

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

№ АААА-117-117102070036-8



УТВЕРЖДАЮ

Врио директора учреждения
член-корреспондент РАН

Денисов Г.Г.

«*29*» *декабря* 2017 г.

ОТЧЕТ

О ПРИКЛАДНЫХ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

«Создание элементной и технологической базы для альтернативных, экологически чистых гибридных термоядерных установок на основе сверхмощных лазерных систем.»

по теме:

Выбор направления исследования, разработка методов и подходов

(промежуточный)

Этап 1

ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы»

Соглашение о предоставлении субсидии от 26.09.2017 г. № 14.607.21.0196

Руководитель проекта,
член-корр. РАН, д.ф.-м.н.
29.12.2017

Е.А. Хазанов

Нижний Новгород
2017

1. СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель проекта,
член-корр. РАН, д.ф.-м.н

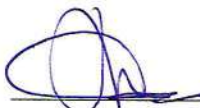


подпись

Е.А. Хазанов

Исполнители:

зав. лабораторией.,
канд. физ.-мат. наук



подпись

М.В. Стародубцев
(раздел 4,5,6)

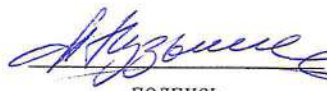
старший научный сотрудник,
канд. физ.-мат. наук



подпись

А.А. Соловьев
(разделы 1-11)

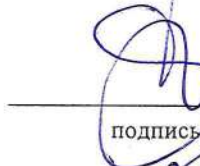
научный сотрудник,
канд. физ.-мат. наук



подпись

А.А. Кузьмин
(раздел 3, подразделы
2.2, 3.1, 3.2)

зав. лабораторией.,
доктор. физ.-мат. наук



подпись

И.Е. Кожеватов
(разделы 4-7)

зав. лабораторией,
канд. физ.-мат. наук



подпись

В.В. Ложкарев
(раздел 4, приложение В)

Нормоконтролер



подпись

Л.А. Белоусова

2. Содержание

1.	СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ	2
2.	Содержание	3
3.	Введение	4
4.	Анализ научно-технической литературы	7
4.1	Разработка методов дистанционной диагностики качества оптических поверхностей .7	
4.2	Модернизация стартовой части петаваттного лазерного комплекса PEARL.....	14
4.3	Разработка технологий и модернизация лазерного наносекундного усилителя на неодимовом стекле.....	15
4.4	Разработка методов подавления магнитогидродинамических неустойчивостей при лазерном обжиге термоядерной мишени посредством наложения сильного внешнего магнитного поля.....	17
5.	Сравнительный анализ возможностей исследования	19
5.1	Разработка методов дистанционной диагностики качества оптических поверхностей	19
5.2	Модернизация стартовой части петаваттного лазерного комплекса PEARL.....	43
5.3	Разработка технологий и модернизация лазерного наносекундного усилителя на неодимовом стекле.....	58
5.4	Разработка методов подавления магнитогидродинамических неустойчивостей при лазерном обжиге термоядерной мишени посредством наложения сильного внешнего магнитного поля.....	59
6.	Выбор направления исследований	63
6.1	Разработка методов дистанционной диагностики качества оптических поверхностей	63
6.2	Модернизация стартовой части петаваттного лазерного комплекса PEARL.....	69
6.3	Разработка технологий и модернизация лазерного наносекундного усилителя на неодимовом стекле.....	70
6.4	Разработка методов подавления магнитогидродинамических неустойчивостей при лазерном обжиге термоядерной мишени посредством наложения сильного внешнего магнитного поля.....	72
7.	Описание процесса разработки метода формирования квазипрямоугольных импульсов с энергией сотни джоулей	76
8.	Описание процесса разработки интерферометрического метода сверхточного измерения параметров широкоапертурных элементов мощных лазерных схем	95
8.1	Основные принципы точной интерферометрии	95
8.2	Явление интерференции и его использование для контроля оптики	96
8.3	Методы решения основных проблем	108
8.3.1	Восстановление волнового фронта из интерференционных картин	108
8.3.2	Выбор способа модуляции фазы интерферограммы.....	113
8.3.3	Ошибки измерений.....	114
8.3.4	Абсолютная точность интерферометра.....	117
8.3.5	Понятие “повторяемость” при калибровке.....	119
8.3.6	Обеспечение повторяемости при перестановке эталонных пластин.....	121
8.3.7	Обеспечение долговременной повторяемости. Учёт температурных эффектов.	141
9.	Испытание опытной партии образцов широкоапертурных нелинейных элементов преобразования частоты (НЭ-ПЧ), опытного образца НЭ-ЯП апертурой 180x180мм из DKDP, опытной партии кристаллических заготовок (z-срез) с габаритами 450x450x70мм для НЭ-ЯП.....	149
10.	Заключение	164

11. Список использованных источников.....	165
Приложение №1. Результаты численного моделирования динамики лазерного источника с модуляцией добротности.	180

3. Введение

Экспериментальная реализация поджига термоядерного топлива с положительным выходом энергии при лазерном обжати является одной из самых амбициозных научно-технологических задач, которые когда-либо ставило перед собой человечество. Решение этой задачи невозможно без усовершенствования огромного числа технологий, лежащих в основе всех этапов процесса.

Целью проекта является обеспечение научно-технологического развития Российской Федерации путем разработки, апробации и доведения до разной степени готовности к внедрению ряда ключевых технологий и подходов для создания экологически чистого гибридного источника ядерной энергии, основанного на использовании лазерных систем высокой мощности. В рамках данного проекта планируется сфокусироваться на следующих ключевых технологиях лазерного УТС

1. Разработка методов изготовления и тестирования лучевой стойкости крупноапертурных оптических элементов, составляющих лазерные системы для лазерного УТС
2. Разработка методов дистанционной диагностики качества оптических поверхностей
3. Модернизация стартовой части петаваттного лазерного комплекса PEARL
4. Разработка технологий и модернизация лазерного наносекундного усилителя на неодимовом стекле

5. Разработка методов подавления магнитогидродинамических неустойчивостей при лазерном обжати термоядерной мишени посредством наложения сильного внешнего магнитного поля.

Все работы в рамках проекта должны лечь в основу термоядерной энергетики будущего.

На первый год выполнения проекта заявлены следующей работы:

- *Анализ научно-технической литературы, сравнительный анализ возможностей исследования, выбор направления исследований.*
- *Разработка метода формирования квазипрямоугольных наносекундных импульсов с энергией около 280 Дж в многокаскадном усилителе на неодимовом стекле.*
- *Разработка интерферометрического метода сверхточного измерения параметров широкоапертурных элементов мощных лазерных схем.*
- *Численное моделирование динамики лазерного источника с модуляцией добротности.*

По окончании этапа должны быть предоставлены следующие отчетные документы:

Промежуточный отчет о ПНИЭР, содержащий: анализ научно-технической литературы сравнительный анализ возможностей исследования, выбор направления исследований; описание процесса разработки метода формирования квазипрямоугольных импульсов с энергией сотни джоулей; описание процесса разработки интерферометрического метода сверхточного измерения параметров широкоапертурных элементов мощных лазерных схем; результаты численного моделирования динамики лазерного источника с модуляцией добротности.

Программа и методики, протоколы, акты проведения исследовательских испытаний опытных образцов широкоапертурных нелинейных элементов преобразования частоты (НЭ-ПЧ), опытного образца НЭ-ЯП апертурой 180x180мм из DKDP, кристаллических заготовок (z-срез) с

габаритами 450x450x70мм для НЭ-ЯП; документы, подтверждающие выполнение работ и расходование средств

4. Анализ научно-технической литературы

4.1 Разработка методов дистанционной диагностики качества оптических поверхностей

Одним из наиболее выдающихся примеров реализации таких систем является проект NIF (National Ignition Facility), осуществляемый в США [1, 2]. Проект преследует цель создания установки по поджигу реакции термоядерного синтеза путем сжатия в 1000 раз специальной мишени (размерами ~ 1 мм) с термоядерным топливом из дейтерия и трития ее разогрева до температур (десятки миллионов градусов), достаточных для начала реакции термоядерного синтеза с помощью излучения мощных лазеров. Комплекс состоит из 192 лазеров, генерирующих на длине волны 1,053 мкм с общей мощностью 500 ТВт. Для обжатия мишени используются импульсы УФ лазера ($\lambda = 351$ нм). Энергия, сконцентрированная на мишени, составляет 1,8 МДж.

В настоящее время известно еще о целом ряде таких проектов. В таблице 1 приведен список мировых лазерных систем, на которых была достигнута мощность излучения более 100 ТВт. Все подобные системы основаны на применении технологии усиления чирпованных импульсов (CPA), однако различаются по типу используемых активных сред. Наиболее популярными являются лазеры на неодимовом стекле и на титан-сапфире. Имеются также несколько лазеров, основанных на оптическом параметрическом усилении чирпированных импульсов (OPCPA) в нелинейно-оптических кристаллах DKDP или LBO.

Однако на сегодняшний день продемонстрирован только, так называемый «scientific breakeven», то есть научная рентабельность ионного термоядерного синтеза (ИТС): энергия, выделившаяся в термоядерных реакциях, впервые превзошла проникшую в мишень энергию.

Таблица 1– перечень мировых лазерных систем высокой мощности.

Название лазерной системы		Место расположения	Страна расположения	Год создания	Максимальная мощность, ТВт	Энергия в импульсе, Дж	Длительность импульса, фс	Активная среда ^[1]	Технология получения излучения
CAEP-PW	[3]	Китайская академия инженерной физики	 КНР	2017	4900	91,1	18,6	LBO	OPCPA
	[4]	Институт науки и техники Кванджу (англ.)	 Республика Корея	2017	4200	83	19,4	Ti:Sapphire	CPA
	[5]	Шанхайский институт оптики и точной механики	 КНР	2007	2000	72,6	26	Ti:Sapphire	CPA
LFEX	[6, 7]	Осакий университет	 Япония	2009	2000	20000	10000	Nd:glass	CPA
Nova	[8, 9]	Ливерморская национальная лаборатория	 США	1996	1500	660	440	Nd:glass	CPA
PULSER II	[10]	Институт науки и техники Кванджу	 Республика Корея	2012	1480	44,5	30	Ti:Sapphire	CPA
PETAL	[11]	CEA	 Франция	2015	1200	840	700	Nd:glass	CPA
XL-III	[12]	Институт физики Китайской академии наук	 КНР	2011	1160	32,3	27,9	Ti:Sapphire	CPA
CETAL	[13]	Национальный институт лазеров, плазмы и физики излучения	 Румыния	2013	1120	33,5	25	Ti:Sapphire	CPA
Техасский петаваттный лазер	[14]	Техасский университет в Остине	 США	2008	1110	186	167	Nd:glass	CPA

Название лазерной системы		Место расположения	Страна расположения	Год создания	Максимальная <u>мощность, ТВт</u>	Энергия в импульсе, Дж	Длительность импульса, <u>фс</u>	Активная среда ^[1]	Технология получения излучения
BELLA (англ.)	[15]	Национальная лаборатория имени Лоуренса в Беркли	 США	2012	1055	42,2	40	Ti:Sapphire	CPA
Qiangguang 10 PW	[16, 17]	Шанхайский институт оптики и точной механики	 КНР	2013	1020	45,3	32,0	LBO	OPCPA
Фемта-Луч	[18]	Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики	 Россия	2009	1000	70	70	DKDP	OPCPA
PULSER I	[19]	Институт науки и техники Кванджу (англ.)	 Республика Корея	2010	1000	30	30	Ti:Sapphire	CPA
Vulcan	[20]	Лаборатория Резерфорда — Эплтона	 Великобритания	2004	1000	700	700	Nd:glass	CPA
OMEGA EP	[21]	Рочестерский университет	 США	2008	1000	1000	1000	Nd:glass	CPA
Orion laser	[22, 23]	Atomic Weapons Establishment (англ.)	 Великобритания	2011	1000	500	500	Nd:glass	CPA
Diocles laser	[24]	Университет Небраски-Линкольн (англ.)	 США	2012	1000	30	30	Ti:Sapphire	CPA
Петаваттный модуль для ГЕККО XII	[25]	Осакский университет	 Япония	2004	900	420	470	Nd:glass	CPA

Название лазерной системы		Место расположения	Страна расположения	Год создания	Максимальная <u>мощность, ТВт</u>	Энергия в импульсе, Дж	Длительность импульса, <u>фс</u>	Активная среда ^[1]	Технология получения излучения
SILEX-I	[26,27]	Китайская академия инженерной физики (англ.)	 КНР	2007	750	20,1	26,8	Ti:Sapphire	CPA
J-KAREN	[28]	Японский исследовательский институт атомной энергии	Япония	2003	850 ^l	28	33	Ti:Sapphire	CPA
HAPLS	[29]	Ливерморская национальная лаборатория	 США	2017	570	16	28		CPA
PEARL	[30]	Институт прикладной физики РАН	 Россия	2007	560	24	43	DKDP	OPCPA
Titan laser	[31]	Ливерморская национальная лаборатория	 США	2006	500	200	400	Nd:glass	CPA
Astra Gemini	[32,33]	Лаборатория Резерфорда — Эплтона	 Великобритания	2008	500	15	30	Ti:Sapphire	CPA
	[34]	Китайская академия инженерной физики (англ.)	 КНР	2016	487	300			CPA
SCARLET	[35]	Университет штата Огайо	 США	2012	400	15	40	615	Nd³⁺:phosphate
POLARIS	[36,37]	Институт Гельмгольца В Йене	 Германия	2013	≈400	50	120	Yb:glass	CPA
HERCULES	[38]	Мичиганский университет	 США	2008	300	9	30	Ti:Sapphire	CPA

Название лазерной системы		Место расположения	Страна расположения	Год создания	Максимальная мощность, ТВт	Энергия в импульсе, Дж	Длительность импульса, фс	Активная среда ^[1]	Технология получения излучения
Callisto laser	[39]	Ливерморская национальная лаборатория	 США		300	18	60	Ti:Sapphire	CPA
OMEGA EP	[40]	Рочестерский университет	 США	2008	260	2600	10000	Nd:glass	CPA
FLAME	[41]	Национальная лаборатория Фраскати	 Италия	2012	220	7,4	26	Ti:Sapphire	CPA
ALLS	[42]	INRS	 Канада	2007	200	5	25	Ti:Sapphire	CPA
VEGA	[43]	CLPU	 Испания	2014	200	6	30	Ti:Sapphire	CPA
PHELIX	[44]	Институт тяжёлых ионов	 Германия	2008	200	100	500	Nd:glass	CPA
Trident laser	[45]	Лос-Аламосская национальная лаборатория	 США	2007	200	100	500	Nd:glass	CPA
LULI2000	[46,47]	Лаборатория использования интенсивных лазеров (фр.), Политехническая школа	 Франция	1998	200	200	1000	Nd:glass	CPA
LCLS	[48]	SLAC	 США	2015	200	8	40	Ti:Sapphire	CPA
	[49]	Шанхайский институт оптики и точной механики	 КНР	2014	207	5,6	27	Ti:Sapphire	CPA

Название лазерной системы		Место расположения	Страна расположения	Год создания	Максимальная мощность, ТВт	Энергия в импульсе, Дж	Длительность импульса, фс	Активная среда ^[1]	Технология получения излучения
NIF ARC	[50]	Ливерморская национальная лаборатория	 США	2017	130	4000	30000	Ti:Sapphire	CPA
Diocles laser	[51, 52]	Университет Небраски-Линкольн (англ.)	 США	2007	110	3,5	30	Ti:Sapphire	CPA
	[53]	Лаборатория прикладной оптики, Политехническая школа	 Франция	2002	100	2,5	25	Ti:Sapphire	CPA
DRACO	[54]	Гельмгольц-Центр Дрезден-Россендорф (англ.)	 Германия	2008	100	3	30	Ti:Sapphire	CPA
Z-Petawatt laser	[55]	Сандийские национальные лаборатории	 США	2007	100	50	500	Nd:glass	CPA
PULSAR	[56]	Университет Генриха Гейне (Дюссельдорф)	 Германия	2009	100	2,5	25	Ti:Sapphire	CPA
	[57]	Институт Макса Борна	 Германия	2001	100	5	50	Ti:Sapphire	CPA
ATLAS	[58]	Институт квантовой оптики	 Германия	2010	100	>2	25	Ti:Sapphire	CPA
ИСКРА-5	[59]	Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики	 Россия	1989	100	30000	$3 \cdot 10^5$	Иод	CPA

В США, Европе и Японии уже существуют долгосрочные национальные программы построения к 2040 году электростанции, действующей на основе ИТС. Планируется, что выход на оптимальные технологии произойдет к 2018 годам, а демонстрация работы пилотной установки в непрерывном режиме выработки электроэнергии к 2020 -2025 году.

В Китае действует программа построения и запуска в 2020 году лазерной установки реакторного масштаба SG-IV [60] с энергией лазера 1,5 мДж.

В Военно-морской лаборатории (NRL) США к 2020 году планируется увеличить энергию лазера в тысячу раз.

Отметим здесь также государственный проект Республики Южная Корея по созданию инновационного мощного частотного лазера в Корейском Прогрессивном физико-техническом институте KAIST [60].

В США существует долгосрочная программа LIFE, нацеленная на построение к 2040 году первой электростанции ИТС. Программа LIFE будет развиваться на основе действующей в США мощной лазерной установки NIF с энергией лазера 1,8 МДж [60].

Отметим, что в последние годы исследования по взаимодействию очень интенсивного (10^{17} - 10^{18} Вт·см² и выше) лазерного излучения с веществом привели к открытию новых ранее не известных физических эффектов. Это возродило надежды на осуществление простого и эффективного способа зажигания термоядерной реакции в несжатом топливе плазменными блоками (так называемый, «side-on ignition»), который был предложен еще более 30 лет назад, но не мог быть реализован при имевшемся технологическом уровне. Для реализации данного подхода необходим лазер с пикосекундной длительностью импульса и мощностью $10 \div 100$ петаВатт.

Сейчас исследования по этой тематике интенсивно ведутся во всем мире [60], лазеры мощностью 10 петаВатт (ПВт) уже построены. Например,

лазерная установка VULCAN в лаборатории Резерфорда и Эплтона в Великобритании. Как показывают расчеты, при использовании такого лазера в ИТС вполне достижимы условия зажигания для безнейтронных реакций, таких как протон-бор или протон-литий. В этом случае в принципе снимается проблема радиоактивности.

Несмотря на разнообразие концепций и особенностей реализации оптических схем мощных лазерных комплексов, состав широкоапертурной оптики, используемой в них, имеет весьма сходную номенклатуру оптических элементов как по размерам (апертурам), так и по качественным параметрам материалов и точности изготовления. Ниже мы представим элементы, которые, во-первых, в обязательном порядке присутствуют во всех высоко мощных лазерных комплексах; во-вторых, являются ключевыми для достижения высоких мощностей; в-третьих, именно высокие требования на качество их изготовления и тестирования определяют высокие требования к метрологическим средствам контроля.

4.2 Модернизация стартовой части петаваттного лазерного комплекса PEARL

Принцип модуляции добротности для лазерного источника является одной из основных вех в развитии лазеростроения. Впервые лазерный источник с модуляцией добротности было продемонстрирован в 1964 году [81] и лазерные источники, построенные на этом принципе, являются на настоящий день самыми распространёнными импульсными лазерными источниками высокой пиковой мощности. За счет своей относительной простоты, лазерные источники на модуляции добротности являются фактически безальтернативными, когда речь заходит об лазерных импульсах с длительностью от единиц до десятков наносекунд.

4.3 Разработка технологий и модернизация лазерного наносекундного усилителя на неодимовом стекле

Один из основных параметров импульсных лазерных усилителей – КПД по запасенной энергии: отношение энергии, извлеченной из усилителя, к энергии, запасенной в инверсии населенностей. Для импульсов длительностью более 100пс, большой КПД, а, следовательно, и большая энергия выходного импульса означают, что последняя соизмерима с энергией насыщения лазерного перехода, т.е. усиление проходит в режиме сильного насыщения. В этом режиме форма выходного импульса отличается от формы входного, т.к. передняя часть импульса, распространяясь в среде с большей инверсией, усиливается сильнее, чем конец импульса, распространяющийся в среде с меньшей инверсией. Из теории [82,83] хорошо известно, что для колоколообразных, квазигауссовых импульсов искажения формы незначительны, и насыщение приводит, в основном, к смещению импульса во времени. Это так же было продемонстрировано экспериментально сотрудниками нашего коллектива [84]. Другими словами, импульс в режиме насыщения распространяется быстрее, что необходимо учитывать при синхронизации лазера с другими устройствами, однако его форма меняется несильно.

В тоже время, для импульсов с крутым передним фронтом, например прямоугольных импульсов, искажения при насыщении усилителя могут быть значительными: форма становится треугольной с крутым передним и пологим задним фронтами, а эффективная длительность импульса сокращается. Это хорошо заметно на примере, например, лазеров с ОВФ-зеркалами, в которых крутой передний фронт является следствием порогового характера ОВФ [85,86]. И, казалось бы нужно забыть о квазипрямоугольных (с крутыми фронтами) импульсах в мощных лазерных системах. Однако, в ряде приложений прямоугольная форма выходного импульса гораздо

предпочтительнее колоколообразной. В качестве примера можно привести мощные неодимовые лазеры, используемые (после преобразования во вторую гармонику) для накачки фемтосекундных лазеров на титане с сапфиром [87], когда прямоугольная форма обеспечивает максимальный КПД преобразования во вторую гармонику. Вторым примером являются лазеры основанные на параметрическом усилении [88]. Во этом случае дополнительным бонусом является увеличение КПД параметрического усилителя, а также уменьшение искажения спектра усиливаемого излучения и снижение требований на синхронизацию с фемтосекундным лазером.

Для получения прямоугольного импульса на выходе усилителя нужно предвосхитить искажения и сформировать входной импульс. Однако на практике чем сильнее насыщение, тем больше искажения и тем труднее сформировать соответствующий входной импульс.

Особенно актуально это для лазеров накачки параметрических усилителей, в которых длительность импульса порядка 1нс и возможности профилирования входного импульса ограничены быстродействием электроники. Таким образом, высокий КПД усилителя и прямоугольный выходной импульс – два требования, противоречащие друг другу.

В настоящее время на практике мощные лазеры накачки параметрических усилителей всегда либо имеют невысокий КПД [89], либо используют колоколообразный импульс, например как созданный в нашем коллективе лазерный комплекс PEARL [88] . И если для лазеров накачки титан-сапфировых усилителей, использующих импульсы длительностью 15 – 25 наносекунд задача формирования входного импульса сложной формы трудна, но выполнима, то для лазеров накачки параметрических усилителей, с характерными длительностями импульсов не более одной наносекунды, сформировать импульс с перепадом интенсивности, от переднего фронта к заднему, более чем в десятки раз, с помощью существующих дискретных элементов практически невозможно. А если добавить к этому необходимость

коррекции формы входного импульса, в зависимости от параметров накачки и требуемой энергии выходного импульса, становится ясно, что в настоящее время не существует способов формирования квазипрямоугольных импульсов на выходе мощных лазерных усилителей, использующих наносекундные импульсы.

4.4 Разработка методов подавления магнитогидродинамических неустойчивостей при лазерном обжати термоядерной мишени посредством наложения сильного внешнего магнитного поля.

