мм. На предплечье она не превышает 1 мм (у женщин) и 1,5 мм (у мужчин), а в некоторых местах достигает 2,5 мм (кожа спины у мужчин).

Подкожная жировая клетчатка (гиподерма) состоит из рыхлой сети коллагеновых, эластических и ретикулярных волокон, в петлях которых расположены дольки жировой ткани – скопления крупных жировых клеток. Подкожный слой пронизан сетью нервов и кровеносных сосудов, которые поддерживают и питают дерму и эпидермис. Толщина этого слоя различна и зависит от образа жизни человека, питания, обмена веществ.

поглощения, Помимо кожа характеризуется значительным светорассеянием, т. е. является сильно рассеивающей мутной средой, так как состоит из большого числа случайно распределенных в объеме рассеивающих центров. Степень рассеяния зависит от длины волны излучения и оптических свойств биоткани. Рассеяние света средами, состоящими из большого числа частиц, существенно отличается от рассеяния света отдельными частицами. Это связано, во-первых, с интерференцией волн, рассеянных отдельными частицами между собой и с падающей волной; во-вторых, во многих случаях важны эффекты многократного рассеяния (переизлучения), когда свет, рассеянный одной частицей, вновь рассеивается другими; в-третьих, взаимодействие частиц между собой не позволяет считать их движения независимыми.

За счет многократного рассеяния и поглощения лазерный пучок уширяется и затухает при распространении в коже. Объемное рассеяние является причиной распространения значительной доли излучения в обратном направлении (обратное рассеяние). Клеточные мембраны, ядра и рассеивателями органеллы являются основными ДЛЯ многих Поглощенный свет преобразуется биологических тканей. В тепло. переизлучается в виде флуоресценции или фосфоресценции, а также тратится на фотобиохимические реакции.

- 1. Задать диаметр пучка и толщину дермиса.
- 2. Задать тип кожи.
 - а. Задать длину волны равную 400 нм.
 - b. Произвести расчёт.
 - с. Получить значение глубины, на которой интенсивность излучения в коже максимальная.
 - d. Повторить пп. 2b-2c для других значений длины волны (от 400 до 1400 нм не менее 20-ти значений).
 - е. Построить график зависимости глубины, на которой интенсивность излучения в коже максимальная, от длины волны.
- 3. Повторить п.2 ещё для двух типов кожи.
- 4. Сравнить полученные результаты.

Геометрия задачи

На рис. 4.1 представлена двумерная осесимметричная геометрия кожи, которая состоит из трёх слоёв – эпидермиса, базального слоя и дермиса. [x;z] – координаты соответственно по горизонтали и вертикали.

Толщина эпидермиса в соответствии со строением кожи здесь задана равной 70 мкм, толщина базального слоя 15 мкм. Размер дермиса задаётся пользователем.



Рис. 4.1. Геометрия задачи

Обозначения переменных в программе

- 1. Тип кожи, SkinType.
- 2. Диаметр пятна (области) воздействия, BeamDiameter, задаётся в мм
- 3. Толщина дермиса, Hdermis, задается в мм
- **4.** Длина волны лазерного излучения, WaveLength, задаётся в нанометрах, из диапазона 350÷2000 нм.

Описание результатов

Figure No.1 – Radiance distribution for 632.8 nm (arb. un.) – распределение освещённости (в отн. ед.) по глубине и координате х (в мм) (рис. 4.2).



Рис. 4.2 Пример распределения освещённости по глубине и координате х.

Figure No.2 Radiance vs. depth for 632.8 nm, (arb. un.) – зависимость освещённости (в отн. ед.) от глубины (в мм) (рис. 4.3).



Рис. 4.3 Пример графика зависимости освещённости от глубины.

Содержание отчета

- 1. Номер, название и цель работы.
- 2. Исходные данные.
- 3. Геометрия задачи.
- 4. Методика решения подобных задач.
- 5. Все полученные результаты.
- 6. Описание и сравнительный анализ полученных результатов.
- 7. Выводы.

Варианты исходных данных:

№ варианта	Тип кожи	Диаметр пятна	Толщина
		лазерного	дермиса, мм
		излучения, мм	
1	1, 3, 5	0,1	2
2	1, 4, 6	0,2	2
3	2, 3, 4	0,1	2,5
4	2, 4, 6	0,3	2
5	1, 3, 6	0,15	2

4.2 Исследование влияния оптических параметров слоев кожи на характер распространения в коже лазерного излучения

<u>Цель работы</u>: исследование особенностей распространения лазерного излучения различных длин волн из широкого спектрального диапазона в мутной многослойной биологической среде, имеющей различные оптические характеристики.

Краткие сведения из теории

Оптические свойства биологической ткани определяются ее структурой и состоянием. В описании эффектов, происходящих в тканях под воздействием излучения, поглощение воды играет важную роль, так как она является главной составляющей большинства тканей. Спектр поглощения воды представлен на рис. 4.4.



Рис. 4.4 Спектр поглощения воды.

В УФ, видимом и БИК – диапазонах длин волн коэффициент поглощения воды очень мал. В этих областях поглощение ткани определяется спектрами поглощения пигментов, в частности для кожи – спектрами поглощения меланина и крови (гемоглобина и оксигемоглобина).

Поглощение меланина является наиболее важным составляющим полного поглощения эпидермиса и рогового слоя. Спектр поглощения меланина, содержащегося в эпидермисе кожи человека представлен на рис. 4.5.



Рис. 4.5 Спектр поглощения меланина.

Дерма существенно отличается от эпидермиса и по составу и по структуре. Коэффициент рассеяния дермы сильнее в более коротких длинах волн. Рассеяние играет главную роль в определении глубины проникновения излучения различных длин волн в дерме. Поэтому боле длинные волны проникают глубже, чем короткие. Это связано с наличием меланина, который больше поглощает короткие длины волн, чем длинные.

Биологические ткани являются сильно рассеивающими объектами, распространение света через которые может считаться диффузным процессом. Важное свойство рассеивающей ткани – анизотропия, которая определяется величиной, называемой фактором анизотропии g – средний косинус угла рассеяния. Для большинства непрозрачных биологических тканей значения фактора анизотропии находится в диапазоне (0,7÷0,95). Зависимость фактора анизотропии кожи (как дермы, так и эпидермиса) от длины волны может быть описана следующим эмпирическим соотношением:

$$g(\lambda) = 0.7645 + 0.2355 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{\lambda - 500 \text{ HM}}{729.1 \text{ HM}}\right) \right]$$
(4.18)

Коэффициенты рассеяния эпидермиса и дермы различаются между собой, но эти различия незначительны.

В первом приближении считаем, что коэффициенты рассеяния эпидермиса и дермы одинаковы и равны 10 см⁻¹ для $\lambda_0 = 700$ нм. Зависимость коэффициента рассеяния кожи от длины волны может быть описана следующим выражением:

$$\mu_{s}(\lambda) = \mu_{s}(\lambda_{0}) \cdot \left(\frac{\lambda}{700 \text{ HM}}\right)^{-\frac{3}{2}}.$$
(4.19)

Кровь – одна из наиболее важных биологических жидкостей. Для кожи в целом поглощение излучения кровью играет огромную роль. В коже проходят сосуды, наполненные кровью. Процентное содержание крови различно для разных людей. Это обусловлено и количеством сосудов и их размерами. Обычно считается, что среднее объемное содержание крови в коже равно 0,2%. Однако большая часть крови сосредоточена в поверхностном сплетении сосудов на глубине 100-300 мкм, где объемное содержание крови в ткани составляет примерно 2-5%.

Чем больше содержание крови в дерме, тем больше поглощение ею излучения на длинах волн, соответствующих поглощению крови. Поэтому при расчете оптимальных параметров излучения следует учитывать и содержание крови в дерме, и диаметр сосудов.

Оптический коэффициент поглощения дермы в зависимости от содержания крови можно определить следующим образом:

$$\mu_{aD}(\lambda) = f_{blood} \cdot \mu_{ab}(\lambda) + (1 - f_{blood})\mu_{background} , \qquad (4.20)$$

где f_{blood} объемное содержание крови в дерме, $\mu_{background}$ – коэффициент поглощения дермы в отсутствии хромофоров, см⁻¹:

$$\mu_{background} = 0.244 + 85.3 \cdot \exp\left(-\frac{\lambda - 154 \,\mathrm{HM}}{66.2}\right). \tag{4.21}$$

Спектр поглощения дермы для величины объемного содержания крови в дерме, равной 0,5% представлен на рис. 4.6.



Рис. 4.6 Спектр поглощения дермы ($f_{blood} = 0,5\%$)

Необходимо для данных типа кожи, длины волны, диаметра пятна лазерного излучения и толщины дермиса построить зависимость глубины, на которой интенсивность излучения в коже максимальная, и глубины, на которой интенсивность в коже спадает в 2 раза относительно максимальной, от:

- 1. значения коэффициента поглощения эпидермиса (нормальное значение коэффициента поглощения эпидермиса, μ_{ae} в мм⁻¹ от длины волны прилагается в файле mua.xls). Необходимо перебирать значения из диапазона от $\frac{\mu_{ae}}{10}$ до $10\mu_{ae}$ всего не менее 20 значений (обязательны граничные значения и нормальное).
- 2. значения коэффициента поглощения базального слоя (нормальное значение коэффициента поглощения базального слоя, μ_{ab} в мм⁻¹ от длины волны прилагается в файле mua.xls). Необходимо перебирать значения из диапазона от $\frac{\mu_{ab}}{10}$ до $10\mu_{ab}$ всего не менее 20 значений

(обязательны граничные значения и нормальное).