Исследование задач лазерно-плазменного взаимодействия мотивируется большим числом приложений, таких как обжати DT мишеней при их облучении мощными лазерными импульсами, задачи быстрого поджига термоядерного топлива, релятивистские эффекты при взаимодействии лазерного излучения с веществом, различные режимы ускорения заряженных частиц лазерным излучением, создание эффективных вторичных источников излучения при лазерно-плазменном взаимодействии и т.д. Кроме того, исследования по этой теме привели к заметному развитию нелинейной теории сильной плазменной турбулентности, теории параметрических неустойчивостей и других задач фундаментальной физики плазмы. В задачи настоящего проекта входит, в первую очередь, развитие научной и технологической базы для задач лазерного термоядерного синтеза. Существует несколько основных направлений исследований лазерного синтеза. В рамках настоящего проекта рассматриваются только задачи, связанные с т.н. непрямым обжатием термоядерных мишеней. Задача обжати (имплозии) мишеней связана с тем, что техническая реализация термоядерной реакции в лабораторных условиях возможна только при увеличении плотности термоядерного вещества как минимум в 1000 раз с одновременным уменьшением общего его количества. Только такой подход позволит реализовать безопасный управляемый термоядерный взрыв в эксперименте. Ключевой на этом пути является проблема равномерности

сжатия топлива. К симметрии обжатия сферической капсулы накладываются весьма жесткие требования: неравномерность обжатия не должна превышать 1%. Эта задача решается двумя способами: 1) за счет прямого воздействия множества лазерных пучков на мишень со всех сторон [92]; 2) с помощью преобразования энергии лазерного излучения в рентгеновское излучение [93,94]. При этом капсула с DT топливом помещается внутри хольраума. В результате воздействия лазера на внутреннюю стенку хольраума, последний оказывается заполнен рентгеновским излучением с характерной температурой планковского спектра порядка 300 эВ. Для сжатия мишеней используются наносекундные лазерные импульсы, под действием которых DT мишень сжимается до 10^3 - 10^4 от ее первоначальной плотности; сходящаяся ударная волна при этом формирует в центральной области мишени перегретую область, которая должна инициировать термоядерную реакцию. В ходе экспериментальной реализации этого направления работ были достигнуты значительные величины сжатия мишеней (до 10^3) [95]. Вместе с тем, задачи воспламенения так и не были окончательно решены, что, в первую очередь, связано со смешением горячих и холодных областей мишени вследствие развития неустойчивостей Рэля-Тейлора [93,94,96,97]. Эксперименты по реализации задачи непрямого обжима термоядерных мишеней активно продолжаются, в том числе и Индустриальным партнером настоящего проекта.

Трудности, возникшие при экспериментальной реализации задачи инерциального термоядерного синтеза, привели как к активному поиску способов улучшения эффективности обжатия и нагрева мишеней, так и к поиску альтернативных методов извлечения энергии в ходе реализации лазерного термояда.

К числу первых относится, например, работы по газозаполненным хольраумам [98,99], попытки управлять параметрами обжимаемой мишени с

помощью наложения сильного внешнего магнитного поля в процессе лазерного термоядерного сжатия [100] и пр. К числу активно обсуждаемых альтернативных методов чистой энергетики относится, например, проект LIFE [101], использующий гибридную ядерную технологию, который мы обсудим ниже.

5. Сравнительный анализ возможностей исследования

5.1 Разработка методов дистанционной диагностики качества оптических поверхностей

Прежде чем приступить к решению задач обеспечения лазерных проектов необходимыми метрологическими средствами, сопоставим параметры существующих на сегодняшний день интерферометров с требуемыми апертурами. Такое сопоставление позволит сравнить характеристики интерферометров, а также понять, какие параметры удовлетворяют современным требованиям на создание элементной базы оптики мощных лазерных комплексов, а какие требуют улучшения.

С момента начала работ по созданию мощных лазерных систем были созданы новые широкоапертурные интерферометры, которые уже позволили частично снять проблему метрологического обеспечения. Поэтому подвергнем анализу именно специализированные и наиболее современные интерферометры.

Корпорация WYKO (США), одна из первых организаций, профессионально занимающаяся разработкой и созданием коммерческих интерферометров, объявила о проектировании и производстве специализированного интерферометра для задач тестирования широкоапертурной оптики высокомошных лазерных комплексов. На тот момент интерферометр WYKO был крупнейшим коммерчески доступным интерферометром Физо с использованием технологии фазового сдвига.

На рисунке 2 представлена оптическая схема 24-дюймового интерферометра фирмы WYKO [61, 62]. В схему входит, так называемый,

базовый блок, содержащий источник зондирующего излучения, некоторую малую оптику и фотоприемники. В описаниях и статьях, посвященных 24-дюймовому интерферометру WYKO, авторы разработок не раскрывают описание базового блока.

Кроме базового блока схема интерферометра включает расширитель пучка, содержащий отрицательную линзу и два дополнительных поворотных зеркала, направляющих пучок излучения от базового блока на коллиматор. Коллимированный пучок далее проходит на кюветную часть интерферометра. Кюветная часть образуется прозрачной эталонной пластиной и второй отражающей эталонной пластиной, между которыми устанавливается тестируемый образец.

В отличие от классической схемы интерферометра ФИЗО, которая содержит только одну эталонную пластину, схема на рисунке 2 позволяет исследовать не только профили поверхности исследуемого образца, но и искажения волновых фронтов, проходящие через прозрачные оптические элементы на просвет. Кроме того, применение кюветы позволяет исследовать искажения волновых фронтов при различных углах (ракурсах) расположения тестируемых образцов по отношению к направлению проходящего излучения, в том числе и под углом Брюстера (см. Рис. 1). Дополнительной особенностью схемы с двумя эталонами является ее способность проводить тестирование не только поверхностей образцов, но также обнаруживать и исследовать характер неоднородности материалов, из которых изготовлены образцы.

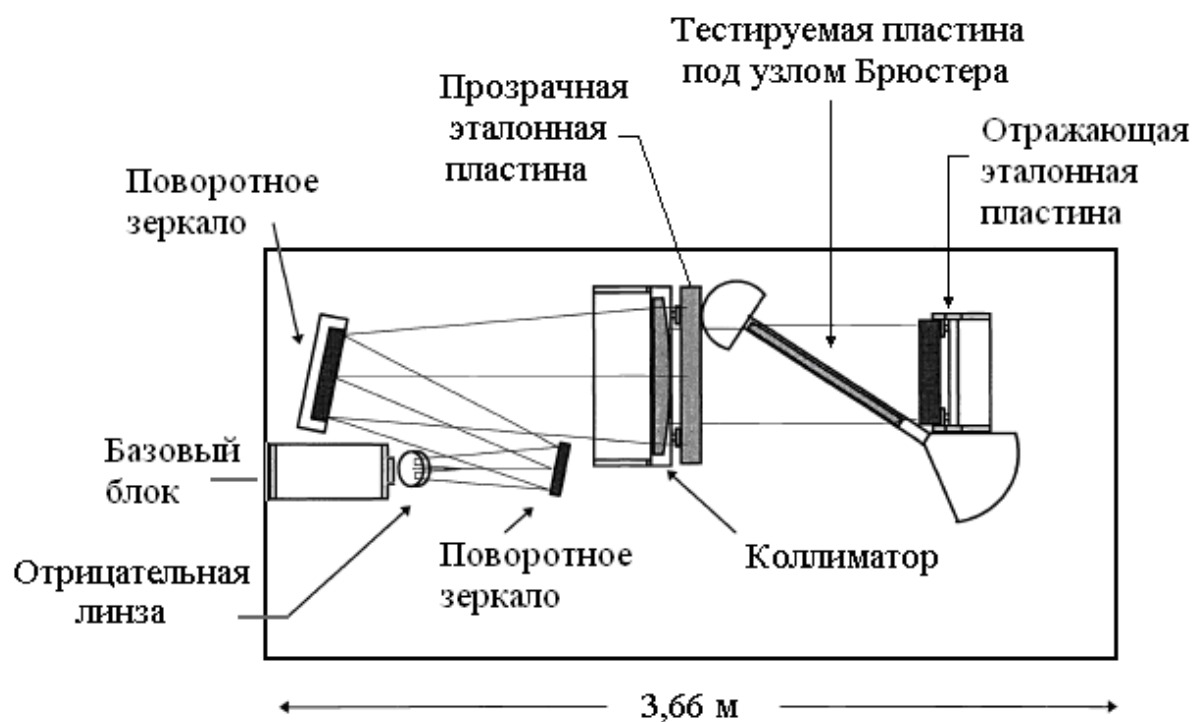


Рис. 1 Оптическая схема 24-дюймового интерферометра WYCO

На Рис. 2 на схеме для тестирования искажений волнового фронта представлены максимальные геометрические параметры образцов, тестируемых на 24-дюймовом интерферометре WYCO.

Для получения максимального диапазона разрешаемых масштабов в латеральной плоскости исследуемых образцов в интерферометре WYCO используются традиционные мегапиксельные ПЗС-камеры.

Механические и оптические элементы интерферометра включают в себя также управление поляризационными свойствами зондирующего излучения лазерного источника.

Интерферометр WYCO имеет два режима работы:

- режим широкого поля, который покрывает квадрат 430x430 мм,
- режим узкого поля, который позволяет более высокое латеральное разрешение, но уже в поле с диаметром 100x100 мм.

Пиксельные расстояния, проецируемые на объект, составляют 0,44 мм и 0,10 мм для широкого и узкого поля, соответственно.

Ниже будет показано, что фаза интерференционной картины несет информацию о профиле поверхностей исследуемого образца. Смещение фазы является необходимым условием ее корректного измерения. В данном приборе смещение фазы достигается за счет механических смещений прозрачной эталонной пластины вдоль оси пучка зондирующего излучения.

В Таблица 2 приведены принципиальные параметры интерферометра WYCO, которые мы будем учитывать, как для сравнительного анализа существующих интерферометров, так для конечного резюме о наличии или отсутствии необходимости разработки и создания приборов, более полно удовлетворяющих требованиям тестирования элементов мощных лазерных комплексов.

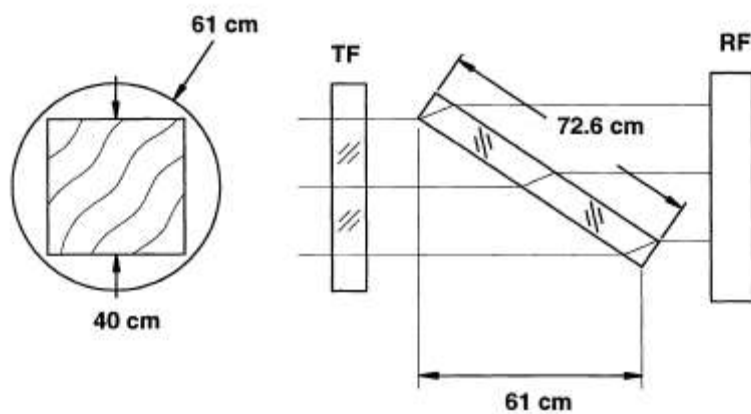


Рис. 2– Оптическая схема кюветы для тестирования искажений волнового фронта. На схеме показаны максимальные геометрические параметры образцов, тестируемых на 24-дюймовом интерферометре WYCO

Таблица 2- Основные принципиальные параметры интерферометра WYKO.

№ ПП	Наименование	Значение
	Апертура - для широкого поля - для узкого поля	Диаметр 610 мм 431x431 мм, 100x100 мм
	Технология измерений	Фазосмещающая технология с последовательной регистрацией интерферограмм с различными фазами
	Ориентация	Горизонтальная
	Латеральное разрешение	0,25 мм
	Длина кюветы	1,0 м от прозрачной эталонной пластины до эталонной пластины для области 431x431 мм меньше 0,2 м от образца до эталонной пластины для субапертуры 100x100 мм
	Длина волны зондирующего излучения	633 нм и 1064 нм, одна и та же оптика, но разные фокусное расстояние и напыление
	Абсолютная точность измерений	$< \lambda/10$ (PV) на диаметре 622 мм $< \lambda/10$ (PV) для субапертуры 440x440 мм
	Возможность контроля плоскопараллельных пластин	отсутствует

	Возможность контроля однородности материала образцов	есть
	Защита от вибраций	Плавающий оптический стол
	Время считывания данных	1/5 сек., 30 кадров в сек.

Следующей фирмой, которая сочла необходимым включиться в гонку по разработке и созданию широкоапертурных интерферометров для тестирования оптики высокомоощных лазерных комплексов, была корпорация ZYGO (Германия). На рисунке 4 Рис. 3 представлена оптическая схема широкоапертурного (32-дюймового) интерферометра ZYGO [63, 64]. Как и в интерферометре WYKO, схема сконпонована из двух относительно самостоятельных частей: так называемого базового блока и телескопического расширителя пучка с измерительной кюветой. Такое разделение представляет чисто коммерческую целесообразность для производителей интерферометров, поскольку базовый блок имеет свою самостоятельную нишу для сбыта. Для покупателя всего комплекта такое разделение увеличивает общую стоимость, поскольку число оптических элементов и, соответственно, механических оправ и конструкций увеличивается.

Расширитель пучка, в отличие от схемы интерферометра WYKO, решает задачу получения расширяющего пучка излучения из коллимированного в базовом блоке излучения. Для этого он содержит дополнительные асферические поворотные зеркала, направляющие излучение на коллиматор. Применение асферики связано с желанием укорочения длины оптической схемы при сравнительно широкой апертуре.

На рисунке 5 Рис. 4 представлены схемы прохождения лучей в кювете (а) - при измерении формы тестируемой поверхности образца, (б) - при измерении искажений волнового фронта при двойном прохождении через исследуемый образец.

Основные отличия широкоапертурного интерферометра ZYGO от интерферометра WYKO состоят в следующем:

- возможность тестировать образцы с большей апертурой (32 дюйма вместо 24),
- смещение фазы интерферограммы осуществляется не за счет механических манипуляций с оптическими элементами, а за счет смещений (модуляции) частоты зондирующего лазерного излучения.

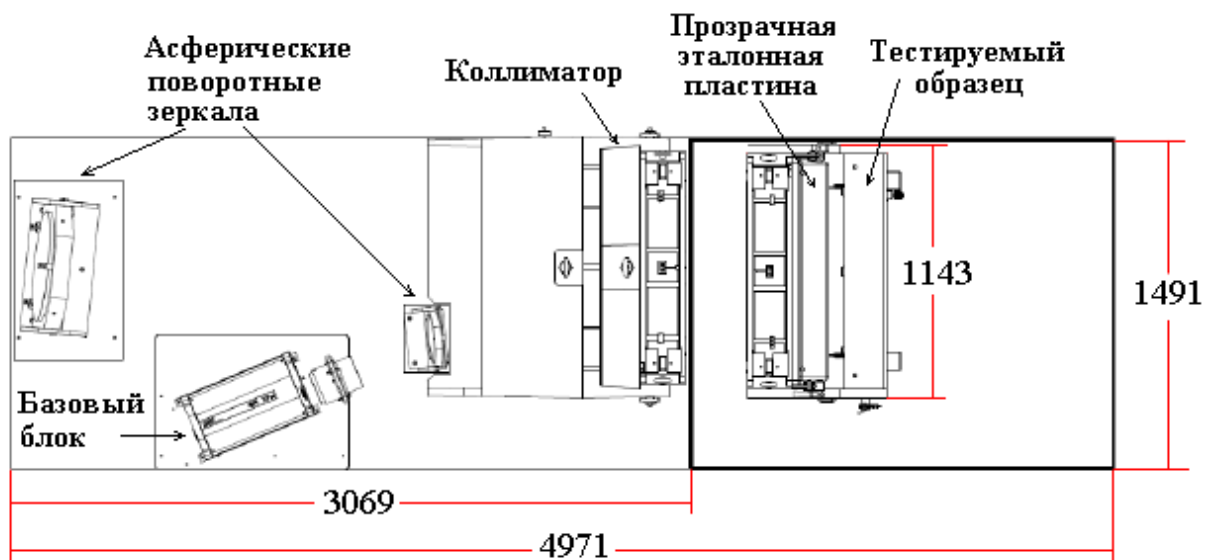


Рис. 3 - Оптическая схема широкоапертурного (32-дюймового) интерферометра ZYGO

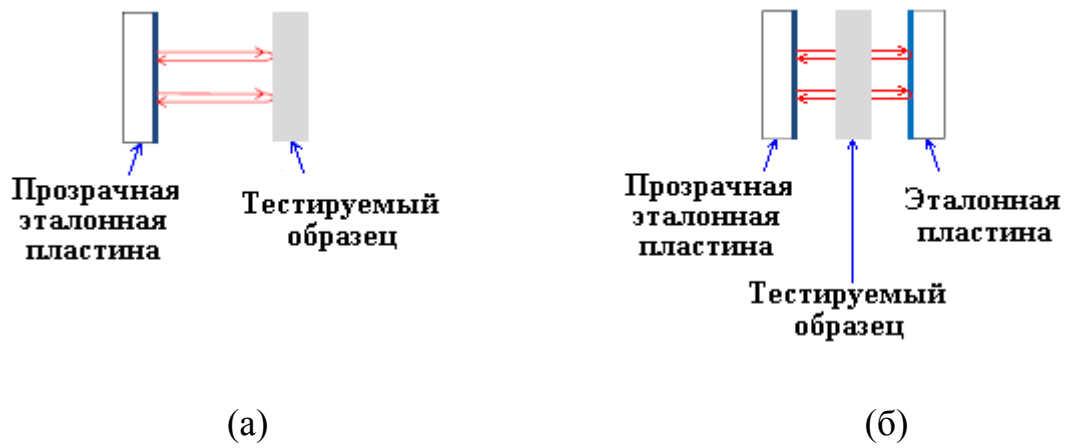


Рис. 4— Схемы прохождения лучей в кювете интерферометра ZYGO

(а) при измерении формы тестируемой поверхности образца,

(б) при измерении искажений волнового фронта при двойном прохождении через исследуемый образец.

Представление о физических размерах 32-дюймового интерферометра ZYGO дает фотография на рисунок 6

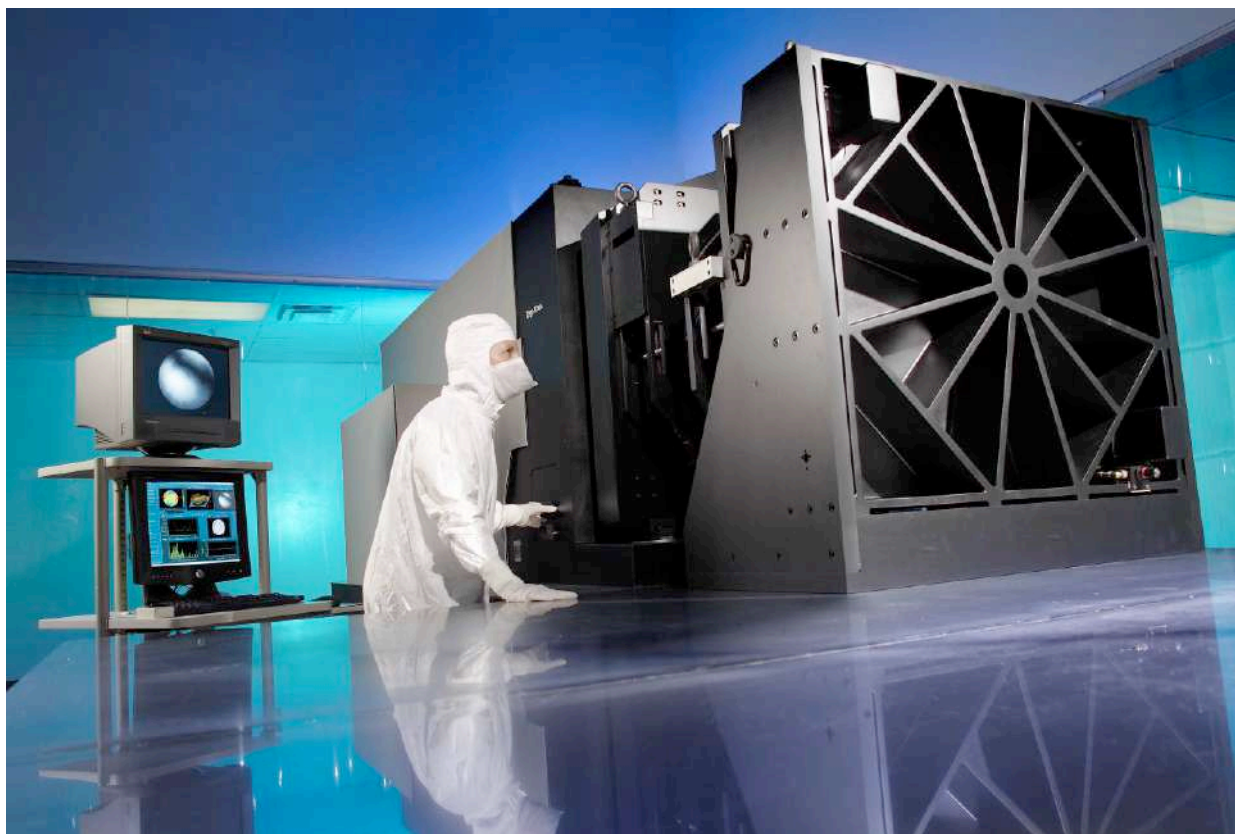


Рис. 5– 32 дюймовый ФИЗО интерферометр ZYGO

В таблице 4 представлены основные принципиальные параметры интерферометра ZYGO.

Таблица 4 - Основные принципиальные параметры интерферометра ZYGO.

№ пп	Наименование	Значение
	Апертура	Диаметр 800 мм
	Технология измерений	Фазо-сдвигающая технология с последовательной регистрацией интерферограмм с различными фазами
	Ориентация	Горизонтальная
	Латеральное разрешение	2 мм
	Длина кюветы	~1,3 м от прозрачной эталонной пластины до второй эталонной пластины
	Длина волны зондирующего излучения	632 нм
	Абсолютная точность измерений	-
	Возможность контроля плоскопараллельных пластин	есть

	Возможность контроля однородности материала образцов	есть
	Защита от вибраций	Плавающий оптический стол

Хотя казалось, что 32-дюймовый интерферометр ZYGO полностью решает проблему метрологического обеспечения производства широкоапертурной оптики для высокомошных лазерных комплексов Публичное акционерное общество «Лыткаринский завод оптического стекла» (ЛЗОС, Россия) сделало попытку создания еще более широкоапертурного интерферометра, чем интерферометр ZYGO [65]. Основной причиной необходимости увеличения апертуры интерферометра явилось то обстоятельство, что для контроля однородности образцов из фосфатного стекла требуется установка элемента не под углом Брюстера к зондирующему излучению, а под углом 90 градусов. В этом случае для тестирования слэба с размерами рабочих граней ~ 800x460 мм (диагональ 923 мм) одновременно по всей апертуре диаметра рабочего окна в 32 дюйма (800 мм) явно не хватает. По этой причине разработчики интерферометра ЛЗОС увеличили его рабочее окно до 1000 мм. Другой причиной начала новой разработки стала недостаточная, по мнению разработчиков, вибрационная устойчивость интерферометров ZYGO и WYKO.

Поскольку интерферометр ЛЗОС должен обеспечивать отработку технологии создания активных элементов, он должен устойчиво работать, в том числе, и в так называемых «цеховых» условиях. По этой причине разработчики в качестве базового блока использовали прибор Intellium H2000 (ESDI, США) [66k]. Одна из особенностей его оптической схемы состоит в том, что она позволяет получать интерференционную картину одновременно для 3-х значений разности хода лучей, что делает прибор более устойчивым к вибрациям.

При последовательном во времени смещении фазы интерферограммы каждая из интерференционных картин получает свое дополнительное неконтролируемое смещение из-за поля вибраций (как в интерферометре WYKO). Вследствие этого, алгоритм получения значений фазы, рассчитанный на строго определенный шаг смещений, дает дополнительную ошибку в вычислении фазы интерферограммы в силу несоответствия реальных

значений смещений и данных, заложенных в вычислительном алгоритме. В приборах, где интерференционные картины, соответствующие разным значениям смещений, регистрируются одновременно, шаг между смещениями фаз остается постоянным в силу одинаковости «ложных» смещений из-за вибраций. Алгоритм вычисления фазы не дает ошибку, вызванную несоблюдением условий постоянства шага смещения, чем достигается эффект дополнительной устойчивости.

На рисунке 7 представлена функциональная оптическая схема Intellium H2000 [66k]. Она включает в себя источник излучения, два зеркала (поляризационный расщепитель пучка излучения), объектив, светоделитель, формирующий три канала с разными значениями фаз интерференционной картины и три CCD-камеры.

Рассмотрим, как работает эта схема. Изначально когерентное излучение при помощи поляризационного расщепителя разделяется на два пучка с ортогональными S и P поляризациями (рисунок 8а). Эти пучки формируют два канала излучения: эталонный и объектный. В силу пространственной разнесенности источников, образующих эти каналы, создаются два коллимированных пучка, образующих между собой небольшой угол.

В последующем, для возвращения этих пучков из измерительной кюветы интерферометра (рисунок 8б), потребуется различная юстировка эталонной и исследуемой поверхностей. Для возвращенных пучков в схеме установлен пространственный фильтр, позволяющий совмещать оптические пути излучения двух ортогональных поляризаций и получать каналы со сдвигами фаз интерференционных картин. Различие свойств излучения в каналах после их пространственного совмещения состоит только в различии поляризации пучков. Интерференционные картины в каналах с различными фазами регистрируются тремя отдельными CCD камерами, находящимися в базовом блоке (рисунок 8в).

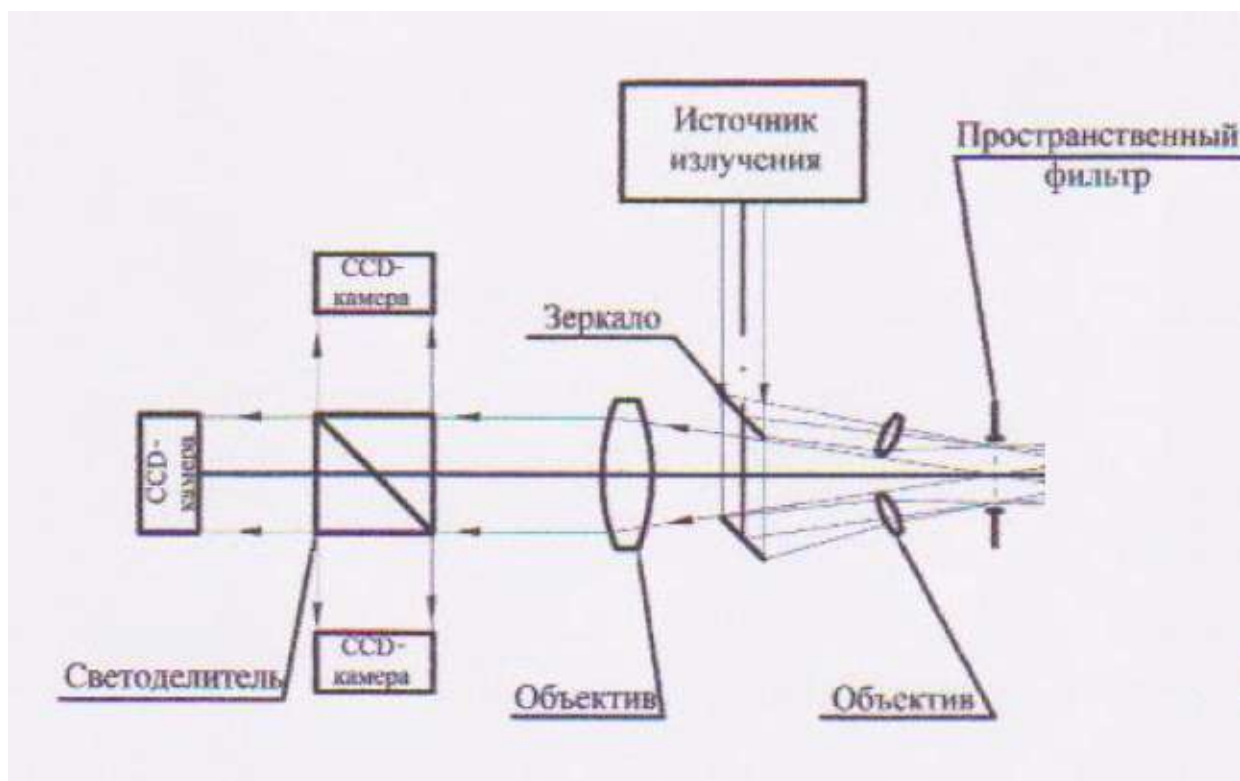
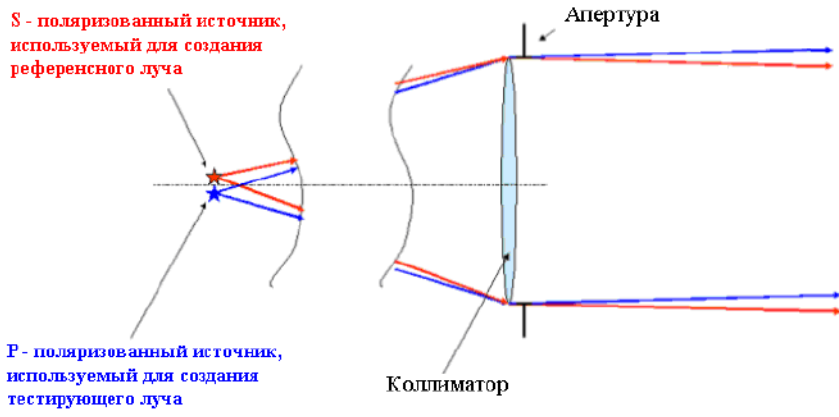
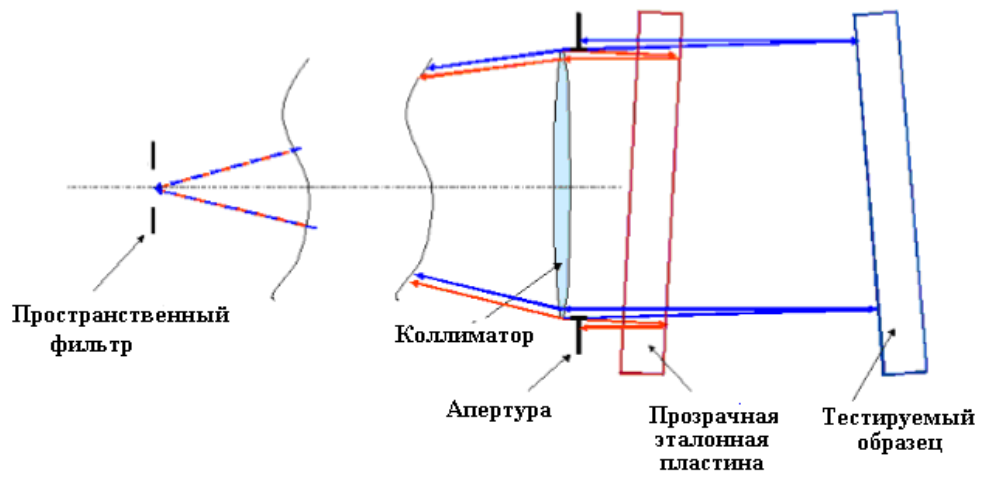


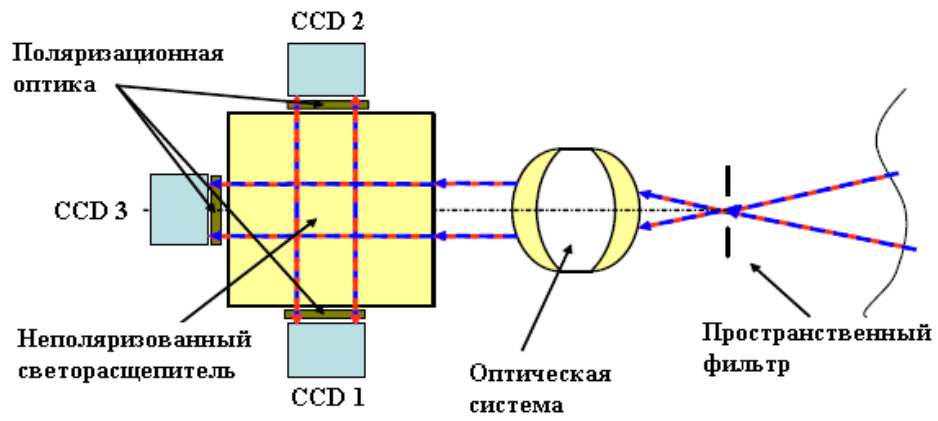
Рис. 6 - Функциональная оптическая схема прибора Intellium H2000 [66]



(a)



(б)



(B)

Рис. 7

Даже при поверхностном рассмотрении можно заметить потенциальные проблемы, которые могут трансформироваться в ошибки измерений, связанные с особенностями схемы. В отличие от двух предыдущих схем WYKO и ZYGO излучения в каналах значительную часть оптического пути проходят по разным траекториям. При этом суммарная длина оптического пути составляет $14040 \div 14050$ мм. Хотя разные пути по апертурам коллиматора и прозрачной эталонной пластины можно учесть какой-то методикой калибровки, различные флуктуации коэффициента преломления воздуха по разным длинным траекториям прохождения излучения неминуемо приведут к увеличению ошибки.

Еще одним потенциальным источником ошибок является различная чувствительность пикселей приемных матриц трех различных фотоприемных камер. Даже если эти чувствительности были когда-то откалиброваны, это не дает никакой гарантии, что данные калибровок со временем не перестанут соответствовать истинным соотношениям чувствительностей элементов матриц. И наконец, использование в разделенных каналах излучения разных поляризаций делает схему чувствительной к поляризационным характеристикам как исследуемого объекта, так и всей оптики интерферометра, включая коллиматор.

На рисунке 9 даны: (а) - функциональная оптическая схема интерферометра ЛЗОС, (б) - схема расширителя пучка интерферометра. Представляется, что схема расширителя также не идеальна, даже если не вдаваться в подробный ее анализ. Прежде всего, обращает на себя внимание большое фокусное расстояние линзы коллиматора. Во-первых, это потребовало применения двух дополнительных поворотных зеркал и увеличило стоимость интерферометра. Во-вторых, это потенциально сделало невозможным получение латеральных разрешений, соответствующих третьему (III) диапазону в силу высокой протяженности воздушной трассы от объективов, строящих изображения, до образцов.

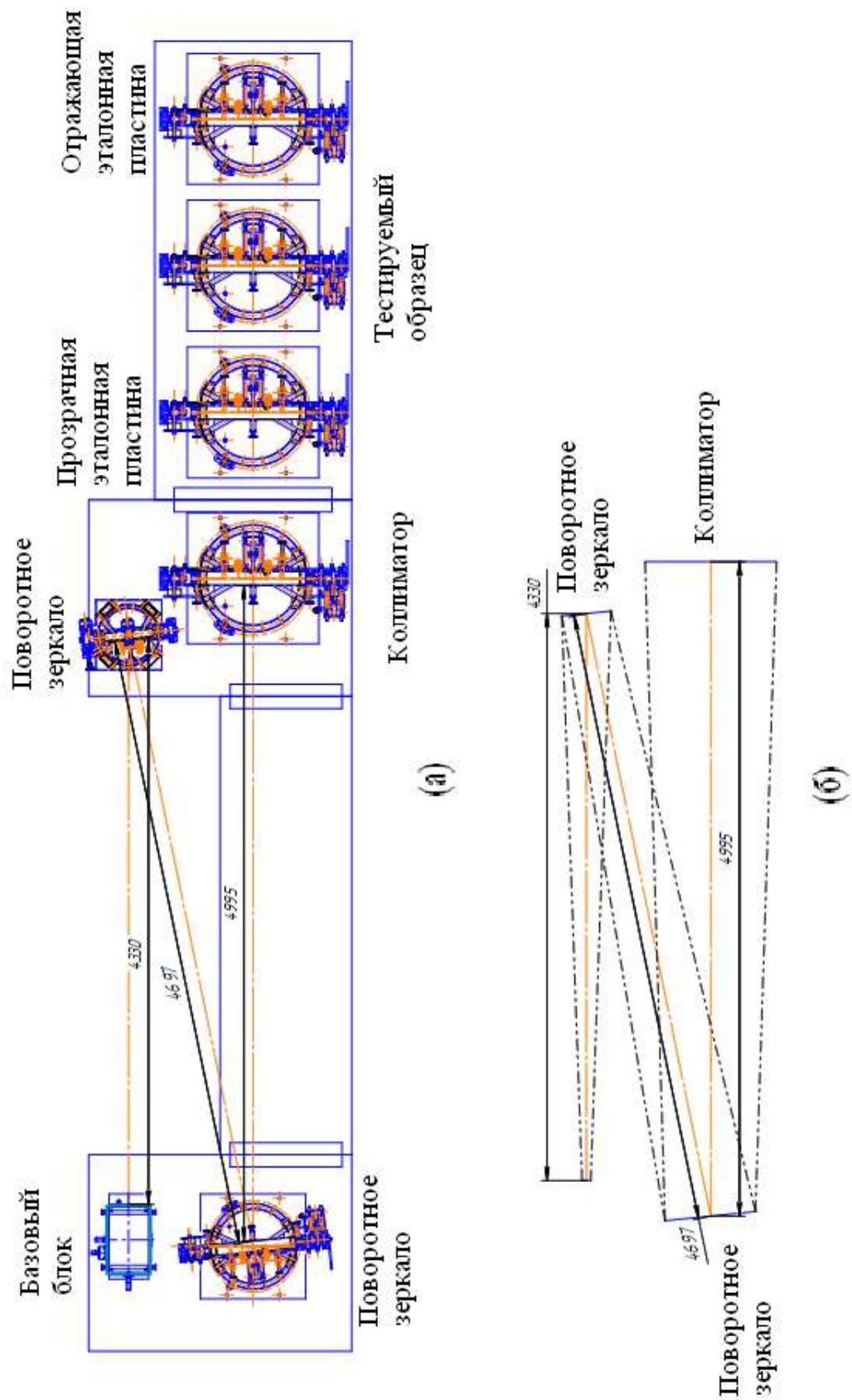


Рис. 8 – Принципиальная оптическая схема интерферометра ЛЗОС (а) и (б) - расширителя пучка.

В таблице 5 приведены основные характеристики интерферометра ЛЗОС, полученные на сегодняшний день.

Таблица 3 - Основные характеристики интерферометра ЛЗОС, полученные на сегодняшний день.

№ пп	Наименование	Значение
	Апертура	Диаметр 1000 мм
	Технология измерений	Фазо-сдвигающая технология с параллельной регистрацией интерферограмм с различными фазами
	Ориентация	Горизонтальная
	Латеральное разрешение	~2 мм
	Длина кюветы	~1,3 м от прозрачной эталонной пластины до второй эталонной пластины
	Длина оптического пути	~14000 мм
	Длина волны зондирующего излучения	632 нм
	Абсолютная точность измерений	-
	Возможность контроля плоскопараллельных пластин	отсутствует
	Возможность контроля однородности материала образцов	отсутствует

	Защита от вибраций	Плавающий оптический стол
--	--------------------	---------------------------

Выводы, которые мы можем сделать из рассмотрения характеристик наиболее современных на сегодняшний день широкоапертурных интерферометров, могут быть получены на основании сравнения этих характеристик с требуемыми.

Наиболее близкими качественными параметрами по отношению к требуемым, как нам кажется, обладает 24-дюймовый интерферометр WYKO (США). То, что его апертура 630 мм недостаточна для использования в технологических целях (требуется ~ 1 метра), не является серьезным недостатком. В этом случае измерение по всей апертуре слэба может быть выполнено в два приема. Измерения, сделанные для одного из краев слэба и для другого, могут быть легко «сшиты» математически, поскольку величины пересекающихся при этом областей (~ 260 мм) довольно значительны для того, чтобы «сшивка» не привела к значительным ошибкам в первом (I) размерном диапазоне. Его характеристики по латеральному разрешению соответствуют требуемым.

Наиболее значительными недостатками, по нашему мнению, являются отсутствие запаса абсолютной точности и отсутствие возможности контроля поверхностей со строго параллельными гранями. В последнем случае интерферограмма будет состоять из суммы нескольких интерферограмм, разделение которых является проблематичным при том высоко когерентном источнике зондирующего излучения, который используется в интерферометре. По мнению специалистов ЛЗОС еще одним недостатком является невысокая виброустойчивость [65]. Они считают, что его использование в «цеховых» условиях достаточно проблематично.

Для второго из рассмотренных интерферометров, который был разработан фирмой ZYGO (Германия) проблемы с апертурой еще менее значимы, чем для интерферометра WYKO. Латеральное разрешение интерферометра в силу отсутствия второго канала составляет 1 мм, что существенно меньше, чем требуется для третьего (III) размерного диапазона (0,25 мм). Величина его абсолютной точности в описаниях интерферометра

не представлена, что возможно свидетельствует о ее невысоком значении. Оценка виброустойчивости также не представлена. Она, видимо, определяется параметрами оптического стола, поскольку наличие или отсутствие специального алгоритма расчета данных, снижающего вклад вибраций в точность измерений, также не известно.

Одним из существенных преимуществ рассмотренного интерферометра ZYGO по сравнению с интерферометром WYKO является использование технологии смещения фазы при помощи модуляции частоты зондирующего излучения. Источник излучения, используемый в интерферометре, имеет такую возможность, что и было использовано разработчиками. Наиболее значимым эффектом, получаемым при использовании лазера с модулируемой частотой, является возможность контроля поверхности оптических элементов даже со строго параллельными гранями.

Третий из рассмотренных нами устройств, интерферометр ЛЗОС, должен был, по замыслу разработчиков, преодолеть недостатки интерферометров WYKO и ZYGO, такие как недостаточная апертура и малая виброустойчивость. Как было указано выше, разработка более устойчивого к вибрациям устройства может быть вполне оправданной. Однако путь решения этого за счет выбора базового блока с параллельной регистрацией смещений по фазе интерференционной картины может таить еще большие проблемы, чем те, ради которых была запланирована работа. Основным источником ошибок может стать неидентичность оптических путей для излучений эталонного и объектного пучков излучения в самой схеме интерферометра. Кроме того, авторы разработки с выбором длиннофокусного коллиматора пошли на заведомо неперспективный путь возможности регистрации мелкомасштабных неоднородностей в третьем размерном диапазоне. Требуемое оптическое разрешение при столь длинной трассе прохождения лучей получить практически нереально.

Из косвенной информации стало известно, что предварительные выводы о не совсем удачном выборе параметров оптической схемы интерферометра

ЛЗОС, к сожалению, подтвердились. Следовательно, итоговая таблица достигнутых на сегодняшний день характеристик интерферометров должна быть заполнена на основе только двух широкоапертурных интерферометров:

- 24-дюймового интерферометра фирмы WYKO,
- 32-дюймового интерферометра фирмы ZYGO.

Из таблиц 2- 5 можно сделать следующие выводы.

1) Апертуры современных широкоапертурных интерферометров имеют меньшие значения, чем максимальные значения наиболее крупных оптических элементов, применяемых для высокомошных лазерных комплексов. Однако по нашему мнению, этот недостаток не является принципиальным. Эта проблема легко решается математической «сшивкой» данных, полученных из нескольких измерений путем смещения образца в пределах апертуры интерферометра. Если учесть, что объем и масса конструкций интерферометра, а вместе с ним и его стоимость растет пропорционально 3-ей степени их линейной апертуры, то упомянутым недостатком легко пренебречь.

2) Достигнутое в интерферометре WYKO латеральное разрешение и способ его получения вполне оправданы. Однако интерферометр не обладает возможностью контроля поверхностей плоскопараллельных образцов. Такой возможностью обладает интерферометр ZYGO, но он не имеет второго канала с более высоким пространственным разрешением.

3) Оба интерферометра, по мнению специалистов ЛЗОС, обладают низкой виброустойчивостью, препятствующей их использованию в «цеховых» условиях.

4) Общим недостатком обоих интерферометров является невысокая абсолютная точность измерений, связанная с отсутствием калиброванных эталонных пластин.

5.2 Модернизация стартовой части петаваттного лазерного комплекса PEARL

В лазерной системе PEARL для накачки параметрических каскадов усиления широкополосного импульса используется стеклянный лазер на Nd:Glass, стартовой частью которой является одночастотный лазерный задающий генератор на модуляции добротности [90]. Сложность построения параметрической накачки заключается в необходимости обеспечения исключительной, с точки зрения электроники, синхронизации сигнального импульса и импульса накачки (джиттер менее 50 пс). Поскольку затравка, рождающаяся в результате спонтанной эмиссии из среды с инверсией населенностей, например Nd:YLF, а число обходов по резонатору достигает десятков и даже сотен, и на скорость развития генерации влияют малейшие отличия в начальных условиях.

Таким образом перед нами стоит задача избавиться от двух основных недостатков существующей стартовой системы на модуляции добротности: нестабильность амплитуды, связанной с большим джиттером развития гигантского импульса относительно момента модуляции добротности и невозможность управлять временной огибающей импульса.

Среди возможных кандидатов на технологию управления огибающей импульса можно выделить электрооптические и спектральные методы. Первый подразумевает использование быстрого электрооптического модулятора добротности на ниобате-лития [91]. Второй - использование широкополосного чирпированного импульса накачки и управление огибающей в спектральном домене. Кроме этого решающим фактором может стать тип накачки активного элемента. Диодная накачка обладает рядом преимуществ, основные из которых это высокая стабильность и минимальные тепловая нагрузка элементов, при аналогичном гейне. Более того, диодная накачка принципиально позволяет перейти на существенно более высокие

частоты повторения, вплоть до килогерц. В то же время ламповая накачка гораздо дешевле и может обеспечить коэффициенты усиления, сложно достижимые с диодной накачкой. Ценой этому является низкая стабильность и высокое тепловыделение в элементах схемы, приводящие заметным ограничениям в частоте повторения.

Методы нельзя рассматривать безотносительно принципиальных схем для систем, построенных на описанных принципах. При этом, необходимо учитывать не только возможность быстро построить, но и экономическую целесообразность, а также возможность эффективного управления временной огибающей. Принципиальными в данном контексте становятся такие параметры, как временное разрешение, коэффициент экстинкции и энергетика затравочного импульса, степень модернизации необходимая для реализации конкретной схемы. Поэтому, начнем с описания принципиальных моментов существующей схемы.

Существующая схема.

Существующая стартовая часть, это импульсный лазерный источник, построенный по принципу модуляции добротности. Принципиальная схема такого источника представлена на Рис. 1№№№

Рис. 9

Принцип работы источника досконально изложен в работе [Катин, 2003]. Важными, для обоснования выбора направления исследования являются следующие моменты:

1. Лазерный источник работает по принципу модуляции добротности.
2. Модуляция добротности осуществляется внутрирезонаторной ячейкой Поккельса, драйвер которой способен обеспечивать фронт с характерной длительностью порядка 2 нс.

3. В качестве активного элемента используется 10 см стержень из кристаллического ND:YLF, вырезанного в сигма ориентации.
4. Накачка активного элемента осуществляется газоразрядными лампами накачки, ориентированными вдоль активного элемента и помещены в отражательный квантрон, для увеличения эффективности накачки.
5. Затравкой для рабочей моды излучения является импульс свободной генерации, рождающийся в системе в режиме с пониженной добротностью.
6. Селекция поперечных мод осуществляется при помощи диафрагм.
7. Источник работает в одномодовом режиме. Дискриминация всех продольных мод кроме одной происходит за счет использования двух эталонов Фабри-Перо, помещенных внутри резонатора.
8. Использование эталонов Фабри-Перо сопряжено с низкой стабильностью источника и с необходимостью утомительной ежедневной рутинной подстройки.
9. Нестабильность резонатора и импульсов накачки разрядных ламп приводит к существенному (до 5 нс) джиттеру гигантского импульса относительно момента модуляции добротности.
10. Снижение джиттера импульса относительно момента модуляции добротности происходит за счет использования дополнительной ячейки Поккельса, расположенной вне резонатора, и осуществляющей вырезание из гигантского импульса длительностью 15 нс импульс с длительностью ~ 1 нс, но с джиттером, который определяется возможностями электротехнической схемы сопровождения – 50ps согласно работе [катин,2003]

11.Ценой за компенсацию джиттера путем срабатывания внерезонаторной ячейки Поккельса является низкая стабильность энергии импульса, поскольку из-за присутствия заметного джиттера импульса гиганта относительно вырезающего, вырезание происходит из разных областей импульса.

12.Несмотря на то, что после процедуры вырезания джиттер системы определяется исключительно электротехническими особенностями, джиттер остается на слабоудовлетворительном уровне. Это приводит к заметным вариациям спектра фемтосекундного импульса от выстрела к выстрелу.

Исходя из вышеперечисленного, основными недостатками стартовой части, избавление от которых является первоочередными задачами проекта, являются.

1. Низкая стабильность энергии стартовой части накачки, и как следствие, низкая стабильность энергии фемтосекундного импульса
2. Остаточный джиттер между стартовой частью и сигнальным импульсом, приводящий к вариациям спектра и, как следствие, длительности фемтосекундного импульса.
3. Низкая частота повторения, связанная с использованием ламповой накачки.
4. Отсутствие возможности управления огибающей импульса накачки. Управление огибающей позволяет оптимизировать коэффициент генерации второй гармоники, и таким образом, увеличивать коэффициент параметрического усиления и увеличивать выходную энергию силового фемтосекундного импульса.