- 3. значения коэффициента поглощения дермиса (нормальное значение коэффициента поглощения дермиса, μ_{ad} в мм⁻¹ от длины волны прилагается в файле mua.xls). Необходимо перебирать значения из диапазона от $\frac{\mu_{ad}}{10}$ до $10\mu_{ad}$ всего не менее 20 значений (обязательны граничные значения и нормальное).
- 4. значения коэффициента рассеяния эпидермиса включая базальный слой (нормальное значение коэффициента поглощения, μ_{se} в мм⁻¹ от длины волны прилагается в файле mus.xls). Необходимо перебирать значения из диапазона от $\frac{\mu_{se}}{10}$ до $10\mu_{se}$ всего не менее 20 значений (обязательны граничные значения и нормальное).
- 5. значения коэффициента рассеяния дермиса (нормальное значение коэффициента поглощения, μ_{sd} в мм⁻¹ от длины волны прилагается в файле mus.xls). Необходимо перебирать значения из диапазона от $\frac{\mu_{sd}}{10}$ до 10 μ_{sd} всего не менее 20 значений (обязательны граничные значения и нормальное).

Геометрия задачи

На рис. 4.7 представлена двумерная осесимметричная геометрия кожи, которая состоит из трёх слоёв – эпидермиса, базального слоя и дермиса. [x;z] – координаты соответственно по горизонтали и вертикали.

Толщина эпидермиса в соответствии со строением кожи здесь задана равной 70 мкм, толщина базального слоя 15 мкм. Размер дермиса задаётся пользователем.



Рис. 4.7. Геометрия задачи

Обозначения переменных в программе

- 1. Тип кожи, SkinType.
- 2. Диаметр пятна (области) воздействия, BeamDiameter, задается в мм.
- 3. Толщина дермиса, Hdermis, задается в мм.
- 4. Длина волны лазерного излучения, WaveLength, задается в нанометрах.
- 5. Коэффициент поглощения эпидермиса, muaepi, задается в обратных миллиметрах.
- 6. Коэффициент поглощения базального слоя, muabas, задается в обратных миллиметрах.
- 7. Коэффициент поглощения дермиса, muaderm, задается в обратных миллиметрах.
- 8. Коэффициент рассеяния эпидермиса, musepi, задается в обратных миллиметрах.
- 9. Коэффициент рассеяния дермиса, musderm, задается в обратных миллиметрах.

Описание результатов

Figure No.1 – Radiance distribution for 632.8 nm, (arb.un.) – распределение освещенности (в отн.ед.) по глубине и координате х (в мм) (рис. 4.8).



Рис. 4.8 Пример распределения освещенности по глубине и координате х.

Figure No.2 Radiance vs. depth for 632.8 nm, (arb.un.) – зависимость освещенности (в отн.ед.) от глубины (в мм) (рис. 4.9).



Рис. 4.9 Пример графика зависимости освещенности от глубины.

Кроме графического представления результатов в окне Command Window появятся значения глубины, на которой наблюдается максимум интенсивности и глубины, на которой интенсивность спадает в 2 раза относительно максимальной:

```
>> start
НАЧАЛО РАСЧЕТА
Глубина, на которой наблюдается максимум интенсивности = 0.029307 мм
Глубина, на которой интенсивность спадает в 2 раза от максимальной = 0.31692 мм
КОНЕЦ РАСЧЕТА
>> |
```

Содержание отчета

- 1. Название и цель работы.
- 2. Исходные данные.
- 3. Геометрия и описание задачи.
- 4. Теоретические сведения (кратко).
- 5. Методика выполнения лабораторной работы.
- 6. Все полученные результаты.

7. Описание и сравнительный анализ полученных результатов.

8. Выводы.

№ вар.	Длина волны	Тип кожи	Диаметр	Толщина
	лазерного		пятна	дермиса, мм
	излучения,		лазерного	
	HM		излучения,	
			ММ	
1	511	1	1	1
2	578	2	1	3
3	585	3	2	1,5
4	532	3	2	1
5	810	6	1	2
6	980	5	1	2
7	1064	4	2	1,5
8	725	3	1	1,5
9	694,3	1	1	2
10	632,8	5	1,5	1,2

Варианты исходных данных:

4.3 Моделирование длительного лазерного нагрева биологической среды

Краткие сведения из теории

В процессе взаимодействия излучения с биотканями происходит неоднородный нагрев последних. Генерация тепла зависит от таких параметров, как энергия излучения, время воздействия и коэффициент поглощения ткани. Перенос тепла характеризуется только термическими свойствами ткани, такими как теплопроводность и теплоемкость. Наконец, термические эффекты зависят от типа ткани и температуры, до которой нагрели ткань.

Производство тепла внутри ткани во время лазерного воздействия является следствием количества излучения, поглощенного тканью. В нерассеивающей среде локальное накопление тепла в единице площади за единицу времени измеряется в Вт/см³ и может быть найдено из следующего выражения:

$$S(r, z, t) = \mu_a I(r, z, t),$$
 (4.22)

где z обозначает оптическую ось, r – расстояние от оптической оси, t – время, I(r,z,t) - локальная интенсивность. Таким образом, функция источников тепла S(r,z,t) внутри рассматриваемой ткани является функцией коэффициента поглощения и локальной интенсивности.