Существуют несколько подходов к устранению недостатков стартовой части.

Параметры существующей схемы

Существует стартовая часть с модуляции добротности с параметрами:

- длина волны -1054нм,
- длительность - 1 нс,
- энергия в импульсе- 1 мДж,
- частота повторения 1 Гц,
- возможность управления огибающей – отсутствует,
- типичная стабильность энергии - 20%
- типичная стабильность спектра – 20%

Подход 1. Минималистический. Переход на диодную торцевую накачку и переход на схему модуляции добротности со сбросом.

Стартовая часть на модуляции добротности, не смотря на то что по современным меркам весьма устарела идеологически, с точки зрения простоты, остается весьма привлекательной. Существует подход к модернизации стартовой части, позволяющий оставить сохранить основные принципы модуляции добротности, но перейти на торцевую диодную накачку и адаптировать логику работы схемы к неизбежно меньшему гейну в активном элементе. Дело в том, что при использовании торцевой накачки, не смотря на заведомо более высокую энергоэффективность, затруднительно создать большой коэффициент усиления. Радиальная накачка, за счет геометрии элемента, позволяет создавать инверсию с квазиоднородным распределением вдоль довольно длинных активных элементов, что и является основной причиной достижимости высокого коэффициента усиления. Ценой этому является создание существенной инверсии населенности во всем сечении активного элемента. Прокачка (создание

инверсии населенностей) всего элемента лишена смысла, поскольку мода обычно локализована в центре сечения.

Переход на торцевую диодную накачку позволяет, сохраняя фундамент логики работы схемы, улучшить такие параметры как стабильность спектра и энергии до величин порядка 1%, а также, увеличить частоту повторения до 20-50 Гц.

Переход на торцевую накачку сопряжен с меньшим коэффициентом усиления по слабому сигналу, из-за невозможности создавать инверсию на всей протяженности длинных стержневых элементов и сравнительно малой пиковой мощности диодных источников, не способных за время жизни возбужденного состояния активной среды создать необходимую инверсию населенностей.

Безусловно, существуют подходы в котором радиальная накачка сохраняется, а разрядные лампы заменяются множеством диодных линеек, помещенных в специально разработанных квантрон. Но этот вариант подразумевает заметно большую стоимость, сопряженную с использованием специального квантрона и необходимостью накачивать весь активный элемент. Поскольку, оптическая накачка вводится через образующую активного элемента, то при прокачке центральной области, неизбежно накачивается и периферия активного элемента, что приводит к на порядок большим энергиями накачки и дополнительным проблемам, связанным со спонтанной эмиссией из областей активного элемента, расположенным вне прохождения моды. Иными словами, инверсия населенностей, создаваемая в периферийных областях активного элемента, приводит не только к дополнительным энергетическим затратам, но и к ряду эффектов, дополнительно приводящих к потерям в энергии генерируемого импульса. Основываясь на идеях, приведенных выше, мы отказались от схемы с радиальной накачкой еще на этапе разработки проекта.

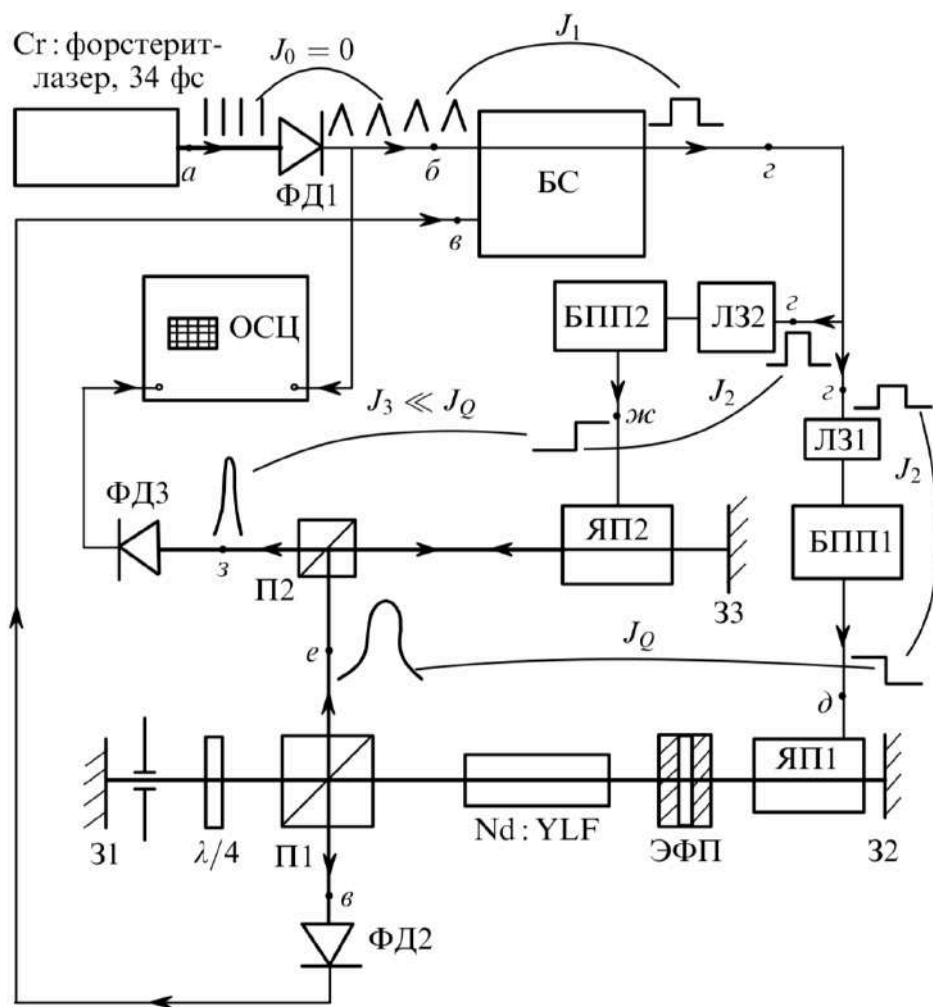


Рис. 10 Принципиальная работа схемы с модуляцией добротности, исходно используемая в лазерном комплексе PEARL в качестве стартовой системы.

Таким образом, стало очевидным, что в проекте необходимо реализация источника с модуляцией добротности, но должна быть осуществлен переход на торцевую диодную накачку. В то же время, инверсии населенностей в активном элементе (коэффициента усиления по слабому сигналу) недостаточно для реализации исходной схемы, описанной в работе [91]. Дело в том, что в исходной схеме в режиме модуляции добротности генерируется импульс с длительностью порядка 15 нс и энергией около 20 мДж, а затем из него вырезается, при помощи внрезонаторной ячейки Поккельса импульс дилиной 1 нс и энергией около 1 мДж. При этом почти 95% энергии импульса уходит в дренаж. Такая схема весьма расточительна, в случае существования дефицита коэффициента усиления по слабому сигналу.

Однако, существует другая схема, частично решающая проблемы с дефицита накачки – это так называемая схема «со сбросом». Схема со сбросом подразумевает кроме модуляции добротности, приводящей к генерации гигантского импульса, еще один дополнительный логических элемент, осуществляющий вывод излучения из резонатора. Таким элементом может стать дополнительная ячейка Поккельса, помещенная в резонатор. На практике же, обычно используется единственная внутрирезонаторная ячейка, но подсоединенная к двум электрическим драйверам (импульсным источникам напряжения), каждый из которых отвечает за модуляцию добротности и сброс оптической энергии из резонатора, соответственно. При этом, в пренебрежении временем срабатывания ЯП, оптический импульс высвобождается из резонатора за единственных обход по резонатору.

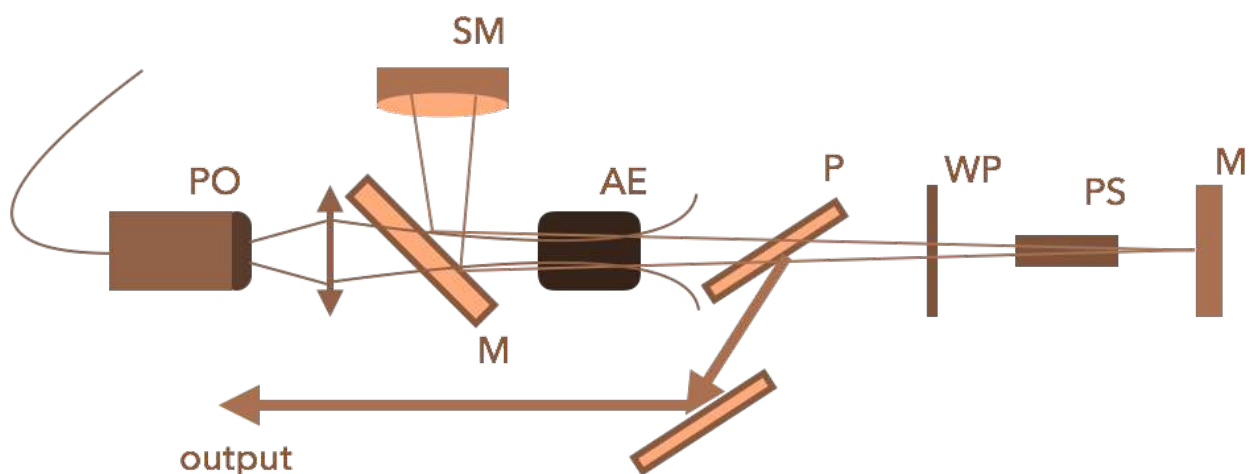


Рис. 11 Принципиальная схема работы лазерного источника на модуляции добротности со сбросом.

На этапе проектирования стартовой части длину резонатора, а значит и длительность генерируемого в режиме «сброса» импульса, можно регулировать. Однако, не стоит забывать, что длина резонатора – это не свободный параметр. Длина резонатора, также, определяет всю динамику развития гигантского импульса, а также влияет на диаметр моды в активном элементе при сохранении устойчивости резонатора. Таким образом, стоит помнить, что слишком короткий резонатор может быть сопряжен со слишком

маленьким диаметром моды в плоскости активного элемента, что влечет за собой необходимость более острой фокусировки излучения накачки и большим температурным градиентам, и большей лучевой нагрузке на активный элемент, приводящей к быстрому пробному выходу из строя оптической схемы. Тем не менее с точки зрения оптимизации энергии импульса, наиболее выгодной является ситуация, в которой оптическая длина обхода по резонатору составляет длину, соответствующую необходимой длительности импульса 1нс, т.е около 30 см.

В данной схеме форма временной огибающей импульса может управляться за счет профилирования высоковольтного напряжения на ячейке Поккельса, осуществляющей сброс излучения из резонатора. Стоит отметить, что задача профилирования излучения с амплитудой в несколько киловольт с временным разрешением 50пс на современном уровне технологии вряд ли может быть решена в рамках финансирования проекта, поэтому, единственной возможностью остается регулировка длительности лавинного переходного процесса, отвечающего за переключение ячейки. Иными словами, фронт импульса можно сделать чуть более крутым, или чуть более пологим. Вариативность такого подхода в плане управления огибающей остается весьма ограниченной. Тем не менее это с лихвой компенсируется простотой схемы и достаточно большой выходной энергией ~1мДж в 1 нс, доступной без применения дополнительных усилительных каскадов.

Подход 2. Управление огибающей импульса накачки посредством сверхбыстрого электрооптического модулятора.

Системный подход к выбору направления исследования подразумевает формулировку всех преимуществ и недостатков рассматриваемого подхода.

Исходную схему предлагается заменить на связку, состоящую из

(1) непрерывного одномодового лазерного источника (500 мВт)

(2) электрооптического модулятора на ниобате лития, (1-10нс, 500 пДж, управляемая огибающая)

(3) волоконный усилитель до уровня 1 мкДж. (частота следования импульсов до 3 МГц)

(4) регенеративный усилитель до уровня 1 мДж (частота следования импульсов до 1 КГц)

Рис. №3. Принципиальная схема стартовой части на основе быстрого электрооптического модулятора амплитуды.

Видно, что предполагаемая схема существенно сложнее исходной, однако, реализована возможность управления огибающей, более высокая частота повторения, повышена общая стабильность системы.

Очевидным преимуществом является возможность гибкого управления временной огибающей импульса и возможность перехода на достаточно высокую частоту повторения. Однако, отметим, что существующие электрооптические модуляторы способны работать только с очень умеренной пиковой мощностью, соответствующей пикоджоульной энергии в импульсе. Импульс с такой энергией, согласно требованиям лазера накачки, необходимо усиливать до милиджоульного уровня, что не очень просто из-за необходимости обеспечить коэффициент усиления в 5-6 порядков, что достижимо в системах с прямым лазерным усилением только при большом числе проходов через активный элемент.

Другим недостатком этого подхода является стоимость и принципиальная сложность используемых технологий. Дело в том, что весьма сложной и дорогостоящей частью является электрический генератор произвольных импульсов с временным разрешением 50 пс, что соответствует частоте дискретизации ~ 20 ГГц. Стоимость таких электрических источников составляет сотни тысяч Евро. Кроме этого такие источники весьма чувствительны к электрическим наводкам. Электрически наводки на

лазерном комплексе, где установлены разрядные блоки для ламп накачки стеклянного лазера с напряжением в десятки киловольт и запасенной энергией порядка МДж, неизбежны.

Второй проблемой подхода является необходимость использования промежуточного (в данном случае регенеративного) усилителя на длину волны 1054нм. Регенеративный усилитель предъявляет повышенные требования к стабильности оптических элементов и резонатора, что сопряжено с существенными временными финансовыми затратами на разработку и изготовление.

Тем не менее, не смотря на трудоёмкость и дороговизну метода, итоговый результат может быть очень хорошим (стабильная генерация импульсов с нужными параметрами на высокой, частоте повторения). Стоит, правда, отметить, что электрическая синхронизация не может обеспечивать джиттер лучше 30 пс, а значит вариации в спектре на уровне 3-5% неизбежны, даже в случае идеальной настройки схемы и нейтрализации всех наводок.

Подход 3. Прогрессивный. Оптическая синхронизация сигнально импульса с импульсом накачки. Переход на широкополосную chirпированную накачку – спектральное управление огибающей импульса.

В параметрических системах с электрической синхронизацией невозможно достижение точного совпадения сигнального импульса и импульса накачки, что неизбежно приводит к вариациям в энергетике и спектре выходного импульса. Более того, проблемы с электрическими наводками могут приводить к серьезным сбоям в работе даже идеально налаженной системы. Поэтому, очевидным решением этой проблемы является переход на систему с оптической синхронизацией.

Оптическая синхронизация заключается в использовании в качестве затравочного импульса для сигнала и для накачки, разных частей спектра одного и того же оптического импульса. Ключевым элементом при таком

подходе является сверхширокополосный источник оптических импульсов. Хорошим кандидатом на роль такого источника является нелинейный механизм генерации суперконтинуума. При этом спектрально ограниченный лазерный импульс с длительностью в несколько сотен фемтосекунд и энергией порядка 5 мкДж фокусируется в нелинейный оптический элемент. В качестве такого элемента может выступать, например, полое стеклянное волокно или нелинейный оптический кристалл. При этом в среде образуется уединенное решение типа солитона, спектр которого может быть в десятки раз шире, чем спектр исходного импульса. Более того возникают как стоксовы, так и антистоксовы компоненты - спектр простирается в обе стороны от спектра исходного импульса. Поскольку обогащенный спектр обычно покрывает несколько октав, то разные части спектра могут служить затравками как для сигнального (910нм), так и для импульса накачки (1054нм) на лазере PEARL. При этом, сигнал и накачка будут идеально синхронизованы, поскольку будут являться по сути частями одного и того же импульса.

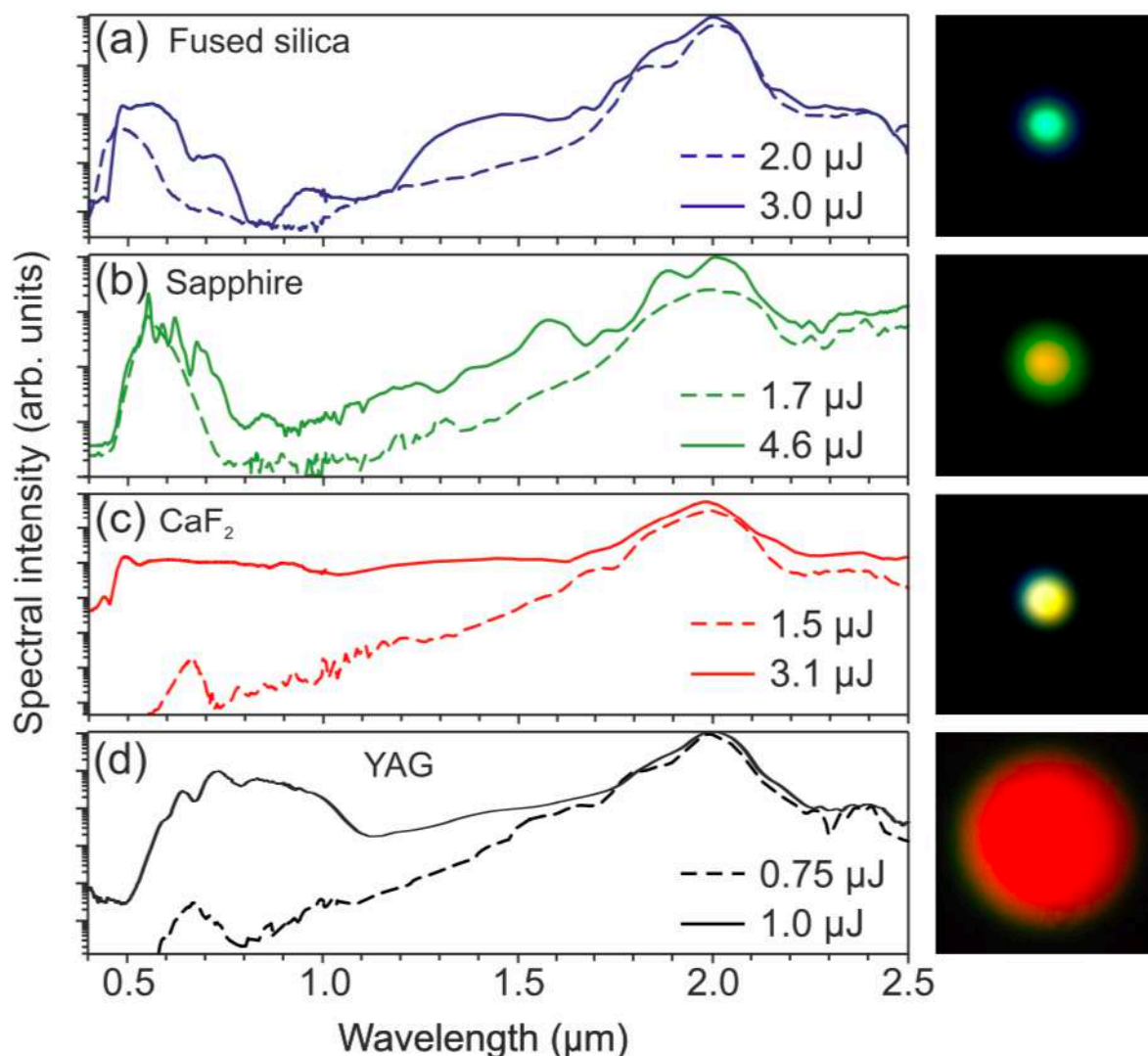


Рис. 12. Спектра белого цвета, полученного в результате генерации суперконтинуума.

При переходе на оптическую синхронизацию, при помощи использования нелинейного механизма генерации суперконтинуума, доступной становится еще одна технология, позволяющая управление временной огибающей импульса без использования дорогостоящих генераторов оптических импульсов с временным разрешением 50пс. В рамках проекта планируется переход на chirpированную накачку, что позволит управлять временной огибающей импульса во временном домене. Действительно, chirpированный оптический импульс несет в себе линейную частотную модуляцию, таким образом, что управление амплитудой спектральных компонентов приводит к модуляции амплитуды

соответствующего временного интервала в импульсе. При этом, для спектрально ограниченного импульса такой метод неприменим. Предполагаемая схема управления временной огибающей представлена на Рис. 13

Experimental approbation

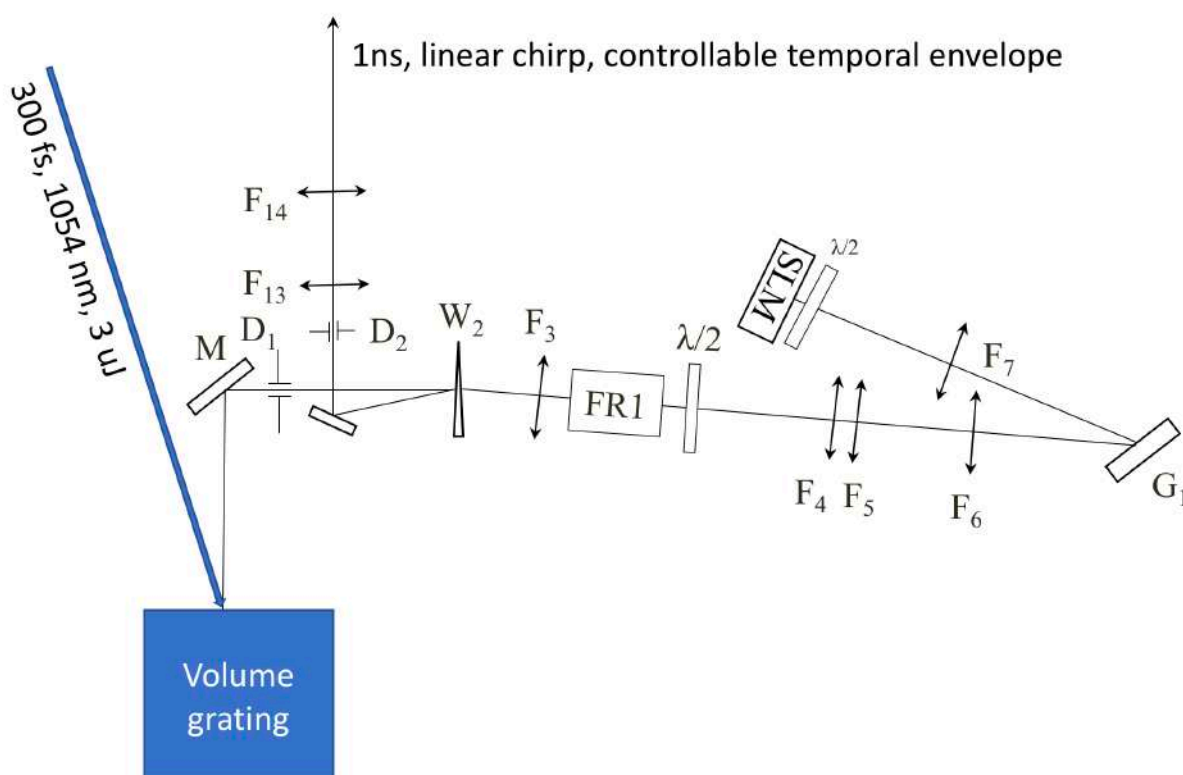


Рис. 13 Принципиальная схема по управлению временной огибающей chirпированного импульса при помощи SLM.

Удобство такого метода заключается в отсутствии необходимости генерации электрических импульсов с фронтами на уровне десятков пикосекунд, что находится на пределе частот достижимых в электронике, в то время, как получение резких оптических фронтов длительностью до 50 фс в спектральном домене происходит в стационарной электрической схеме.

Основой метода является дисперсионный оптический элемент, такой как дифракционная решетка, которая создает так называемый «пространственный chirп». Дифракционная решетка обеспечивает разные

углы дифракции для разных спектральных компонент, составляющих импульс, таким образом, что в некоторой плоскости локальная частота зависит от поперечной координаты. В эту плоскость помещается SLM (пространственный модулятор света). Пространственным модулятором света обеспечивается модуляция амплитуды различных спектральных компонент. После повторного отражения от дифракционной решетки, при котором пространственный чирп компенсируется, на выходе системы получается чирпированный импульс, временная огибающая которого изменилась. Причем, временная модуляция амплитуды будет по форме совпадать со внесённой SLM пространственной модуляцией в плоскости с пространственным чирпом.

В аспекте модернизации лазерного комплекса PEARL к подходу возникают следующие требования.