Температура является основной физической величиной, характеризующей все тепловые взаимодействия света с тканью. Основной задачей аналитической теории теплопроводности является определение и изучение пространственно-временного изменения температуры, T=f(x,y,z,t); x, y, z – пространственные прямоугольные координаты, t – время.

Дифференциальное уравнение теплопроводности связывает пространственное распределение температуры с изменением ее во времени и записывается следующим образом:

$$\rho \cdot c \frac{\partial T(\vec{r},t)}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla T(\vec{r},t)) + S(\vec{r})$$
(4.23)

где ρ - плотность, $\left[\frac{\kappa 2}{M^3}\right]$, c – удельная теплоемкость среды, $\left[\frac{\mathcal{Д}\mathcal{H}}{\kappa 2 \cdot K}\right]$, t – время, $\kappa = a_t \cdot \rho \cdot c$ - теплопроводность, $\left[\frac{Bm}{M \cdot K}\right]$, a_t -

температуропроводность, $\left[\frac{m^2}{c}\right]$, $S(\vec{r}) = \mu_a \cdot \varphi(\vec{r}) \cdot \frac{E_0}{\tau_p}$ - объемная плотность источников тепла в среде, $\left[\frac{Bm}{m^3}\right]$, $\varphi(\vec{r})$ - полная освещенность в точке

 $\vec{r} = (x, y, z)$, E_0 – плотность энергии излучения, $\left[\frac{\mathcal{A}\mathcal{H}}{M^2}\right]$. Данное уравнение

показывает изменение энергии вещества в элементарном объеме. Это изменение определяется количеством теплоты, накопленной за счет теплопроводности, и количеством теплоты, выделившейся в элементарном объеме за счет внутренних источников тепла.

Обычно лазерное воздействие на биологические ткани является кратковременным и достаточно локальным. Однако в ряде случаев необходимо воздействовать на большую область непрерывным излучением с небольшой плотностью мощности и достаточно продолжительное время. В связи с этим возникает необходимость учета некоторых процессов, происходящих в биологических тканях, которыми можно пренебречь в случае коротких времен обработки. Одним из таких процессов является кровоток. Этот процесс не является стационарным.

Тело человека имеет определенную температуру благодаря терморегуляции, существенной частью которой является теплообмен с окружающей средой. Кожа участвует организма В процессах терморегуляции и оберегает внутреннюю среду от перегрева или переохлаждения. Через нее выделяется 80% образующегося в организме тепла, в основном за счет испарения пота. И зимой и летом температура на поверхности кожи здорового человека составляет 36,6°C, а естественные колебания не превышают 2°C. Это обеспечивается механизмами терморегуляции, которые приводят к усилению или ослаблению образования и отдачи тепла. Процессы терморегуляции происходят с и эндокринной систем. участием кожи, нервной Терморецепторы воспринимают холод и тепло. Возникающие при этом раздражения передаются в спинной мозг, гипоталамус и кору больших полушарий головного мозга. После их анализа и синтеза в центрах терморегуляции возникает ответная реакция, направленная на поддержание постоянной температуры тела. При понижении температуры окружающей среды расположенные многочисленные кровеносные сосуды, В коже, суживаются, цвет кожи становится более бледным, приток крови к ее поверхности уменьшается и соответственно понижается теплоотдача. Противоположные процессы происходят при повышении температуры или при усиленной физической нагрузке, когда в организме вырабатывается больше тепла.

Длительное слабое воздействие будет вызывать медленный нагрев тканей, и влияние кровотока здесь может быть заметным. Также немаловажным может оказаться тот факт, что при локальном нагреве тканей вследствие механизма терморегуляции происходят некоторые изменения – в частности расширяются сосуды и снижается вязкость крови, что приводит к увеличению плотности потока крови.

Рассмотрим подобную ситуацию на примере кожи человека, в которой кровоток является дополнительным стоком тепла. Для областей,

где анатомически не располагаются сосуды, решается уравнение (4.23). В областях, в которых сосуды присутствуют, добавляются еще источники тепла, обусловленные потоком крови (в случае, если расчет проводится в предположении, что кровь равномерно распределена по всему объему слоев). Тогда уравнение теплопроводности принимает вид:

$$\rho \cdot c \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \nabla \left(\kappa \nabla T(\mathbf{r}, t) \right) + Q(\mathbf{r}) + S_{blood}(\mathbf{r}, t, T).$$
(4.24)

Кровь может поглощать или выделять тепло в зависимости от того, как ее температура соотносится с температурой окружающей ткани. Соответствующее слагаемое, $S_{blood}(\mathbf{r},t,T)$, является, соответственно, объемным стоком или источником энергии и может быть записано следующим образом:

$$S_{blood}(\mathbf{r},t,T) = \rho c \left[\rho_b \cdot f(t,T) \cdot \left(T_{blood} - T(\mathbf{r},t) \right) \right], \tag{4.25}$$

где ρ_b плотность крови, T_{blood} ее температура, f(t,T) – плотность потока крови в ткани. Последняя величина измеряется в $\left[\frac{M\pi}{1002 \cdot MuH}\right]$ или $\left[\frac{cM^3}{c \cdot c}\right]$ и представляет собой объем крови, переносимый в секунду в 1 грамме соответствующей ткани. В стационарных условиях, плотность потока равна f_0 и различна в дермисе и жире. Кроме того, стационарная плотность потока зависит от температуры, то есть можно написать $f_0 = f_0(T)$.