1. Спектральная ширина чирпированного импульса не должна превышать 1 нм, для сохранения коэффициента усиления в последующих силовых каскадах на неодимовом стекле.
2. Центральная частота чирпированного импульса должна соответствовать центру линии усиления неодимового стекла – 1054 нм.
3. В то же время с точки зрения генерации затравки параметрического сигнала из суперконтинуума присутствуют одни плюсы:
4. Энергия лазерного импульса, после вырезания нужной части спектра (910±50 нм) из сгенерированного белого света, будет соответствовать энергетике существующей фемтосекундной стартовой части лазера PEARL.
5. Нелинейный процесс генерации суперконтинуума способен обеспечить исходную ширину спектра больше, чем доступна с

существующем фемтосекундным источником, основанном на активном элементе из Ti:Sapphire.

Таким образом, затравочный сигнальный импульс может быть инжектирован из системы генерации белого света непосредственно в существующий оптический тракт, сразу после фемтосекундного задающего генератора.

5.3 Разработка технологий и модернизация лазерного наносекундного усилителя на неодимовом стекле

Ранее нами был предложен способ значительного уменьшения искажений формы импульса в лазерном усилителе, работающем в режиме насыщения [114]. Идея метода заключается в разбиении входного импульса на две (или более) реплики, что, как было показано в статье, приводит к значительному уменьшению искажений формы импульса, в том числе в многокаскадных усилителях. Был введён параметр искажений формы, удобный для расчета оптических схем, позволяющих минимизировать искажения при формировании прямоугольного выходного импульса. Теоретически показано, что остаточные искажения, при разбиении входного импульса на N реплик, равны корню N – ной степени из исходного коэффициента искажений, т.е. значительно уменьшаются для усилителей, работающих в режиме сильного насыщения. Эффективность предложенного метода продемонстрирована на примере расчета многокаскадного усилителя на неодимовом стекле, используемого в качестве накачки в существующем лазерном комплексе PEARL, однако полномасштабные экспериментальные исследования требовали больших финансовых вложений и потому не были проведены.

5.4 Разработка методов подавления магнитогидродинамических неустойчивостей при лазерном обжати термоядерной мишени посредством наложения сильного внешнего магнитного поля.

Исходя из анализа имеющихся в настоящее время данных о последних достижениях в ЛТС следует сделать вывод о необходимости поиска альтернативных методов достижения задач развития безопасной и экологически чистой энергетики. Представляется, что широкие возможности на этом пути предоставляются технологией совместного использования ядерных источников, основанных на реакциях деления и синтеза, т.е. т.н. гибридной технологией. Гибридные системы используют быстрые термоядерные нейтроны для инициации ядерных реакций деления таких материалов, использование которых в традиционных ядерных реакторах невозможно, включая, например, природный уран, отработанное ядерное топливо и т.п. Подобные системы являются новым шагом как в создании безопасной ядерной энергетики, так и в развитии методов безопасной и экономически выгодной утилизации ядерных отходов.

До настоящего времени развитие гибридных реакторов рассматривалось преимущественно с точки зрения утилизации ядерных отходов, однако создание эффективных источников термоядерных нейтронов может серьезно поставить вопрос и об энергетической эффективности гибридного реактора. Впервые возможность создания гибридного реактора (ГР) на основе инерциального лазерного термоядерного синтеза предложена в работе [113], однако возможность технической реализации подобного реактора появилась только в последнее время в связи с созданием лазерных установок большой мощности и разработкой технологии изготовления термоядерных мишеней. Следует отметить, что в гибридной схеме термоядерная часть используется только в качестве эффективного источника термоядерных нейтронов, что существенно снижает требования системе ЛТС

и делает возможным использование современных мультикилоджоульных систем.

Недавние тенденции в физике ЛТС, направленные на увеличение симметрии обжатия мишеней и уменьшением потерь энергии из мишени, связанных с нелокальной теплопроводностью (в первую очередь вследствие генерации высокоэнергичных электронов), базируются на использовании газонаполненных хольраумов и помещении хольраумов в сильное магнитное поле. Подобные методы, активно разрабатываемые в последнее время, хотя и не привели к зажиганию термоядерного процесса, но позволили достичь заметного увеличения выхода нейтронов.

Идея использования газонаполненных хольраумов связана со следующим. Было показано, что плазма, вылетающая со стенок хольраума (изготовленного из тяжелых элементов, обычно золота или урана) внутрь объема хольраума, приводит к тому, что область поглощения лазерного излучения сдвигается, что изменяет пространственное распределение генерируемого рентгеновского излучения и приводит к несимметрии при обжатии мишени [102,103,104]. Кроме того, плазма быстро заполняет внутреннюю часть изначально пустого (оптически тонкого) хольраума, что приводит к формированию плотной плазмы на оси хольраума; эта плазма имеет высокое давление и также может асимметрично сжимать мишень.

Для достижения требуемой симметрии обжатия необходимо минимизировать движение области, являющейся источником рентгеновского излучения, т.е. минимизировать движение плазмы, вылетающей с хольраума и имеющей критическую концентрацию. Заполнение хольраума легкими газами является основным методом для достижения этой цели; этот метод, в частности, использовался в рамках кампании по термоядерному зажиганию на NIF [94-98]. Хольраумы заполнялись гелием при давлении порядка 0,4 атм (что, в условиях полной ионизации, соответствует 0,04 критической

концентрации). Вместе с тем, было показано, что даже в этих условиях поток плазмы со стенок вглубь хольраума не останавливается легким газом, но вследствие развития неустойчивостей Рэля-Тейлора, потоки тяжелого газа проникают сквозь легкий газ в виде струй. Таким образом, заполнение хольраума легким газом не приводит к желаемому эффекту изотропизации нагрева. Более того, наличие газа в хольрауме приводит к усилению начальных неоднородностей в поперечной структуре пучка вследствие развития самофокусирующихся неустойчивостей [14m105] даже при использовании фазовых корректоров со случайной фазой [106,107]. В результате, поиск методов изотропизации обжатия мишени до сих пор является актуальной задачей ЛТС.

Возможности использования замагниченных мишеней в схемах лазерного термоядерного синтеза обсуждаются уже достаточно давно [108]. Основной целью подобных исследований является задача замагничивания ионов в термоядерном топливе и, как следствие, увеличение их температуры [109], уменьшения электронной теплопроводности [110] и подавление гидродинамических неустойчивостей [111]. Вместе с тем, использование внешнего магнитного поля должно приводить также к уменьшению скорости гидродинамического расширения плазмы, образующейся при облучении мишени или стенки хольраума мощным лазерным излучением, что потенциально может существенно изменить режимы лазерно-плазменного взаимодействия в ходе экспериментов по инерционному термоядерному синтезу, приводя к подавлению лазерно-плазменных неустойчивостей и улучшая, тем самым, режимы обжатия термоядерной мишени. Экспериментальные исследования, проведенные на установке NIF (LLNL, USA) и направленные на демонстрацию контролируемого зажигания термоядерного топлива [95], столкнулись с рядом трудностей, которые не позволили достичь заявленных целей и на решение которых в настоящее

время направлено огромное внимание всего лазерно-плазменного сообщества. Эти трудности не ограничиваются гидродинамическими неустойчивостями в топливной мишени, которые приводят к плохому режиму обжата и которые могут быть уменьшены замагничиванием мишени, т.е. помещением ее в затравочное магнитное поле напряженностью несколько десятков Тесла [111,112]. Значительная часть трудностей при достижении управляемого лазерного термоядерного синтеза связаны с развитием лазерно-плазменных неустойчивостей, ухудшающих передачу энергии от лазерного излучения к мишени. В схеме непрямого нагрева, развитие лазерно-плазменных неустойчивостей (в частности, филаментация лазерного излучения) не только ухудшает волновой фронт и фокусировку лазерного излучения, но может приводить к значительным (до 40%) потерям энергии лазерного излучения до того, как оно достигнет стенки хольраума. Формирование плазмы в объеме хольраума и, соответственно, развитие лазерно-плазменных неустойчивостей связано не только с абляцией вещества с его стенок, сколько с наличием в хольрауме буферного газа, призванного затормозить разлет абляционной плазмы и предотвратить ее попадание на термоядерную мишень до окончания обжата и инициации термоядерной реакции. Таким образом, любые методы, которые могут затормозить разлет абляционной плазмы со стенок хольраума и, тем самым, потенциально могут привести к уменьшению концентрации буферного газа (или, в идеале, к полному избавлению от него), будут важным шагом на пути к подавлению развития лазерно-плазменных неустойчивостей в хольрауме и, следовательно, на пути к достижению лазерного термояда. Отметим, что генерация сильного внешнего магнитного поля в реальных условиях компактного хольраума может осуществляться как с помощью использования компактных соленоидов (что уже использовалось на установке NIF), так и лазерными методами [113].

Задача построения гибридного реактора, как уже отмечалось выше, не требует достижения высоких степеней обжатия термоядерных мишеней (до уровней, необходимых для задач зажигания, недостижимых в настоящее время); для исследовательских задач, рассматриваемых в рамках настоящего проекта, вполне подходит тот технологический уровень ЛТС, который достигнут к настоящему времени. Основной задачей и основным требованием к ЛТС источнику становится его эффективность как источника нейтронов. Здесь следует отметить, что магнитный ЛТС оказывается одним из наиболее эффективных направлений развития ЛТС. Действительно, было показано, что помещение хольраума в затравочное магнитное поле напряженностью порядка нескольких Тл приводит к увеличению выхода нейтронов на 30% [100]. Именно работа в направлении лабораторного моделирования физики лазерно-плазменного взаимодействия в замагниченных хольраумах и составляет суть одной из задач в рамках настоящего проекта.

6. Выбор направления исследований

6.1 Разработка методов дистанционной диагностики качества оптических поверхностей

В предыдущих разделах был представлен перечень наиболее значимых широкоапертурных оптических элементов, характерных почти для всех уже реализованных и планируемых проектов по созданию мощных лазерных комплексов. Из перечня элементов и требованиям к ним, приведенным в таблице 1, мы создали сводную таблицу 3 требований к широкоапертурным оптическим интерферометрам, способным максимально полно удовлетворять требованиям на метрологические средства контроля оптики мощных лазерных комплексов.

Размерный диапазон в пределах которого требуется контролировать параметры оптических элементов (от 1 м до 0,01 мм) слишком широк, чтобы его можно было обеспечить одним интерференционным измерителем. Известно, что количество пикселей современных матричных приемников, пригодных для метрологического применения не превышает 2024x2024. Диапазон контролируемых масштабов примерно на два порядка больше и составляет $\sim 10^5$.

Проблема могла быть решена за счет создания в одном интерферометрическом комплексе одновременно 2-х каналов, как это было сделано в интерферометре WYKO. Однако таким способом можно охватить 3 из 4 требуемых диапазонов. Контроль в 4 (IV) диапазоне требует существенно отличных конструктивных решений, нежели это необходимо при контроле в диапазоне ~ 1 м. Поэтому представляется, что выбор контролируемых диапазонов, сделанный авторами разработки WYKO, вполне оправдан.

Из необходимости контроля не только профилей поверхностей, но и однородности материалов, из которых изготавливаются оптические элементы, становится совершенно очевидной необходимость использования кюветной конструкции узла образцов, состоящей из двух эталонных элементов вместо одного, как это используется в классической схеме интерферометра Физо.

Наличие в наборе основной лазерной оптики сферических элементов делает необходимой разработку или специального интерферометра, например, по схемам Тваймана-Грина, или дополнительной конструкции, последовательно расположенной к кюветной системе для контроля плоских образцов.

Достаточно очевидны различия в требованиях к интерферометрам для входного и выходного контроля после изготовления оптических элементов и к интерферометрам, предназначенным для контроля технологий

изготовления. В первом случае возможно применение интерферометров с меньшей апертурой, не превышающей 630 мм (24 дюйма), поскольку самый габаритный оптический элемент, слэб из фосфатного стекла, может контролироваться под углом Брюстера. В результате эффекта проекции для контроля достаточно обеспечить рабочее окно с квадратом 500x500 мм, что по диагонали дает 628 мм.

Во втором случае при отработке технологии производства, когда требуется разделение эффектов. Вызванных неоднородностью материала от эффектов несоответствия требованиям к качеству рабочих граней слэб должен располагаться перпендикулярно к падающему пучку зондирующего излучения. В этом случае диагональ контролируемого элемента (~1м) должна быть видна в полном ракурсе.

Что касается требуемой точности интерферометров, то она сильно отличается от диапазонов размерного спектра. Поскольку с интерферометрах, как правило, в лучшем случае указывается лишь максимальная ошибка, то мы должны применять ее для всех размерных диапазонов. Это требование указано в колонке таблицы 3.

Различаются также требования на виброустойчивость интерферометров, предназначенных для входного контроля. В этом случае в ближайших к интерферометру зданиях и помещениях не должно быть источников сильных вибраций. В тоже время такие вибрации неизбежны на заводах изготовителях, оснащенных мощным станочным парком. Именно это обстоятельство и явилось причиной поиска сотрудниками ЛЗОС более вибростойкого базового блока.

Окончательное резюме, сделанное на основе сравнения требуемых качественных характеристик устройств с достигнутыми, может быть следующим. На сегодняшний день в мире нет широкоапертурного интерферометра, который по основным параметрам (точность, разрешение,

и виброустойчивость) удовлетворял необходимым требованиям. Тем не менее, было бы крайне желательно создание универсального интерферометра, удовлетворяющего вышеприведенным требованиям и устойчивого к вибрациям, включая, так называемые, «цеховые».

В таблице 6 представлены требования к широкоапертурному интерферометру для метрологического обеспечения программ создания высокомошных лазерных систем.

На рисунке 10 представлена предварительная принципиальная схема широкоапертурного интерферометра фазового сдвига. Во-первых, представляется оправданным ограничение рабочей апертуры интерферометра значением 630 мм. Во-вторых, для обеспечения разрешения в третьем (III) диапазоне целесообразно снабдить интерферометр двумя интерференционными каналами, отличающимися линейными разрешениями в латеральной плоскости образца. В-третьих, интерферометр должен быть снабжен источником высоко когерентным зондирующего излучения с модулируемой частотой для модуляции фазы интерферограмм. Схема должна включать в себя следующие основные элементы: S1 – источник излучения (лазер с модулированной частотой), F1 – световод, S – точечный источник излучения (выход одномодового световода), M – поворотное полупрозрачное зеркало, L1 – расширитель пучка, L2 – коллиматор, TF – прозрачная эталонная пластина, T – исследуемый образец, RF – отражающая эталонная пластина, BS – светоделитель, D1 и D2 – угловые фильтры, O2, O3 – выходные объективы, CCD1 и CCD2 – матричные фотоприемники, PC – персональный компьютер.

Таблица 4 Требования к широкоапертурному интерферометру.

№ пп	Наименование	Значение
1.	Контролируемая апертура - в первом канале - во втором канале	~ 630 мм ~100 мм
2.	Латеральное разрешение	не менее 0,25 мм
3.	Абсолютная точность измерений	~ 1 нм (RMS)
4.	Технология измерений	Фазосмещающая технология
5.	Ориентация	Горизонтальная
6.	Длина кюветы	~1,3 м от прозрачной эталонной пластины до второй эталонной пластины
7.	Возможность контроля плоскопараллельных пластин	обязательна
8.	Возможность контроля однородности материала образцов	обязательна
9.	Защита от вибраций	Плавающий оптический стол + специализированный софт
10.	Возможность модификации схемы для	желательна

	контроля сферических элементов	
--	-----------------------------------	--

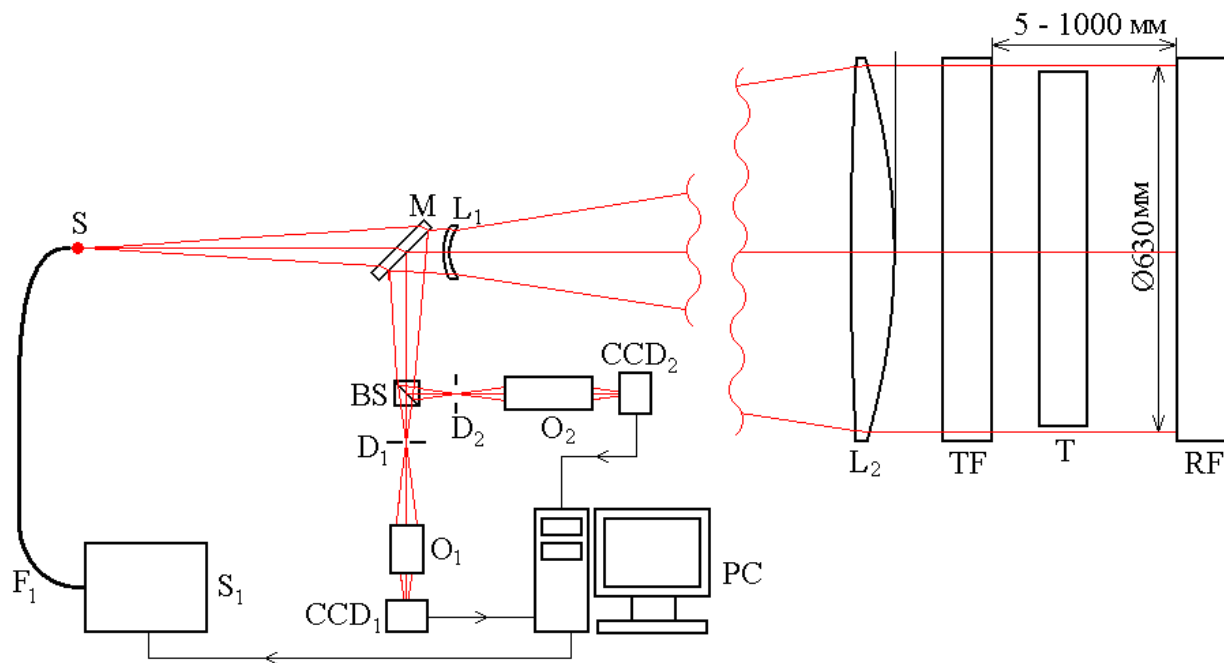


Рис. 14- Оптическая схема широкоапертурного интерферометра фазового сдвига. S1 – источник излучения (лазер с модулированной частотой), F1 – световод, S – точечный источник излучения (выход одномодового световода), M – поворотное полупрозрачное зеркало, L1 – расширитель пучка, L2- коллиматор, TF – прозрачная эталонная пластина, T – исследуемый образец, RF – отражающая эталонная пластина, BS – светоделитель, D1 и D2 – угловые фильтры, O2, O3 – выходные объективы, CCD1 и CCD2 – матричные фотоприемники, PC – персональный компьютер.

6.2 Модернизация стартовой части петаваттного лазерного комплекса PEARL

Таким образом, производят сопоставление преимуществ и недостатков предложенных подходов можно сделать следующие выводы:

1. Для реализации модернизации стартовой наносекундной части на принципах модуляции добротности наиболее оптимальным является подход с переходом на торцевую накачку и использованием лазерного источника на модуляции

добротности, действующего по схеме «со сбросом». Такой подход обеспечит с одной стороны существенное (лучше 0,5%) повышение стабильности источника, с другой стороны, переход на более высокую (до 100Гц) частоту повторения.

2. Для реализации системы управления временной огибающей наносекундного импульса накачки наиболее простым и менее затратным является переход на chirпированную накачку с управлением временной огибающей в спектральном домене. При этом перелагается в качестве источника использовать генератор белого света на основе нелинейного механизма генерации суперконтинуума. Такой подход не только обеспечит беспрецедентно малые, для электрооптического формирования огибающей, длительности фронтов управляемой временной огибающей, но и позволяет добиться оптической синхронизации за счет использования, разных спектральных областей суперконтинуума в качестве затравки как для сигнального импульса, так и для импульса параметрической накачки.

6.3 Разработка технологий и модернизация лазерного наносекундного усилителя на неодимовом стекле

Одним из направлений исследований было повышение КПД работы оконечного каскада параметрического усилителя комплекса PEARL. Для этого желательно использовать в качестве накачки квазипрямоугольный оптический импульс. Расчёты показывают, что в таком случае КПД может быть увеличен до тридцати пяти процентов, против существующих двадцати процентов. Учитывая, что для накачки параметрических каскадов усиления используется вторая гармоника неодимового лазера, дополнительным плюсом является повышение эффективности генерации второй гармоники. С

существующих в настоящее время пятидесяти шести – пятидесяти восьми процентов, до семидесяти четырёх – семидесяти шести процентов.

Другая проблема существующего комплекса это стабильность параметров выходного излучения: энергии импульса, длительности и спектра выходного излучения. Во многом это происходит из-за недостаточной синхронизация стретчированного сигнального импульса и импульса накачки. Длительность импульса накачки составляет 0,95 – 1,1 наносекунды, а длительность стретчированного сигнального импульса 0,45 наносекунды по полувысоте. Из-за того, что усилитель формирующий импульсы накачки работает в режиме сильного насыщения, довольно велик «накат» - смещение усиленного импульса, относительно импульса проходящего тот же оптический путь, но в режиме слабого усиления (при юстировке системы). Величина наката, в зависимости от параметров накачки и интенсивности входного импульса, может составлять величину 0,9 – 1,2 наносекунды. Однако это значение может быть значительно уменьшено, за счёт предкомпенсации длины оптического пути сигнального излучения. Вторым фактором влияющим на синхронизацию импульсов накачки и сигнального, является нестабильность времени формирования импульса задающего генератора, являющегося источником для неодимового усилителя. Что является прямым следствием ламповой накачки активного элемента генератора. Эта величина в существующей схеме не может быть менее пятидесяти пикосекунд. [130]

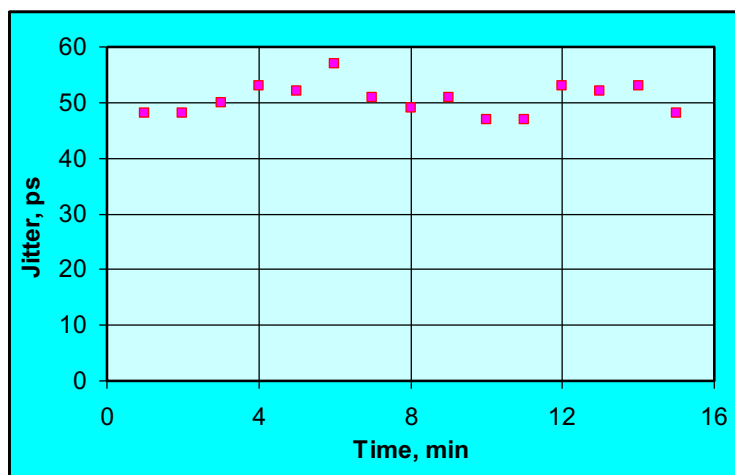


Рис. 15

Мы поставили перед собой задачу создания квазипрямоугольного оптического импульса длительностью одна наносекунда на длине волны 1054 нанометров, с энергией двести восемьдесят джоулей.

6.4 Разработка методов подавления магнитогидродинамических неустойчивостей при лазерном обжати термоядерной мишени посредством наложения сильного внешнего магнитного поля.

В рамках проекта будут исследоваться вопросы, направленные на развитие понимания процессов лазерно-плазменного взаимодействия в замагниченных хольраумах, а именно, на процессы генерации лазерной плазмы при облучении стенок хольраума лазерным излучением интенсивностью порядка 10^{13} Вт/см² во внешнем магнитном поле. Будут исследованы профили получающейся плазмы, определены скорости ее разлета. В частности, должен быть сделан вывод о возможности управления параметрами разлета плазмы с помощью магнитного поля с целью замедления заполнения внутреннего объема хольраума плазмой. В результате выполнения работ также должен быть сделан вывод о возможности избавления от буферного газа в хольрауме, что должно привести к подавлению ряда лазерно-плазменных неустойчивостей (в частности, предотвратить филаментацию лазерного излучения в буферном

газе) и, соответственно, улучшить волновой фронт и фокусировку лазерного излучения.

Основным методом исследования рассматриваемых процессов станет лабораторное моделирование. Следует отметить, что лазерная плазма, вылетающая со стенок хольраума, незамагничена (диамагнитна), т.е. вытесняет магнитное поле (разумной напряженности, порядка нескольких десятков Тл). Таким образом, задача по своей постановке сводится к известной задаче о взаимодействии облаков взрывающейся плазмы с магнитным полем или замагниченной фоновой плазмой [24]. Используя общепринятую классификацию можно определить направление наших работ как суб-альфвеновский разлет высокопроводящей плазмы. До настоящего времени детальных лабораторных исследований динамики взаимодействия слабозамагниченных плазменных потоков с внешним магнитным полем в рассматриваемых условиях не предпринималось.

В рамках настоящего проекта будут исследованы условия разлета плазмы, соответствующие условиям в замагниченном хольрауме. Плазма будет создаваться лазерным излучением интенсивностью от 10^{10} до 10^{15} Вт/см² во внешнем магнитном поле до 20 Тл. Характерные размеры ожидаемых плазменных структур в этом случае оказываются порядка 0,1-1 см, что вполне удобно исследовать в эксперименте. Исходя из данных, полученных в предыдущих экспериментах по разлету лазерной и космической плазмы в магнитное поле (см. обзор в [24]), ожидается сложное поведение плазменного потока в области равенства магнитного и газодинамического давлений. В частности, ожидается развитие мелкомасштабных неустойчивостей Рэлея-Тейлора желобкового типа, приводящая к аномально быстрой диффузии магнитного поля в плазму. Отметим, что в настоящее время нет детального теоретического понимания механизмов развития неустойчивостей и динамики плазменных потоков в магнитном поле, в связи

с чем рассматриваемое направление работ представляется чрезвычайно актуальным. В рамках планируемых лабораторных экспериментов будут проведены детальные исследования этих неустойчивостей при различных конфигурациях плазменного потока, будут изучены морфология и динамика развития потоков плазмы в сильных магнитных полях.

Эксперименты будут выполняться на лазерно-плазменном стенде PEARL. Необходимо отметить, что исполнители проекта имеют значительный опыт в проведении лазерно-плазменных экспериментов и диагностике лазерной плазмы. В частности, исполнителями проекта на стенде PEARL были получены квазимоноэнергетические сгустки электронов (до 300 МэВ) [117], достигнуты энергии более 43 МэВ при лазерно-плазменном ускорении протонов в TNSA режиме [118]. Участниками проекта получены основополагающие результаты по лабораторной астрофизике, в частности, по моделированию процессов взаимодействия плазменных потоков с магнитным полем [119,120], по исследованию процессов генерации магнитных полей в ходе лазерно-плазменного взаимодействия [121,122], ускорения частиц бесстолкновительными ударными волнами [123] и пр.

Методы и подходы, которые будут использоваться при проведении запланированных исследований, хорошо зарекомендовали себя в лабораторной астрофизике и физике плазмы. Эксперименты будут проводиться на лазерном стенде PEARL, являющимся одним из наиболее мощных и хорошо оборудованных стендов в России и мире. На выходе лазера PEARL могут быть получены пучки наносекундной длительности энергией до 300 Дж и пучки длительностью порядка 60 фс с энергией до 40 Дж, что делает его одним из самых универсальных лазеров в мире.

Моделирование режимов разлета плазмы с поверхности хольраума будет проводиться с помощью мощного наносекундного лазерного излучения, сфокусированного на поверхность твердотельной мишени.

Подобный способ создания плазмы приводит к генерации плотных плазменных потоков (с начальной концентрацией $> 10^{21}$ см⁻³), распространяющихся перпендикулярно поверхности мишени со сверхзвуковой скоростью. Оценки, а также имеющийся у научного коллектива опыт показывают, что напряженности магнитных полей, требуемых для остановки таких плазменных потоков, должны составлять более 10 Тл. В распоряжении научного коллектива имеется импульсная магнитная система, обеспечивающая требуемую напряженность магнитных полей (максимальная напряженность магнитного поля составляет 20 Тл в объеме порядка 20 см длиной и 2 см диаметром). Длительность импульса магнитного поля составляет несколько миллисекунд, что значительно превышает характерные времена развития лазерной плазмы; таким образом, лазерно-плазменное взаимодействие будет проходить в условиях стационарного магнитного поля. Магнитная система, сконструированная специально для проведения лазерно-плазменных экспериментов, представляет собой два соленоида, разделенных зазором для ввода и вывода излучения накачки и диагностического излучения. Магнитная система охлаждается жидким азотом и выполнена таким образом, чтобы ее можно было помещать в вакуумный объем мишенной камеры.

Основным методом диагностики плазменных структур, образующихся в ходе взаимодействия плотных высокопроводящих сверхзвуковых плазменных потоков с внешними магнитными полями будет оптическая интерферометрия, для которой будет использоваться ослабленная фемтосекундная реплика петаваттного импульса лазерного стенда PEARL энергией до 10 мДж. Область взаимодействия плазмы с магнитным полем будет просвечиваться в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (вдоль и поперек направления внешнего магнитного поля). Интерференционная картина фазовых искажений в плазме будет

диагностироваться с помощью в интерферометра Маха-Цандера. В результате, за один выстрел будет получаться мгновенная двумерная картина пространственного распределения плазмы во внешнем магнитном поле. С помощью линии задержки будет исследована динамика взаимодействия плазмы с магнитным полем на временах от 0 до 100 нс после начала облучения мишени лазерным излучением. Температура лазерной плазмы будет измеряться с помощью методов рентгеновской спектрометрии [124].

7. Описание процесса разработки метода формирования квазипрямоугольных импульсов с энергией сотни джоулей

В существующем комплексе PEARL [30] для накачки оконечного каскада параметрического усилителя используется вторая гармоника лазера на неодимовом стекле.

Схема существующего лазерного усилителя приведена на Рис. 16.

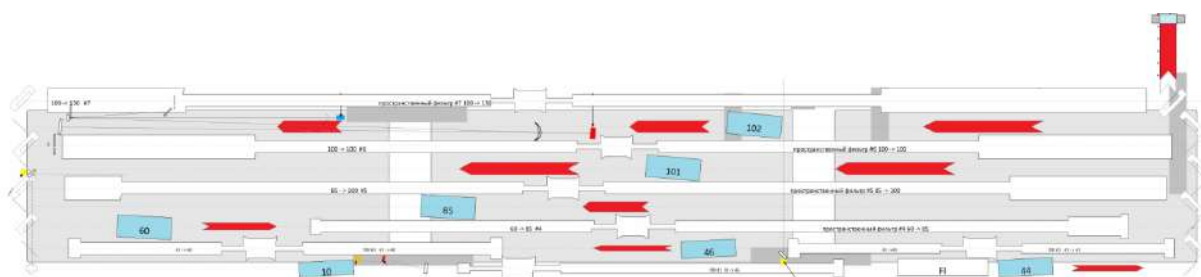


Рис. 16 Схема семикаскадного усилителя на фосфатном стекле допированном неодимом.

Для формирования квазиоднородного пространственного распределения интенсивности на выходе усилителя используется «мягкая диафрагма» (см. рис. 17 [125])

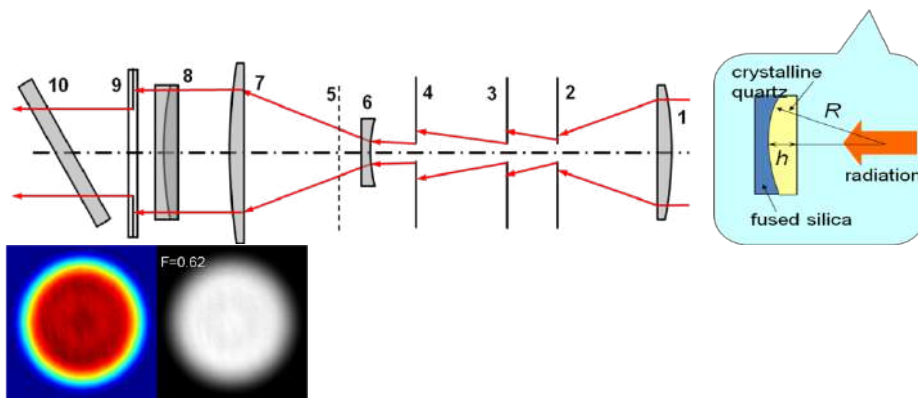


Рис. 17 а) схема формирования супергауссового распределения на входе в усилитель, с помощью «мягкой диафрагмы»; б) схематичное изображение мягкой диафрагмы; с) пространственное распределение интенсивности излучения на входе в усилитель.

Временной профиль импульса накачки, определяемый электрической схемой системы формирования – квазигауссовый длительностью одна наносекунда по полувысоте (см. рис.18). Однако такая форма, во-первых уменьшает эффективность преобразования во вторую гармонику (и в лазерном комплексе PEARL она равна шестьдесят процентов), а во-вторых уменьшает КПД параметрического усиления (в существующей схеме КПД находится на уровне двадцати процентов).

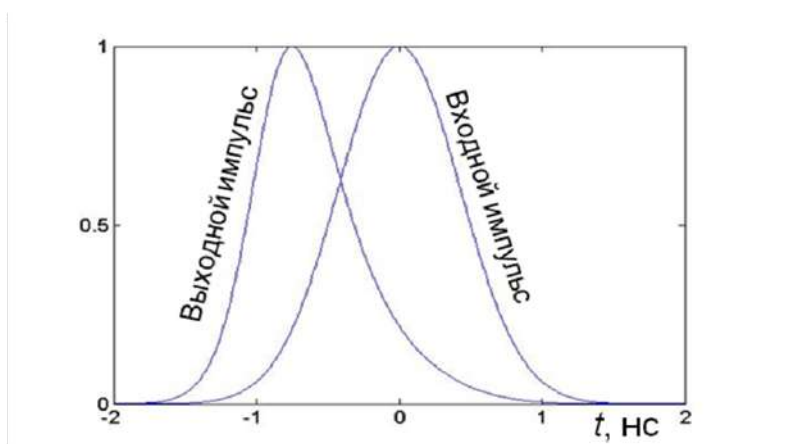


Рис. 18 временная форма импульса на входе и выходе лазера накачки окончного каскада параметрического усиления.

Коэффициент искажения (отношение коэффициента усиления на переднем фронте импульса к коэффициенту усиления на заднем фронте), введённый в [126] для существующей схемы равен 36, при энергии на выходе

усилителя равной трёмста Джоулям. Как было показано в [84] для квазигаусовых импульсов практически не происходит искажения формы, а искажения проявляются в смещении центра тяжести импульса ближе к его фронту («накат»). Однако это не означает, что данным эффектом можно пренебречь. Дело в том, что из-за разных условий усиления в центре и на краю оптических усилителей, накат неоднороден по поперечному сечению импульса (см рис.19).

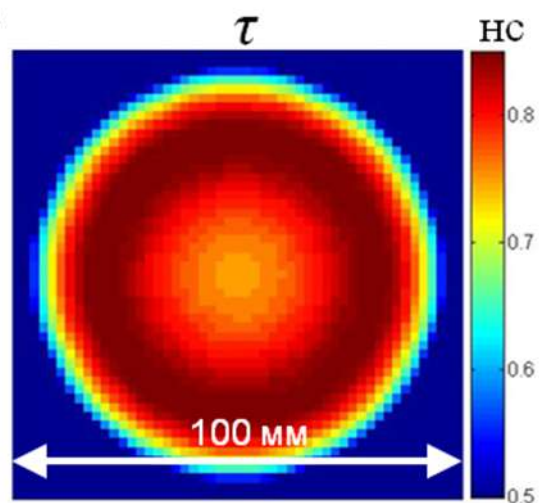
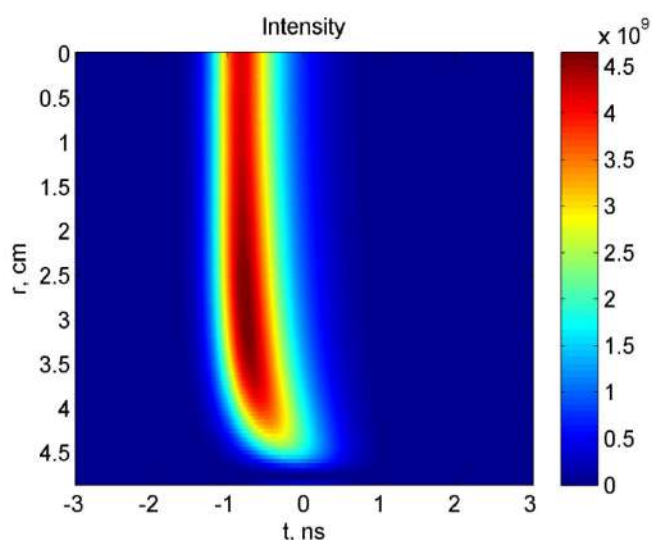


Рис. 19 а) зависимость интенсивности импульса накачки от радиуса, в предположении аксиальной симметрии и отсутствии азимутальной неоднородности усиления; б) смещение максимума интенсивности по времени (накат), в зависимости от поперечной координаты.

Следовательно, если мы синхронизуем накачку и сигнал в приосевой области, они оказываются рассинхронизованы в области $r > r_{\max}$, и наоборот,

синхронизация в области больших значений радиуса, r , приводит к рассинхронизации в области $r \ll r_{\max}$. Таким образом, даже использование в качестве накачки квазигауссова импульса не избавляет нас от необходимости, по-возможности, уменьшать искажения.

А если мы задумываемся о формировании квазипрямоугольного импульса, временные искажения выходят на первый план. Для того, что бы скомпенсировать искажения в усилителях, необходимо профилировать наносекундный импульс произвольной формы, с динамическим диапазоном более ста раз. Существующая дискретная элементная база не позволяет этого сделать. Следовательно необходимо уменьшать искажения формы импульса, сохраняя его энергию. На первый взгляд это невозможно. Действительно:

в приближении плоских волн и короткого в сравнении с временем жизни импульса ($\tau_p \ll \tau_{21}$) интенсивность выходного импульса $I(t)$ определяется интенсивностью входного импульса $I_0(t)$, коэффициентом усиления по слабому сигналу в начальный момент времени G_0 и плотностью энергии насыщения лазерного перехода E_s согласно формуле Франца-Нодвига [127,128]:

$$I(t) = \frac{I_0(T)}{1 - A \cdot \exp\left\{-\frac{\int I_0(t) dt}{E_s}\right\}}, \quad \text{где } A = 1 - \frac{1}{G_0} \quad (1)$$

Как было сказано выше для квазигауссовых импульсов основной эффект – сдвиг импульса во времени в сторону его переднего фронта. Как показано в [Мартьянов М.А., Лучинин Г.А., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. Линейная зависимость временного сдвига усиленного импульса от энергосъема с лазерного усилителя, Квантовая Электроника, 38, 103 (2008)], этот сдвиг определяется разностью между входной и выходной энергией. В частности,

для гауссова импульса разность моментов времени, в которые $I(t)$ и $I_0(t)$ максимальны, имеет вид:

$$\Delta\tau = \tau \frac{E_{out} - E_{in}}{2\sqrt{\pi} E_s}, \quad (2)$$

где $E_{in,out} = \int_{-\infty}^{\infty} E_{in,out} dt$ - плотности энергии импульса на входе и выходе из усилителя, соответственно, E_s - плотность энергии насыщения, τ - полуширина импульса по уровню $1/e$. Аналогичный вид имеет временной сдвиг первого момента импульса. А КПД усилителя по запасенной энергии η вычисляется как

$$\eta = \frac{E_{out} - E_{in}}{E_{st}},$$

здесь $E_{st} = E_s \ln G_0$ - плотность энергии, запасенной в усилителе до прихода импульса. В тоже время, в отличие от колоколообразных квазипрямоугольные импульсы (импульсы с крутыми фронтами) существенно меняют свою форму при насыщении. Следовательно, искажения квазипрямоугольных импульсов при усилении описывать сдвигом максимума импульса или первого момента импульса нефизично. Нужен другой параметр. Наиболее наглядным и удобным на практике параметром является отношение N коэффициентов усиления в начальный G_0 и конечный G_{end} моменты времени.

$$N = G_0 / G_{end}$$

Другими словами, параметр N показывает, во сколько раз усиление импульса на переднем фронте больше, чем на заднем. Используя формулу Франца-Нодвига [1]

$$E_{out} = E_s \ln \left\{ \exp\left(\frac{E_{in}}{E_s}\right) - 1 \right\} G_0 + 1, \quad (3)$$

Из (3) легко показать, что

$$N = G_0^n = \exp\left(\frac{E_{\text{out}} - E_{\text{in}}}{E_s}\right). \quad (4)$$

Из формулы (4) можно сделать следующие выводы. Параметр N напрямую зависит от КПД усилителя. При больших значениях G_0 невозможно получить высокий КПД и небольшие искажения формы импульса одновременно. Параметр N полностью определяется изъятной из усилителя энергией ($E_{\text{out}} - E_{\text{in}}$), а при большом коэффициенте усиления (т.е. при $E_{\text{out}} \gg E_{\text{in}}$) – только выходной энергией. Другими словами, в этом случае искажения импульса нельзя минимизировать, подбирая G_0 и E_{in} .

Заметим, что из (2, 4) следует, что

$$\ln(N) = 2\sqrt{\pi} \frac{\Delta\tau}{\tau},$$

т.е. логарифм параметра N и относительный сдвиг гауссова импульса во времени совпадают с точностью до константы. Физически это объясняется тем, что оба эти параметра определяются одним и тем же эффектом – насыщением лазерного перехода, и, следовательно зависят только от изъятной из усилителя энергии, нормированной на энергию насыщения.

Если усилитель состоит из нескольких последовательных каскадов, то параметр N_{total} такого усилителя равен произведению параметров N всех усилителей, что следует из (4). Если диаметр пучка во всех каскадах одинаков, а потери между каскадами отсутствуют, то очевидно, что N_{total} по-прежнему определяется формулой (4), в которой G_0 – суммарный коэффициент усиления по слабому сигналу всех каскадов, и индексы “in” и “out” также относятся ко всему многокаскадному усилителю.

Если же между усилительными каскадами расположены телескопы, то плотность входной энергии k -го каскада уже не равна плотности выходной энергии $(k-1)$ -го каскада и формула для суммарного параметра усложняется. Однако в любом случае N_{total} равен произведению параметров N всех усилителей. Таким образом, для многокаскадных усилителей при заданной

выходной энергии импульса и диаметре пучка появляется возможность минимизировать искажения, подбирая кратности телескопов и количество каскадов. Попытка компенсировать неизбежно существующие потери энергии между каскадами (например, френелевские потери), увеличением коэффициента усиления или входной энергии, автоматически приводит к увеличению N_{total} .

Для получения заданной формы выходного импульса $I(t)$ необходимо сформировать на входе в усилитель импульс соответствующей формы $I_0(t)$, выражение для которой можно получить из (1):

$$I_0(t) = \frac{I(t)}{1 + (G_0 - 1) \exp \left\{ - \frac{\int_0^t I(t) dt}{E_s} \right\}} \quad (5)$$

Очевидно, что для получения квазипрямоугольного импульса на выходе усилителя отношение интенсивности входного импульса на заднем фронте к отношению на переднем фронте должно быть равно параметру N . Чем больше N , тем труднее сформировать соответствующий входной импульс на практике, особенно если длительность импульса порядка 1нс. Таким образом, можно сказать, что параметр N характеризует не только степень искажения прямоугольного на входе в усилитель импульса, но и сложность формирования прямоугольного импульса на выходе усилителя. Как уже отмечалось выше, при больших коэффициентах усиления высокий КПД усилителя неизбежно ведет к большому значению N и сильным искажениям формы. Таким, что создать необходимые предискажения не представляется возможным.

Задача осложняется тем, что формирование временной структуры происходит в генераторе, после которого (и до инъекции в многокаскадный

усилитель на фосфатном стекле) стоит ещё два усилителя на Nd:YLF элементах, работающих в режиме сильного усиления. Это приводит к тому, что даже когда создаются максимально возможные предискажения формы импульса, на входе в многокаскадный усилитель на фосфатном стекле эти предискажения практически незаметны. А после нескольких каскадов стеклянного усилителя мы уже имеем искажённую форму (см. рис. 20)

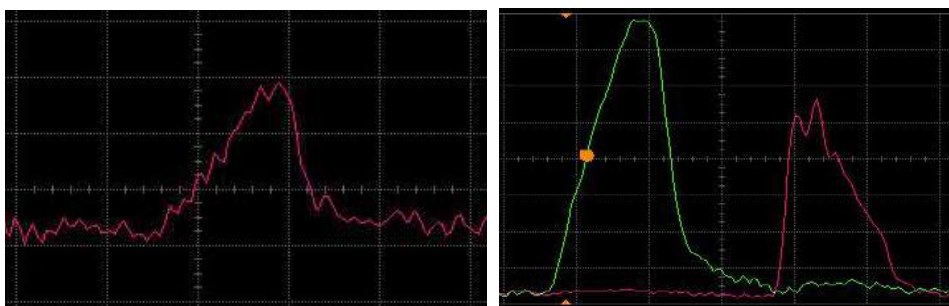


Рис. 20. Осциллограммы импульсов а) на выходе генератора ; б) на входе в стеклянный, многокаскадный усилитель и после первых двух каскадов усиления.

Как следует из формулы (4) если мы хотим уменьшить искажения импульса в многокаскадных усилителях, нам нужно уменьшить уровень насыщения в нём. Для выходных каскадов такое решение не подходит, т.к. значения выходной энергии однозначно определяют долю запасённой энергии, снятой с усилителя. Однако если посмотреть на расчёты, приведённые в таблице 5 то не сложно заметить, что значительные, соизмеримые, и, даже, превышающие искажения последних каскадов, импульс претерпевает в первых каскадах, с которых мы пытаемся получить энергию, достаточную для адекватной интенсивности на входе в «средние» каскады. И это ограничение не является фатальным. Действительно, если в первой половине многокаскадного усилителя поставить дополнительный каскад усиления несколько большей амплитуды, то все предыдущие каскады сразу будут работать дальше от режима сильного насыщения (энергия, которую требуется получить на выходе каждого предшествующего каскада

станет меньше). И действительно, расчёты показывают, что добавление всего одного стеклянного усилителя апертурой 20мм, позволяет уменьшить искажения всей системы почти в два раза. На рис.21. приведены блок-схемы существующего многокаскадного лазерного усилителя и схема усилителя с дополнительным элементов апертурой 20 мм.

Таблица 5. моделирование существующей схемы лазерного усилителя

диаметр усилителя	энергия, Дж	максимальная поперечная плотность сечения энергии, Дж/см ²	максимальный поперечный сечения и времени В-интеграл
вход	0.01		
10	1.5	4.1	0.8
45	5	0.55	0.2
45	20	2	0.8
60	62	3.3	1.45
85	135	3.3	1.75
100	220	4	2.4 (1.6*)
100	320	5.7	3.6 (2.4*)

Моделирование схемы многокаскадного лазерного усилителя с учётом дополнительного усилителя апертурой 20 мм.

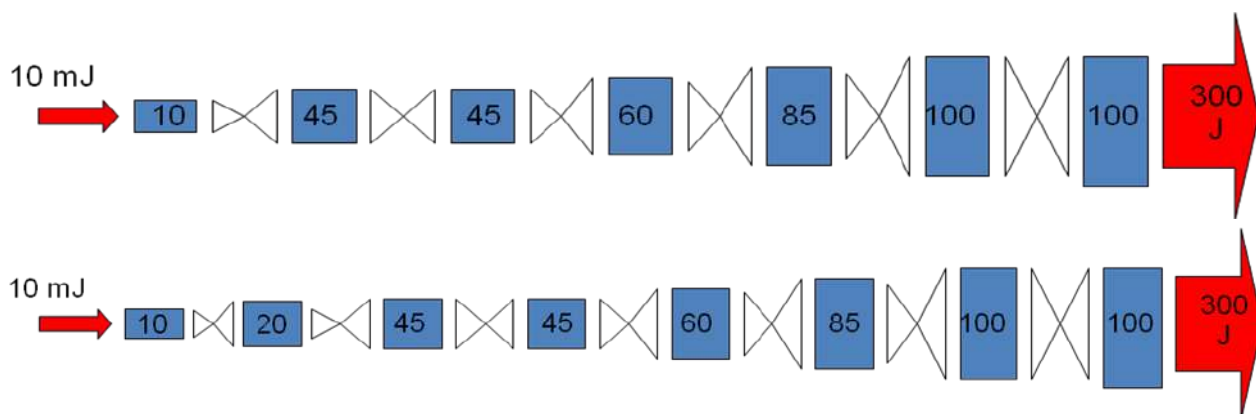


Рис. 21 Блок схема существующего многокаскадного лазерного усилителя и схема усилителя с дополнительно установленным усилителем диаметром 20 мм. Прямоугольниками с числами обозначены усилители с активным элементом соответствующего диаметра. Символ \times обозначает пространственный фильтр: кеплеров телескоп с диафрагмой в области перетяжки.