В нестационарных условиях воздействия света на кожу f(t,T) не равно $f_0(T)$, где T – текущая температура ткани. Известно, что при изменении температуры поток крови изменяется не мгновенно, а с задержкой t_{delay} =60 – 90 с. Для учета температурной зависимости плотности потока крови можно записать следующее уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial t}f(t,T) = \frac{f_0(T) - f(t,T)}{t_{delay}}.$$
(4.26)

Температура крови здесь предполагается постоянной, не изменяющейся со временем, то есть, предполагается, что кровь, проходя через область, на которую производится лазерное воздействие, нагревается незначительно.

Уравнение (4.23) описывает явление теплопроводности в самом общем виде. Чтобы выделить конкретно рассматриваемый процесс и дать его описание, необходимо определить краевые условия, которые включают в себя геометрические, физические, начальные и граничные условия. Первые два типа условий включают в себя геометрию задачи и характеристики объекта. Рассмотрим общий вид начальных и граничных условий.

Начальные условия необходимы при рассмотрении нестационарных процессов и задают распределение температуры внутри объекта в начальный момент времени. В общем случае начальное условие для

уравнения теплопроводности аналитически может быть записано следующим образом (при t=0): T = T(x, y, z). При равномерном распределении температуры в теле начальное условие упрощается (при t=0): $T = T_0 = const$.

Граничные условия описывают условия теплового взаимодействия между окружающей средой и поверхностью тела. Они могут быть заданы несколькими способами.

Граничные условия первого рода

На поверхности объекта для каждого момента времени задается распределение температуры: T = T(x, y, z, t). В частном случае, когда температура на поверхности является постоянной на протяжении всего времени протекания процессов теплообмена данное условие может принимать вид: T = const.

Граничные условия второго рода

На поверхности объекта для каждого момента времени и каждой точки задаются значения теплового потока: q = q(x, y, z, t), где q - плотность теплового потока на поверхности тела. В простейшем случае плотность теплового потока по поверхности и во времени остается постоянной: $q = q_0 = const$.

Граничные условия третьего рода

Характеризуют закон теплообмена между поверхностью и окружающей средой в процессе охлаждения и нагревания тела. При этом задаются температура окружающей среды, T_0 , и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Для описания процесса теплообмена между поверхностью и средой используется закон Ньютона-Рихмана.

Согласно данному закону количество теплоты, отдаваемое единицей поверхности тела в единицу времени, пропорционально разности температур поверхности тела, T, и окружающей среды, T_0 ($T > T_0$):

$$q = \alpha (T - T_0), \qquad (4.27)$$

где α – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплопередачи, $\left[\frac{Bm}{M^2 K}\right]$, характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Численно он равен количеству теплоты, отдаваемому или воспринимаемому единицей поверхности в единице времени при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой, равной одному градусу.

Согласно закону сохранения энергии количество теплоты, которое отводится с единицы поверхности в единицу времени вследствие теплоотдачи должно равняться количеству теплоты, подводимому к единице поверхности в единицу времени вследствие теплопроводности из внутренних объемов тела, то есть

$$\alpha(T-T_0) = -\kappa \left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_s,\tag{4.28}$$

где *n* – нормаль к поверхности тела *S*.

Для определения теплового взаимодействия на границе двух сред необходимо выполнение условия равенства температур и тепловых потоков по обе стороны от границы раздела. В общем случае <u>условия сопряженности</u> можно записать:

$$\kappa_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial n} \right) = \kappa_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial n} \right) + q_{zp}(x, y, z, t) , \qquad (4.29)$$
$$T_1(x, y, z, t) = T_2(x, y, z, t)$$

где $q_{zp}(x, y, z, t)$ - источники теплоты на поверхности границы, $T_1, T_2, \kappa_1, \kappa_2$ - соответственно температуры и коэффициенты теплопроводности соприкасающихся сред.

При отсутствии на границе раздела сред процессов, с выделением или поглощением теплоты условия сопряженности (2.46) принимают вид:

$$\kappa_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial n} \right) = \kappa_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial n} \right)$$

$$T_1(x, y, z, t) = T_2(x, y, z, t)$$
(4.30)

Данные уравнения определяют теплообмен соприкасающихся областей.

Основные этапы решения подобных задач (рис. 4.10):

- 1. Первоначально необходимо определить исходные данные для расчета параметры лазерного излучения, режим обработки, характеристики объекта воздействия.
- Далее производится оптический расчет, результатом которого является распределение интенсивности излучения в среде. На его основе строится распределение источников тепла в среде, которое является основой для теплового расчета.
- 3. Тепловой расчет является нелинейным, поскольку в процессе решения происходит изменение параметров среды, а именно плотности потока крови. Решение можно представить в виде цикла из двух расчетов, производимых для малых шагов по времени:
 - а. расчет температурного поля на шаге
 - b. расчет плотности потока крови для полученных температур.