Ниже описан ещё один путь смягчения ограничений на степень искажения при фиксированной выходной энергии. Если на входе в усилитель лазерный импульс разбивается на m последовательных импульсов, суммарная энергия которых равна энергии исходного импульса, а длительность всей последовательности много меньше τ_{21} . То из (3) следует, что суммарная выходная энергия и КПД усилителя также не изменятся. Следовательно, параметр N для всей последовательности импульсов также не изменится. В то же время, искажения i -того импульса будут определяться параметром N_i этого импульса. Легко видеть, что

$$N = \prod_{i=1}^m N_i \quad (6)$$

для любого количества импульсов, последовательно распространяющихся через усилитель. Для практического применения удобно то, что формула (6) справедлива при любом распределении энергии между импульсами, причем формы входных импульсов могут быть неодинаковы. Т.е. она универсальна.

Очевидно, что с точки зрения минимизации искажений наибольший интерес представляет такое разбиение, при котором все N_i одинаковы. В этом случае $N_i = \sqrt[m]{N}$. Таким образом, в практически важном случае сильных искажений $N \gg 1$ получаем, что $N_i \ll N$, т.е. искажения одного импульса будут значительно уменьшены, даже если импульса всего два.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением двух импульсов, поскольку реализация в этом случае значительно упрощается. Импульсы, например, могут быть ортогонально поляризованы, что позволяет легко менять соотношение их энергий на входе в усилитель, а также разделить поляризатором выходные импульсы на два пучка. В этом случае их удобно использовать, для накачки двух разных каскадов параметрического усиления или для преобразования в один пучок излучения второй гармоники при еее-взаимодействии. Если использовать эти две реплики для накачки различных каскадов параметрического усиления, то можно использовать амплитудное деление на полупрозрачных зеркалах. Тогда оба импульса могут быть независимо преобразованы во вторую гармонику на одном и том же генераторе второй гармоники.

Однако проведённые нами расчёты показывают, что независимо от способа деления, в случае когда $N_1 = N_2$ интенсивность излучения двух различных реплик на выходе усилителя заметно отличается. Следовательно, необходимо либо в процессе распространения по усилителю менять местами последовательность реплик (вначале первая реплика распространяется раньше второй, потом наоборот). Либо от равенства искажений, и очевидно минимального суммарного значения искажений, переходить к равенству энергий реплик на выходе усилителя.

Схематично эффективность разделения импульса на две части иллюстрирует приведённый ниже рис.22. Из рис. 22. а) видно, что из прямоугольного импульса единичной амплитуды после усиления мы получим

быстроспадающий импульс амплитудой G_0 на переднем и G_{end} на заднем фронте. Как было описано выше для уменьшения искажений импульса его следует разбить на несколько частей. Это иллюстрирует рис. 2.7.в): разбивая входной импульса на два неравных прямоугольных импульса на выходе мы можем получить два одинаковых спадающих импульса с отношением амплитуд переднего и заднего фронтов $\sqrt{G_0 / G_{end}}$ что заметно меньше перепада G_0 / G_{end} для одиночного импульса той же суммарной энергии.

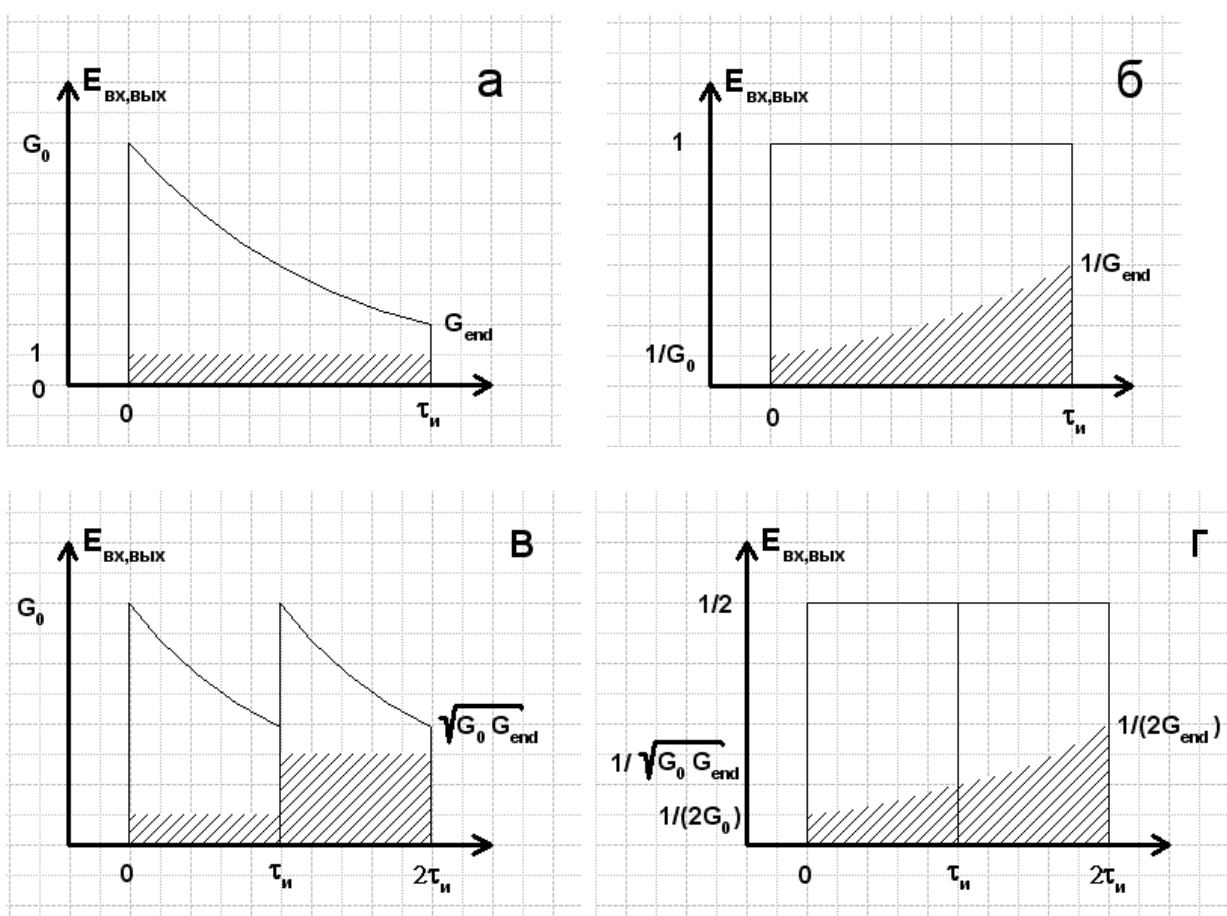


Рис. 22 Искажение прямоугольного импульса при усилении (а, в) и формирование прямоугольного выходного импульса на выходе усилителя (б, г) для одного (а,б) и двух (в,г) входных импульсов. Заштрихованная область обозначает входной, сплошная линия выходной импульсы.

Если мы хотим сформировать прямоугольный импульс единичной амплитуды на выходе усилителя (рис.22.б), на входе должен быть

возрастающий импульс с перепадом амплитуд $G_0/G_{end}=N$ раз. На рис. 22. г) показано, как на выходе можно сформировать два прямоугольных импульса одинаковой амплитуды. Что, с точки зрения процесса лазерного усиления эквивалентно одному импульсу с той же суммарной энергией (рис.2.7.б) и тем же суммарным значением N . Отношение амплитуд переднего и заднего фронта каждой из реплик импульса на рис. г в $\sqrt{G_0 / G_{end}}$ раз меньше отношения амплитуд импульса рис.22.б. Однако очевидно, что сформировать два входных импульса на рис.22.г) значительно проще, чем один импульс на рис.22.б, поскольку в последнем случае требуется электроника со значительно большим быстродействием.

Для иллюстрации эффективности предложенного метода формирования выходных импульсов был произведен расчет для усилителя на неодимовом стекле, используемого для накачки петаваттного параметрического усилителя PEARL. Усилитель состоит из семи каскадов с диаметрами от 10мм до 100мм, суммарный коэффициент усиления по слабому сигналу $G_0=4000000$, энергия входного импульса 10 мДж, выходного – 300Дж. Подробно усилитель описан в [Poteomkin A.K., Khazanov E.A., Martyanov M.A., Kirsanov A.V., and Shaykin A.A., Compact 300 J/ 300 GW frequency doubled neodimium glass laser. Part II: Description of Laser Setup, IEEE Journal of Quantum Electronics 45 (2009) 854-862].

Для реализации случая, показанного на рис.22.г, требуется не только подобрать соотношение энергий двух входных импульсов, но и форму каждого из них, причем формы у них будут различны. С практической точки зрения одновременная реализация обоих этих условий представляют определенные трудности. Существенно проще сформировать один импульс и потом сделать две его реплики. При необходимости форму «первого» импульса можно скорректировать дополнительной ячейкой поккельса так,

что бы на выходе усилителя реплики имели одинаковую форму. Как уже писалось выше, получение входного импульса с энергией 10мДж , длительностью 1нс и с произвольно заданной формой представляется крайне сложной для современной радиотехники задачей, даже при условии того, что мы уменьшили требуемый динамический диапазон с тридцати – сорока раз до шести – семи . В то же время, при помощи коммерчески доступных ячеек Поккельса можно легко “вырезать” часть из гауссова импульса . В связи с этим при расчётах в качестве модельного входного импульса была выбрана часть

$$I_g(t) = \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2\right)$$

гауссова импульса длительностью $\tau_0=5\text{нс}$ с монотонными фронтами 0,1нс (рис.23 а, 24.а). Момент времени t_s , в который вырезался входной импульс, выбирался оптимальным с точки зрения близости выходного импульса к прямоугольному. Поскольку импульс вырезался на переднем фронте, то в расчётах $t_s < 0$.

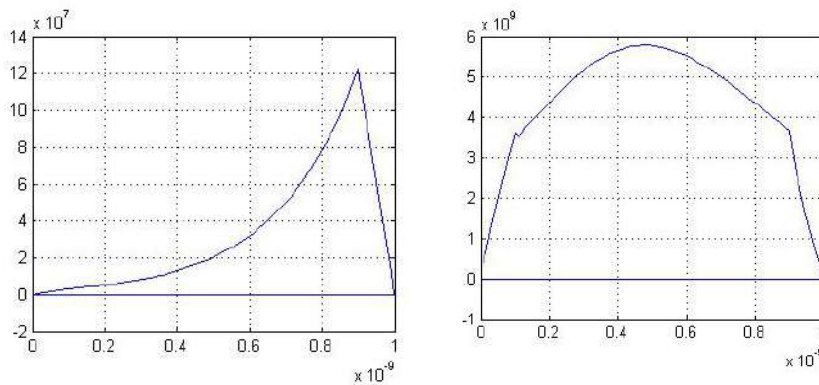


Рис. 23. Форма импульса на входе в усилитель (а) и выходе (б); $t_s=-45$ нс. Величина искажений (отношение коэффициента усиления на переднем фронте импульса к коэффициенту усиления на заднем фронте того же импульса) составляет величину около 40.

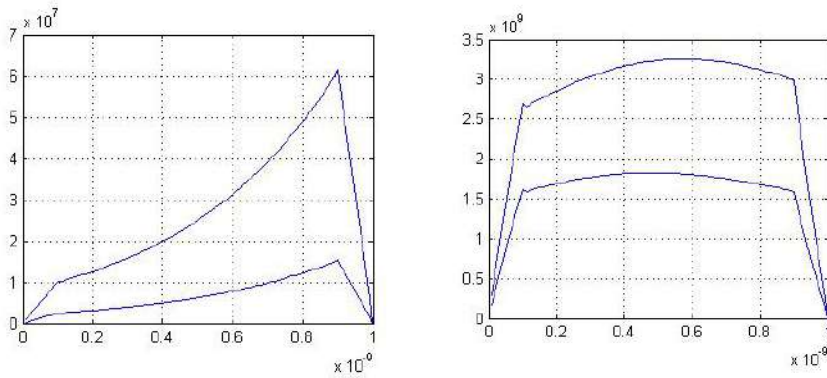


Рис. 24. Форма двух импульсов на входе в усилитель (а) и выходе (б) при оптимизации форм выходных импульсов; $t_s = -23$ нс.. Для наглядности импульсы совмещены во времени.

На рис. 25. показан принцип формирования возрастающего импульса на входе в усилитель, для получения на выходе квазипрямоугольного импульса.

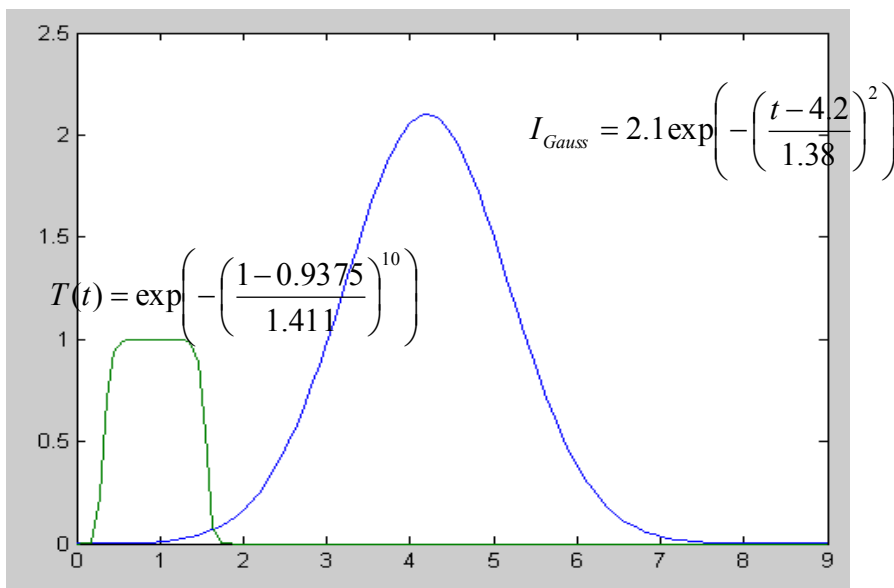


Рис. 25. принцип формирования возрастающего импульса на входе в усилитель, для получения на выходе квазипрямоугольного импульса: «вырезание» начально, возрастающей части существующего гауссова импульса. Энергетические потери составляют 500 раз.

Как уже указывалось выше, потери, как в самом усилителе, так и между каскадами могут существенно влиять (увеличивать) на искажения формы импульса, поэтому перед проведением моделирования все элементы усилителя были тщательно промерены: коэффициенты отражения от зеркал и

оптических элементов схемы, коэффициент усиления по малому сигналу и его зависимость от радиуса для различных усилителей см рис.26. по результатам этих измерений была вычислены распределения запасённой энергии внутри усиливающих элементов. Численный расчёт был проведён с учетом как поглощения в неодимовом стекле (5% на каждом каскаде, что соответствует паспортным характеристикам активных элементов), так и френелевских потерь из-за непросветленных торцов усилителей, неидеальности просветления линз телескопов и т.п. Результаты приведены на рис.2.8.б для одного импульса и на рис.2.9.б. для двух импульсов. Энергия на входе в усилитель в обоих случаях принималась равной 10мДж, что соответствует реальным значениям задающего генератора лазера PEARL. Так же при расчётах учитывались реальные размеры пространственного распределения интенсивности. Для наглядности на рис. 2.12. приведены пространственные распределения «наката» гауссова импульса для одного импульса и двух реплик той же суммарной энергией. Сравнение распределения энергий двух реплик и их искажений приведены на рисунке 2.13 .

Из рис.2.8.а видно, что для одного входного импульса отношение интенсивностей на переднем и заднем фронте составляет более 30 раз, при этом “вырезать” этот импульс из гауссова нужно очень далеко от максимума ($t_s = -45$ нс). На практике это означает не только большие потери при вырезании, но и значительные ошибки, т.к. при таких больших временах форма реальных импульсов может сильно отличаться от гауссовой. В то же время, в случае двух входных импульсов указанное отношение не превышает 6 (рис.2.9.а.), а t_s существенно меньше, т.е. уменьшаются потери энергии при формировании импульса. Кроме того, несложно заметить, что при разбиении входного импульса на две реплики форма выходных импульсов гораздо ближе к требуемой прямоугольной форме.

Так же были рассчитаны радиальная и азимутальная неоднородности выходного импульса (см.рис. 2.15). Если сравнить рисунки 2.15 в. и 2.15.д., видно что расчёты показали, что простым поворотом одного из усилителей вокруг своей оси, азимутальная неоднородность может быть уменьшена в три раза . Это очень важный факт, поскольку различия интенсивности приводят к различным искажениям (в разных точках) импульса, и как следствие, невозможности их компенсации.

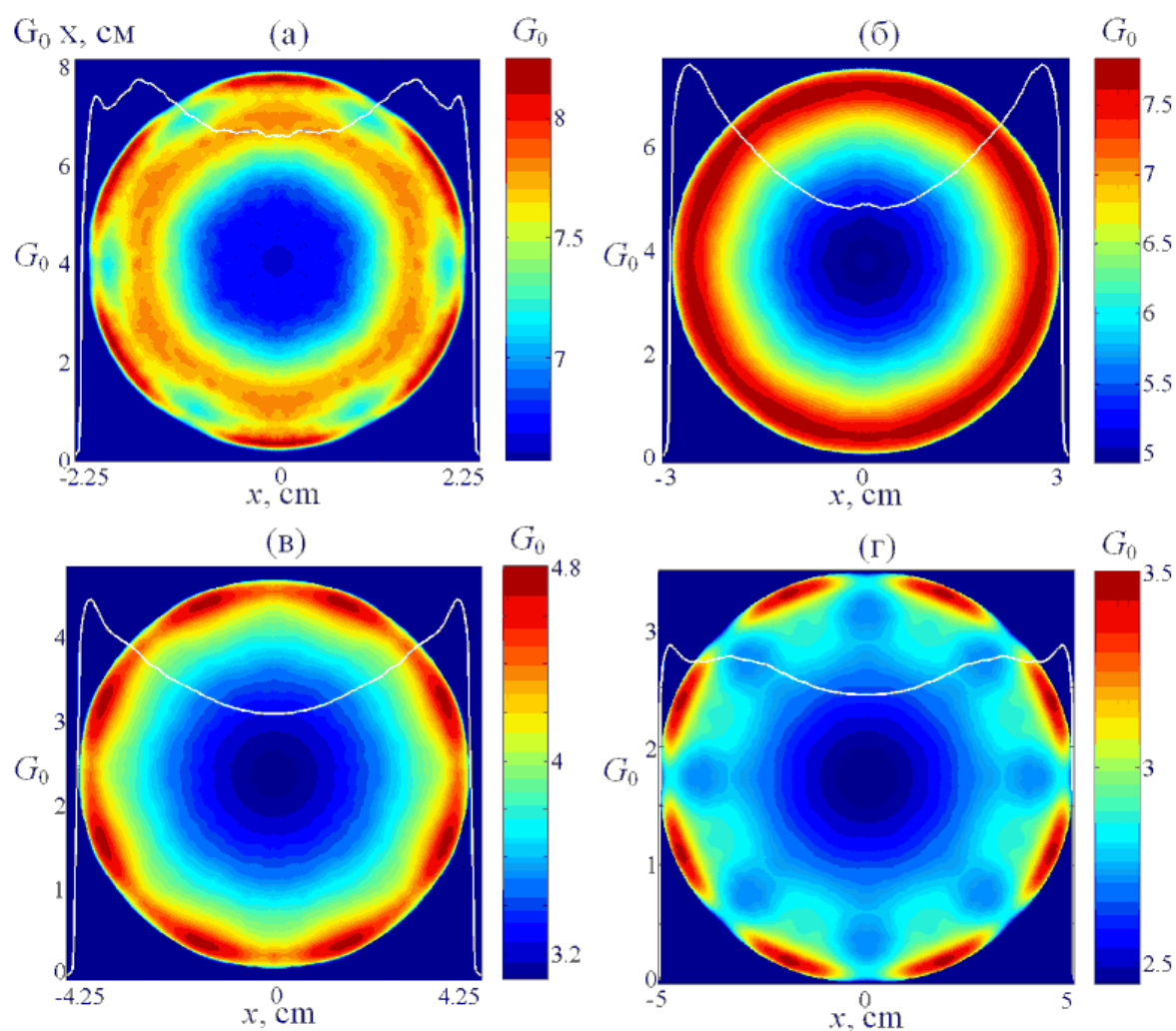


Рис. 26. пространственные распределения коэффициентов усиления в различных активных элементах лазерного усилителя.

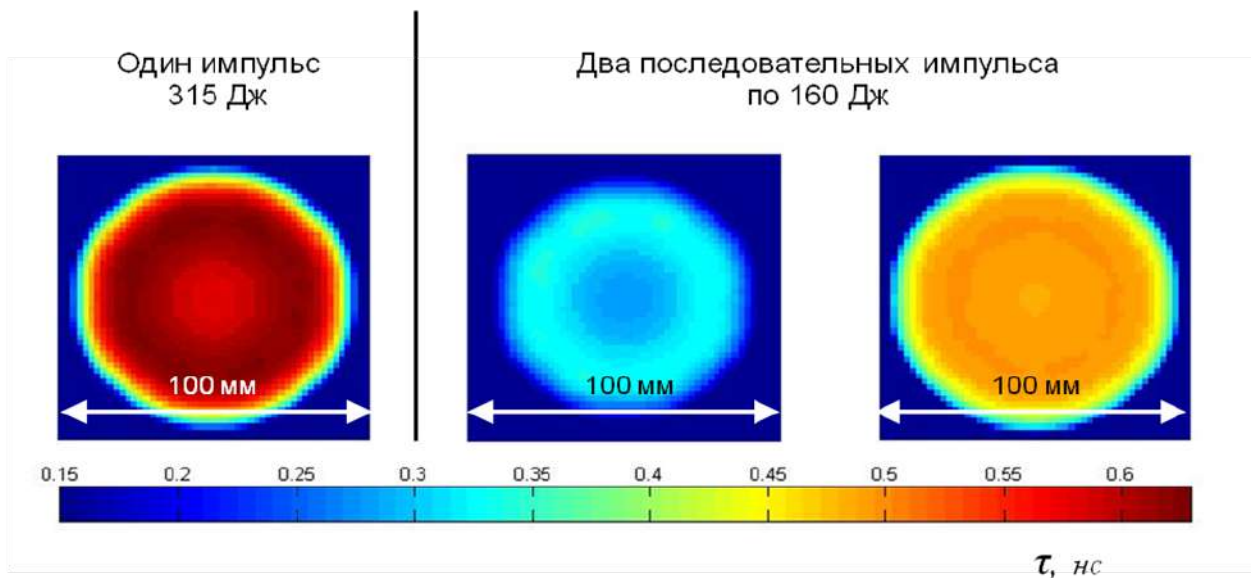


Рис. 27. пространственное распределение искажения гауссова импульса (наката), для одного импульса и двух импульсов той же суммарной энергией

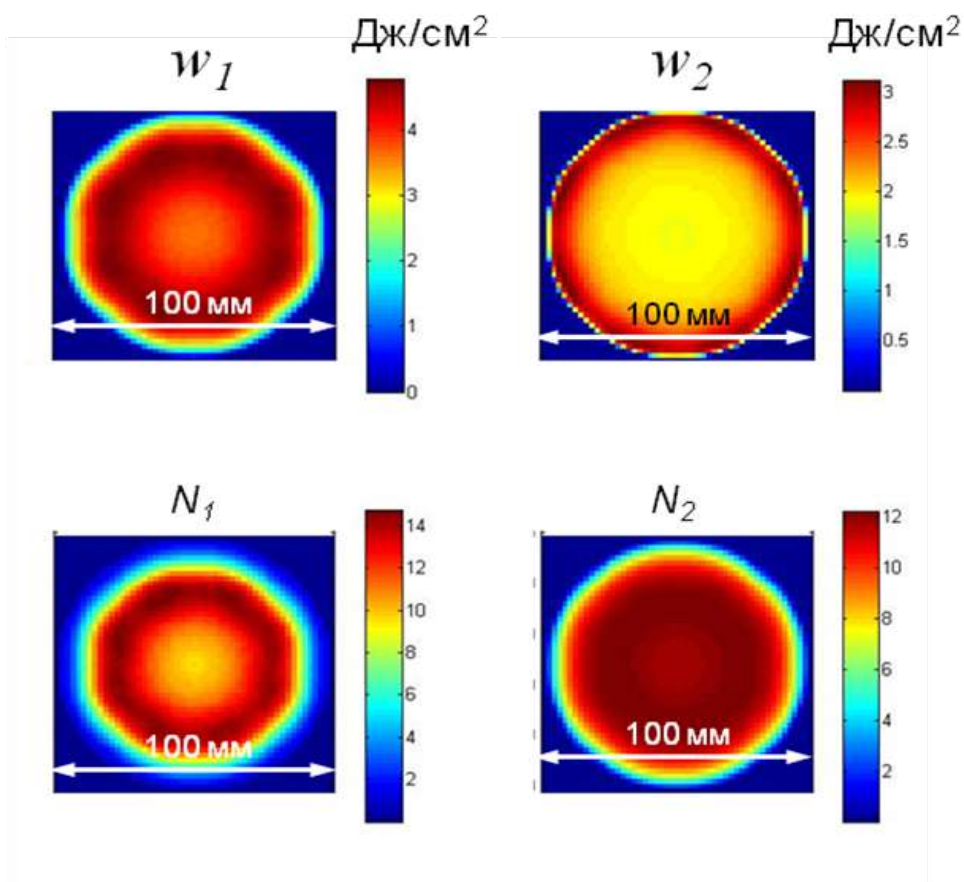


Рис. 28. а), б) пространственное распределение плотности энергии реплик на выходе многоканального лазерного усилителя; в), г) искажения

квазипрямоугольных импульсов.