Рис. 4.10 Схема расчета



- 1. Получить рабочие файлы программы и вариант исходных данных
- 2. Задать длину волны, длительность воздействия и плотность мощности излучения
- 3. Задать плотность потока крови в дерме и жировой ткани равными 0 мл/(мин·г)
- 4. Произвести расчет
- 5. Получить файлы с результирующими данными в формате .xls
- 6. При помощи полученных данных построить следующие графики:

- а. графики зависимостей температуры и плотности потока крови в базальном слое, дермисе и жировой клетчатке от времени (6 графиков зависимостей – все зависимости температуры на одной координатной плоскости, зависимости плотности потока крови – на другой координатной плоскости);
- b. график зависимости температуры кожи от глубины;
- с. графики зависимостей температуры каждого из рассмотренных слоев от плотности потока крови в этом слое (каждая точка графика будет соответствовать определенному моменту времени) (3 графика на одной координатной плоскости).
- 7. Повторить п.3-5 для случаев:
 - а. плотности потока крови в дерме и жире равны 0.05 мл/(мин·г);
 - b. плотность потока крови в дерме равна 0.15 мл/(мин·г), а в жире 0.05 мл/(мин·г).
- 8. Сравнить все полученные результаты.

Геометрия и постановка задачи

Геометрия модели (рис. 4.11) включает в себя эпидермис (толщиной 0,07 мм), базальный слой (0,015 мм), дермис (3 мм) и подкожную жировую клетчатку (толщиной 5 мм).

эпидермис
базальный слой
дермис
Подкожная жировая клетчатка

↓ Z

Рис. 4.11 Геометрия задачи

Считалось, что кровь равномерно распределена по всему объему. Кровеносные сосуды располагаются только в дерме и подкожной жировой клетчатке. Объемная концентрация крови в дерме принята равной 2%, а в жировой ткани 0,5%, что является усредненной величиной для этих тканей. Плотность потока крови в этих слоях задается пользователем. Скорость кровотока практически неизменна при температуре меньше 41,5°С и линейно возрастает при дальнейшем нагреве (если скорость кровотока задана отличной от нуля). Считается, что область обработки достаточно велика, поэтому горизонтальные координаты в данной задаче

отсутствуют и все расчеты проводятся в зависимости только от вертикальной координаты *z*.

Обозначения переменных в программе

- 1. Длина волны, λambda, задается в нанометрах. Для корректной работы программы можно задать любое значение из интервала 450-1500 нм.
- 2. Длительность воздействия лазерного излучения, timepulse, задается в секундах.
- **3.** Плотность мощности лазерного излучения, Power, задается в Bт/см².
- 4. Плотность потока крови в дермисе, f0derm, задается в мл/(мин·г).
- 5. Плотность потока крови в жировой клетчатке, f0fat, задается в мл/(мин·г).

Описание результатов

Результаты представлены в виде трех графиков.

1. График зависимостей температуры слоев (базального слоя (глубина 0,083 мм) – Tbasal, дермиса (глубина 2 мм) – Tdermis, жира (глубина 5 мм) – Tfat) (в градусах Цельсия – degC) от времени - time (в секундах –s) (рис. 4.12).



Рис. 4.12 Пример графика зависимостей температуры слоев от времени.

2. График зависимости температуры в конце импульса (TtimeEnd в градусах Цельсия, degC) от глубины (z в миллиметрах, mm) с

указателями (пунктиром) границ между базальным слоем и дермисом (BasDerm) и дермисом и жировой клетчаткой (DermFat) (рис. 4.13).



Рис. 4.13 Пример графика зависимости температуры в конце импульса от глубины.

3. График зависимостей плотности потока крови в слоях (базальном слое (глубина 0,083 мм) – Fbasal, дермисе (глубина 2 мм) – Fdermis, жире (глубина 5 мм) – Ffat (зеленого цвета)) (в см³/(с·гм) – сm³/s·gm) от времени - time (в секундах – s) (рис. 4.14).



Рис. 4.14 Пример графика зависимостей плотности потока крови в слоях от времени.

Кроме представления в графическом виде результаты записываются в файлы, расположенные в папке результаты. Создается три файла – по количеству графиков:

- 1. ResTLayer.xls температура слоев от времени, первый столбец время в сек, второй – температура базального слоя в °C, третий и четвертый – температуры дермиса и жира, соответственно, в °С.
- 2. ResTtimeEnd.xls температура в конце импульса от глубины, первый столбец – глубина, в мм, второй 0- температура в конце импульса, в °С.
- 3. ResFLaver.xls плотность потока крови слоев от времени, первый столбец – время в сек, второй – плотность потока крови в базальном слое в $\frac{cm^3}{s \cdot gm}$, третий и четвертый – плотности потока крови в дермисе

и жире, соответственно, в $\frac{cm^3}{}$

При файлы каждом расчете, проведенном до конца, ЭТИ перезаписываются.

Содержание отчета

- 1. Номер, название и цель работы.
- 2. Исходные данные.
- 3. Геометрия задачи.
- 4. Методика решения подобных задач.
- 5. Все полученные результаты в виде графиков.
- 6. Описание и сравнительный анализ полученных результатов. Выводы.

No	Длина волны, нм	Длительность	Плотность
варианта		воздействия, сек	мощности лазерного
			излучения, Вт/см ²
1	500	200	2
2	632,8	250	3
3	700	200	3
4	810	200	1,5
5	578	250	3
6	1000	200	1,8
7	1200	120	5
8	1400	240	5
9	1330	180	4,5
10	960	250	2,5

Варианты исходных данных:

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Оптическая биомедицинская диагностика. В 2 т. / под ред. В.В. Тучина. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007.
- 2. Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная диагностика в биологии и медицине. М.: Наука, 1989. 240 с.
- Niemz M.H. Laser Tissue Interactions: Fundamentals and Applications. Berlin, 1996. – 305 p.
- Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайнонеоднородных средах. Т. 1. Однократное рассеяние и теория переноса. – М.: Мир, 1981. – 281 с.
- Star W.M. Diffusion Theory of Light Transport // Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue / Ed. by Welch A.J. and van Gemert M.J.C. – N.Y., 1995. – P. 131-206.
- 6. Hall A. On an experiment determination of π // Messeng. Math. No 2, 1873
- 7. РЛС-Пациент: Ежегодный бюллетень: Вып. 3: Пособие для врача. Издательство «РЛС», 2002. 1052 с.
- Пушкарева А.Е. Методы математического моделирования в оптике биоткани. Учебно-методическое пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. – 103 с.
- Jacques S.L., McAuliffe D.J. The Melanosome: Threshold Temperature for Explosive Vaporization and Internal Absorption Coefficient During Pulsed Laser Irradiation // Photochemistry and Photobiology. – 1991. – V.53. – P. 769-75.
- 10.Jacques S.L. Origins of Tissue Optical Properties in the UVA, Visible, and NIR Regions // Advances in Optical Imaging and Photon Migration. – 1996. – V. 2. – P. 364-369.
- 11.Smithies D.J., Butler P.H. Modelling the Distribution of Laser Light in Port-Wine Stains with the Monte Carlo Method // Physics in Medicine and Biology. – 1995. – Vol. 40. – P. 701-733.
- 12.Valvano J.W. Tissue Thermal Properties and Perfusion // Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue / Ed. by Welch A.J. and van Gemert M.J.C. N.Y., 1995. P. 445-488.
- 13.Смирнов М.З., Пушкарева А.Е. Влияние кровотока на лазерный нагрев кожи // Оптика и спектроскопия. 2005. Т. 99, №5. С. 877-880.
- 14.Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: Учебник для вузов. М.: Энергоиздат, 1981. 416 с.



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

КАФЕДРА ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ И БИОМЕДИЦИНСКОЙ ОПТИКИ

Кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики (первоначально - кафедра квантовой радиоэлектроники, затем в 1972 г. кафедра квантовой электроники и в 1993 г.- кафедра квантовой электроники и биомедицинской оптики) организована в 1963 году, всего через три года после создания первого лазера. Кафедра первой в России начала подготовку и выпуск специалистов по новому направлению в науке и технике - квантовой электронике, лазерной физике и технике.

Организовал и долгие годы (до 1987 года) возглавлял кафедру заслуженный деятель науки и техники РСФСР, доктор технических наук, профессор К.И. Крылов. С 1987 г. по 1997 г. кафедру возглавлял ее выпускник - д.т.н., профессор Г.Б. Альтшулер, а с 1997 г. заведующим кафедрой становится д.т.н., профессор В.Ю. Храмов.

Первыми сотрудниками кафедры были В.Т. Прокопенко (ныне д.т.н., профессор, заведующий кафедрой твердотельной оптоэлектроники), к.ф-м.н. доцент А.С. Тер-Погосян, ассистент С.Ф. Шарлай, с.н.с. В.И. Шабанов, а затем к.т.н. доцент Н.М. Фунтов и ассистент А.С. Митрофанов (ныне к.т.н. профессор, зам. декана инженерно-физического факультета).

С самого начала создания кафедры серьезное внимание было уделено фундаментальной подготовке в области математики и физики, физическому эксперименту, учебно-исследовательской работе
студентов. В кратчайшие сроки была создана проблемная научноисследовательская лаборатория, а затем и отраслевая лаборатория, что значительно расширило круг проводимых научных исследований и обеспечило их высокий научный уровень. Основными научными направлениями кафедры стали оптика лазеров, силовая и нелинейная оптика, радиооптика, неразрушающий контроль материалов и изделий, биомедицинская оптика.

Интенсивные исследования последних лет по применению лазеров в медицине дали кафедре новое название «Кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики».

За время существования кафедры подготовлено около полутора тысяч специалистов, свыше 50 выпускников и сотрудников кафедры защитили докторские диссертации и более 20 имеют ученое звание профессора. Наиболее известные выпускники: Альтшулер Г.Б. - д.т.н. профессор СПбГУИТМО, Карасев В.Б. - к.т.н. профессор, проректор СПбГУИТМО, Храмов В.Ю. - д.т.н. профессор, заведующий кафедрой квантовой электроники и биомедицинской оптики, Прокопенко В.Т. -Д.Т.Н. профессор. заведующий кафедрой твердотельной оптоэлектроники, Балошин Ю.А. - д.т.н. профессор СПбГУИТМО, Яськов А.Д. - д.т.н. профессор СПбГУИТМО, Шляхтенко Н.В. заместитель директора ФГУП «НИИКИ ОЭП» (г. Сосновый Бор), Ушаков С.А. главный технолог ЛЗОС (г. Лыткарино), Никоноров Н.В. - д.ф-м.н. профессор, Горелик С.Л.- д.т.н., профессор начальник отделения НИИ телевидения, Алиев A.C.-Д.Т.Н. профессор Государственного Дагестанского университета, Романов В.Г.начальник НИЧ ИТМО, Козлов C.A.д.ф-м.н. профессор СПбГУИТМО, декан факультета фотоники и оптоинформатики, Колесников Ю.Л. - д.ф-м.н. профессор, проректор СПбГУИТМО, Стафеев С.К. - д.т.н. профессор, декан естественнонаучного факультета СПбГУИТМО, заведующий кафедрой физики, Митрофанов А.С. – к.т.н. профессор СПбГУИТМО, Дубнищев Ю.Н. - д.т.н. заведующий кафедрой НГТУ, заведующий лабораторией оптических методов исследования потоков института теплофизики СО РАН, Студеникин Л.М- заместитель проректора СПбГУИТМО по НР, Шилов В.Б.- д.т.н. начальник отдела НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Тарлыков В.А. д.т.н. профессор СПбГУИТМО и другие.

При кафедре создан и функционирует с 1994 г. учебно-научнопроизводственный «Лазерный центр» ИТМО. Проводятся совместные исследования и выполняются различные проекты с такими странами, как США, Франция, Австрия, Австралия, Болгария, Германия, Китай, Корея.

На базе Научно-исследовательского института лазерной физики (НИИ ЛФ) создан филиал кафедры – заведующий филиалом кафедры

квантовой электроники и биомедицинской оптики д.ф-м.н. профессор заслуженный деятель науки РФ А.А. Мак, научный руководитель «НИИ Лазерной физики». К научной работе и учебному процессу привлекаются ведущие специалисты института - д.ф-м.н. профессор Н.Н. Розанов, к.ф-м.н. доцент Л.Н. Сомс, В.Е. Яшин - д.ф-м.н., профессор, заведующий лабораторией ФГУП НПК «ГОИ им. С.И.Вавилова», к.ф-м.н. доцент В.И. Купренюк и другие. Совместно кафедра ЛТБМО СПбГУИТМО и филиал кафедры создали научно-педагогическую школу «Оптика лазеров».

Занятия по основам биомедицинской оптики на кафедре КЭ и БМО проводят ведущие специалисты Санкт-Петербургского Государственного медицинского университета им академика И.П. Павлова: д.б.н. профессор И.А. Михайлова, д.м.н. профессор В.И.Томсон, к.б.н. доцент Л.А. Александрова. В проведении занятий участвуют также ведущие специалисты кафедры ЛТБМО и других медицинских учреждений.

активно Кафедра участвует В выполнении инновационной образовательной программы Университета «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения области в информационных И оптических технологий» по научнообразовательному направлению «Лазерные технологии и системы». В рамках данного направления разработана инновационная магистерская программа «Лазерные биомедицинские технологии», на которую в 2008г. осуществлен первый набор магистрантов.

Кафедра готовит выпускников по специальности 200201 - Лазерная техника и лазерные технологии, а также осуществляет подготовку бакалавров и магистров по направлениям 140400 – «Техническая физика» и 200200 «Оптотехника», кандидатов и докторов наук по специальностям 05.11.07 «Оптические и оптико-электронные приборы», 05.11.27 «Квантовая электроника» и 01.04.05 «Оптика». Валерий Юрьевич Храмов Вячеслав Валерьевич Назаров Александра Евгеньевна Пушкарева Дмитрий Юрьевич Сачков Ольга Петровна Сидорова

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ В ЗАДАЧАХ ЛАЗЕРНОЙ ОПТИКИ

Учебное пособие

В авторской редакции		
Дизайн		А.Е. Пушкарева
Верстка		А.Е. Пушкарева
Редакционно-издательский отдел Санкт-Петербургского		
государственного университета информационных технологий,		
механики и оптики		
Зав. РИО		Н.Ф. Гусарова
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99		
Подписано к печати «»	2010 г.	
Заказ №		
Тираж 100 экз.		
Отпечатано на ризографе		