а), в) первая реплика; б), г) вторая реплика.

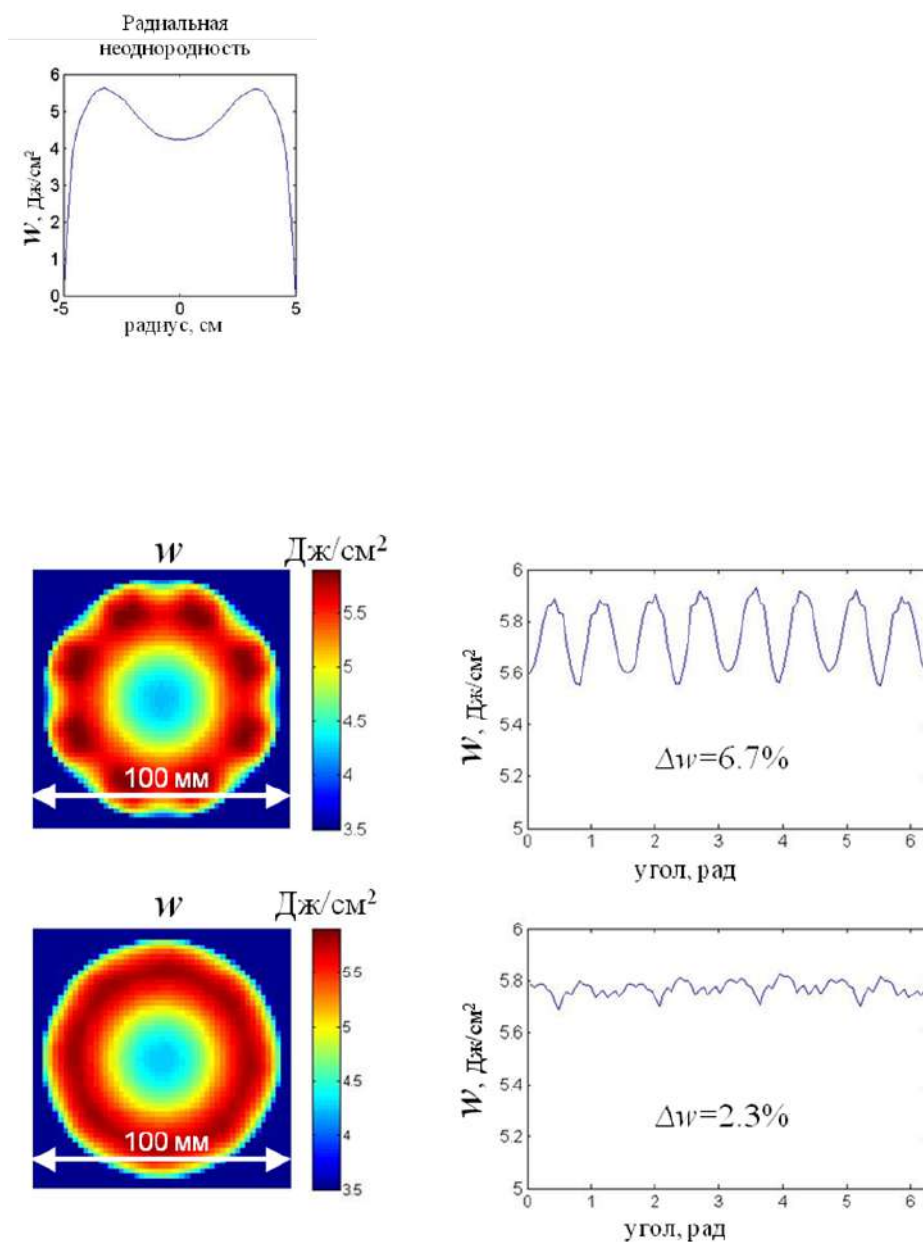


Рис. 29 расчёт радиальной (а) и азимутальной (г, д) неоднородности; пространственные распределения плотности энергии по поперечному сечению выходного импульса (б, в).

Заметим, что дополнительным преимуществом использования двух (и более) реплик является существенное снижение влияния кубической нелинейности, которая является основным фактором, ограничивающим

энергию в лазерах на неодимовом стекле с длительностью импульса 1 нс [129]. Это хорошо видно из рисунка 30. на котором показаны пространственные распределения V -интеграла на выходе каждого каскада усиления. Верхняя строчка первая реплика, вторая строчка – вторая реплика, третья строчка один импульс той же суммарной энергии. С практической точки зрения это означает возможность увеличения выходной энергии без увеличения апертуры усилителей.

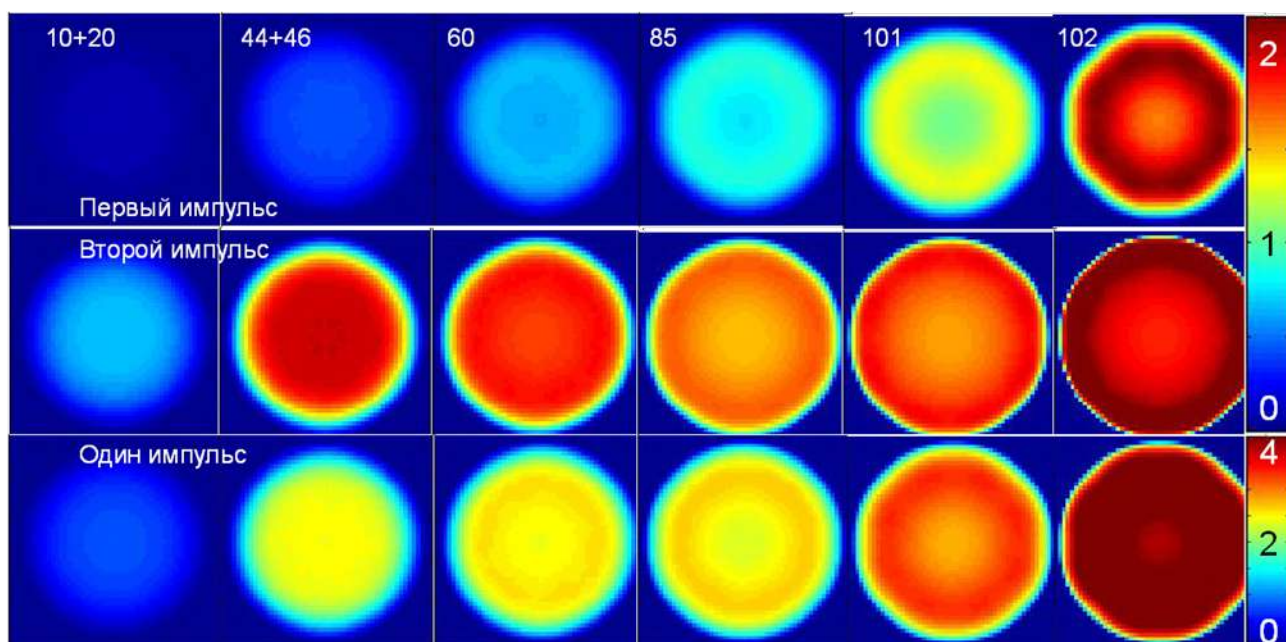


Рис. 30. пространственные распределения V -интеграла на выходе каждого каскада усиления: . Расчёты сделаны для одного импульса и двух реплик той же суммарной энергии.

8. Описание процесса разработки интерферометрического метода сверхточного измерения параметров широкоапертурных элементов мощных лазерных схем

8.1 Основные принципы точной интерферометрии

Из предыдущего рассмотрения ясно, что, несмотря на актуальность и значимость задачи создания метрологических средств для контроля оптики

высокомощных лазерных систем, она по-прежнему далека от удовлетворительного решения. Чтобы определить пути ее решения и доказать саму возможность получения требуемых характеристик широкоапертурных интерферометров необходимо:

- четко представлять принципы точных интерференционных измерений;
- разделить общую задачу создания высокоточных интерферометров на отдельные принципиальные части;
- определить принципиальные ограничения, препятствующие решению на сегодняшний день основных интерферометрических задач;
- выделить те из направлений дальнейших исследований, которые позволяют продвигаться в решении проблем, связанных с ограничениями.

Мы также должны быть готовы к тому, что решение задачи улучшения точности измерений не может быть легким хотя бы потому, что, несмотря на ее актуальность, она до сих пор не решена профессионально работающими в этой области специалистами. Возможно, решение потребует нестандартных подходов, которые придется тщательно обосновывать теоретически и экспериментально.

8.2 Явление интерференции и его использование для контроля оптики

Непосредственные наблюдения электромагнитных волновых процессов в оптическом диапазоне затруднительны в силу малости временных (10^{-14} сек) и пространственных (10^{-6} м) интервалов, характерных для световых волн. Экспериментально, как правило, наблюдается только интенсивность излучения, являющаяся результатом усреднения колебательных процессов во временном и пространственном интервалах, значительных по сравнению с периодом колебаний и длиной волны. Излучение естественных источников света, основная доля которого

представляет спонтанное излучение, состоит из случайного набора коротких, по сравнению со временем наблюдений, цугов волн. Интенсивность такого излучения в силу статистической независимости отдельных актов излучения близка к сумме интенсивностей отдельных составляющих.

Явление интерференции представляет собой сложение волн, в результате которого получается устойчивая во времени и пространстве картина распределения интенсивности, отличающаяся от суммы интенсивностей складываемых компонентов. Такая картина не может иметь место без устойчивой пространственно-временной коррелированности этих волн. Для описания этого явления в оптике введено понятие временной когерентности. Формально она должна быть мерой корреляции, существующей между колебаниями в электромагнитном поле в различные моменты времени.

Существуют различные подходы к введению этого понятия. Рассмотрим его физический смысл на примере интерферометра Майкельсона, типичная оптическая схема которого представлена на Рис. 31. Коллиматор O_1 , в фокусе которого находится источник зондирующего излучения S , создает плоский фронт лучей, падающих на светоделитель $СД$. Полученные в результате деления два идентичных параллельных пучка идут в двух взаимно перпендикулярных направлениях и отражаются от рабочих поверхностей исследуемой пластины $П_и$ и эталонной пластины $П_{эт}$, образующих два плеча интерферометра. Отраженные пучки складываются на светоделителе и собираются линзой O_2 на фотодетекторе $ФД$.

В исходном состоянии плечи интерферометра равны и разность хода между лучами равна нулю.

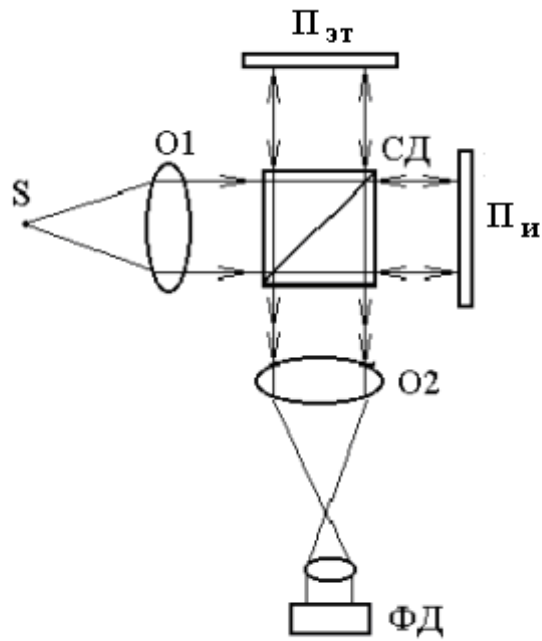


Рис. 31 – Функциональная схема интерферометра Майкельсона S – источник зондирующего излучения, O1 - коллиматор, O2 – выходной объектив, СД – светоделитель, Пн и Пэт – исследуемая пластина и эталонная пластина, соответственно

Будем удалять одну из пластин параллельно самой себе, увеличивая разность хода Δ . В случае монохроматического излучения интенсивность $J(x, y, \Delta)$ на выходе интерферометра будет меняться как:

$$J(x, y, \Delta) = J_0(x, y) \cos^2 \Psi \quad (1k)$$

где x, y – координаты, $J_0(x, y, \Delta)$ – интенсивность при нулевой разности хода лучей, Ψ – фаза интерференционной картины.

При идеальной монохроматичности такой закон изменения интенсивности сохранялся бы для сколь угодно больших Δ , что свидетельствует о бесконечной длине когерентности монохроматического излучения. Однако, электромагнитные волны не бесконечны. Они излучаются в виде цугов конечной длины. Последнее означает, что атом излучает не одну частоту, а целый спектр частот, ширина которого тем больше, чем меньше длина цуга.

Для двулучевых интерферометров существует простое соотношение между фазой Ψ , разность хода $\Delta(x, y)$ между отражающими сопряженными точками отражающих поверхностей интерферометра и длиной волны зондирующего излучения λ_0 [67] :

$$\Psi = 2\pi \frac{2\Delta}{\lambda_0} \cos \varphi \quad (2)$$

где φ – угол между лучами и нормалью к поверхности, коэффициент 2 в числителе связан с двукратным прохождением лучей между поверхностями. В выражении для фазы не учтен постоянный фазовый скачок, имеющий место при отражении от границы «воздух-диэлектрик».

При коэффициенте преломления, равном 1, разность хода определяется геометрическим расстоянием между исследуемой и эталонной поверхностями:

$$\Delta(x, y) = \Delta_0 + 2[h_{и}(x, y) - h_{эт}(x, y)], \quad (3)$$

где $h_{и}(x,y)$ и $h_{эт}(x,y)$ – функции, описывающие распределение высот профилей поверхности исследуемой и эталонной пластин.

Существует множество способов представления характеристик интерферометра. При описании будем придерживаться, в основном, двух из них. Первый способ представляет характеристики интерферометра как спектрального элемента. При этом различают коэффициенты пропускания P и отражения R интерферометра, как функций интенсивности излучения, прошедшего через интерферометр, от длины волны λ , частоты ν или волнового числа ω . В схеме 10 поверхности $\Pi_{и}$ и $\Pi_{эт}$ образуют интерферометр с использованием отраженных лучей. Для такого интерферометра $R(\lambda)$ может быть получен путем суперпозиции отраженных лучей. Комплексная амплитуда электрического поля E :

$$E = E_0 \left[\sqrt{r_1} + (1 - r_1) \sqrt{r_2} e^{i\Psi} \right]$$

(4)

где r_1, r_2 – пространственные координаты, представленные радиус-векторами, E_0 – комплексная амплитуда.

В формуле (4к) действительные и мнимые части коэффициентов отражения разделены, путем введения фазового множителя, и исключения из рассмотрения переотраженных лучей.

Соответствующая интенсивность излучения I_r :

$$I_r = |E|^2 = |E_0|^2 \left[r_1 + 2(1 - r_1) \sqrt{r_1 r_2} \cos \Psi + r_2 (1 - r_1) \right] \quad (5)$$

Для коэффициента отражения $R(\lambda)$ будем иметь:

$$R(\lambda) = \left[r_1 + r_2 (1 - r_1) + 2(1 - r_1) \sqrt{r_1 r_2} \cos \Psi \right]$$

(6)

Как видно из выражения (6к), коэффициент отражения имеет переменную, зависящую от разности хода, и постоянную составляющую.

Для коэффициента контраста будем иметь:

$$K = \frac{2(1-r_1)\sqrt{r_1 r_2}}{r_1 - r_2(1-r_1)} \quad (7)$$

Наиболее частый для практики случай связан с отражением поверхностей без отражательных покрытий. В этом случае $r_1 \approx r_2 \approx 3 \cdot 10^{-2}$ и контрастность будет равна $K \approx 0,98$.

Как было сказано выше, в выражении (5k) не учены лучи, вызванные последующими переотражениями от рабочих поверхностей интерферометра. Это связано с тем, что вклад их в общую интенсивность в рассмотренном случае не превышает $\sim 10^{-3}$ от общего уровня отражения интенсивности.

На Рис. 32 представлен график зависимости отражения излучения от длины волны. На этом же графике схематически показан спектр монохроматического излучения, которым может быть освещен интерферометр. В результате отражения спектр падающего излучения будет умножаться на спектральный коэффициент отражения. Мы получим излучение с нулевой или с максимальной интенсивностью в зависимости от расстояния $\Delta(x,y)$ между сопряженными точками отражающих поверхностей интерферометра. При изменении промежутка между пластинами возникает модуляция интенсивности, связанная с перемещением синусоиды относительно длины волны падающего излучения λ_0 . Фаза модулированного сигнала будет зависеть от исходного расстояния между отражающими поверхностями в соответствующих точках (x,y) .

Существует представление свойств интерферометра через интерферограмму монохроматического излучения, т.е. в виде интенсивности монохроматического излучения как функции разности хода лучей. В этом случае картина интерферограммы может быть получена из того же выражения (5k), в котором значение λ_0 уже фиксировано. На рисунке 13 приведена интерферограмма, которая также представляет собой синусоиду, период которой определяется длиной волны. При фиксированной длине

волны интенсивность излучения зависит от конкретного расстояния между точками отражающих поверхностей. Изменение этого расстояния приводит к возникновению модуляции интенсивности. При этом фаза сигнала модуляции зависит от первоначального расстояния между соответствующими точками (x,y).

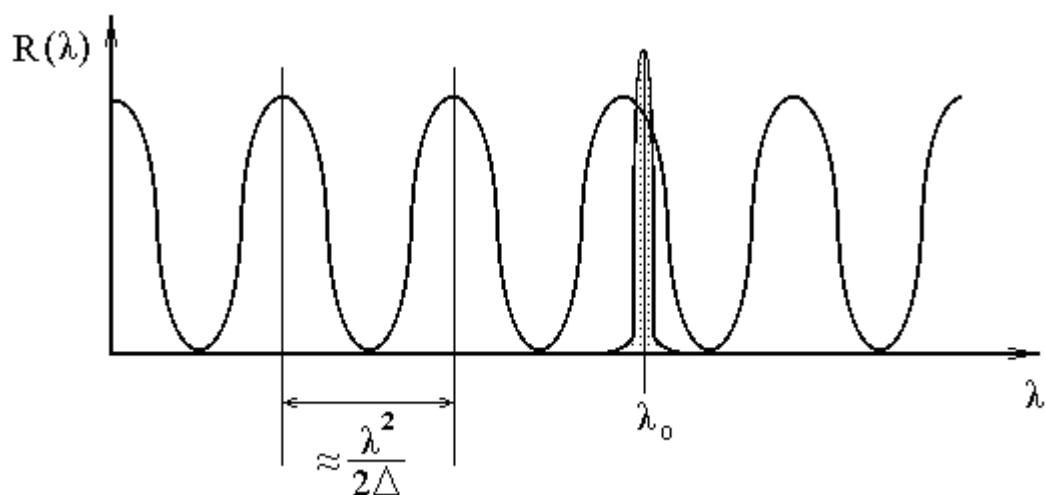


Рис. 32– Зависимость коэффициента отражения от длины волны

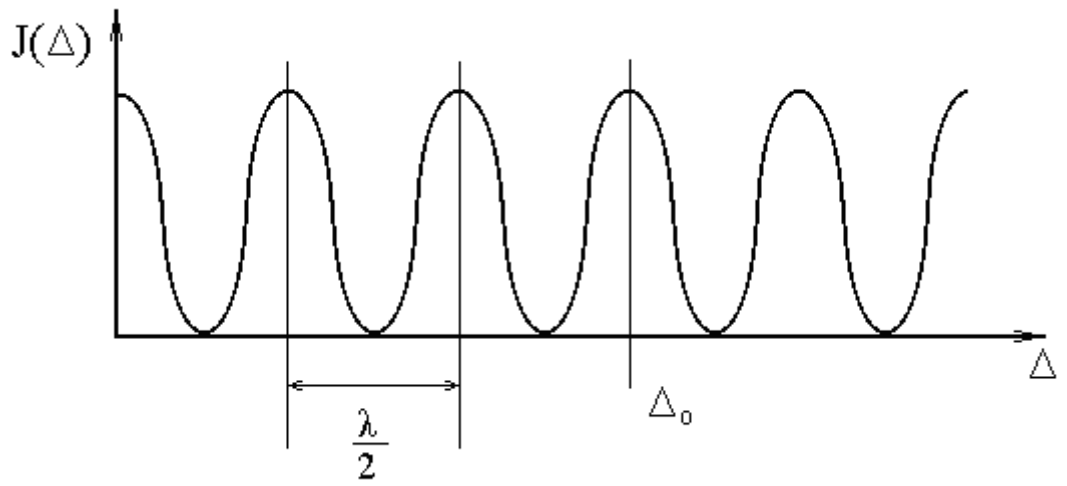


Рис. 33– Интерферограмма монохроматического излучения

Для нестрого монохроматического излучения выражение для интерферограммы может быть получено путем интегрирования выражения (5) по λ . В этом случае в выражении для интерферограммы появится амплитудная часть, зависящая от формы и ширины спектра, т.е. интерферограмма будет представлять собой произведение:

$$J(x, y, \Delta) = A(x, y, \Delta) \cos \Psi(x, y, \Delta)$$

(8)

С учетом постоянной составляющей интенсивности в выражение (8) добавляется слагаемое $J_0(x, y)$ и выражение записывается в виде:

$$J(x, y, \Delta) = J_0(x, y) + A(x, y, \Delta) \cos \Psi(x, y, \Delta) \quad (9)$$

Здесь $J_0(x, y)$ – постоянная независящая от Δ составляющая интерференционной картины. Ее значение равно сумме интенсивностей складываемых пучков в случае отсутствия интерференции.

Переменная составляющая интерференционной картины или интерферограмма $J(\Delta) = A(x, y, \Delta) \cos \Psi(x, y, \Delta)$, где $A(x, y, \Delta)$ – называется амплитудой, а $\Psi(x, y, \Delta)$ – фазой интерферограммы. Их значения определяются в следующих соотношениях [68k]:

$$A(\Delta) = \left([J(\Delta)]^2 + [J_{\Gamma}(\Delta)]^2 \right)^{1/2}$$

$$\Psi(\Delta) = \arctg J_{\Gamma}(\Delta) / J(\Delta) \quad (10)$$

$$J_{\Gamma}(\Delta) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J(\Delta)}{y - \Delta} dy$$

где J_{Γ} – преобразование Гильберта.

Для узкополосного излучения интерферограмма представляет собой плавно меняющуюся от разности хода Δ синусоиду, амплитуда которой равна огибающей, описываемой $A(x, y, \Delta)$ и фаза, описываемой $\Psi(x, y, \Delta)$. Для целей измерения профиля исследуемой поверхности наиболее информативной является именно фазовая составляющая (3). В нее в явном линейном виде

входит выражение для функции $h_i(x,y)$, описывающей профиль исследуемой поверхности.

Оценим «чувствительность» фазы интерференционной картины к перепадам высот исследуемого образца по формуле (2k):

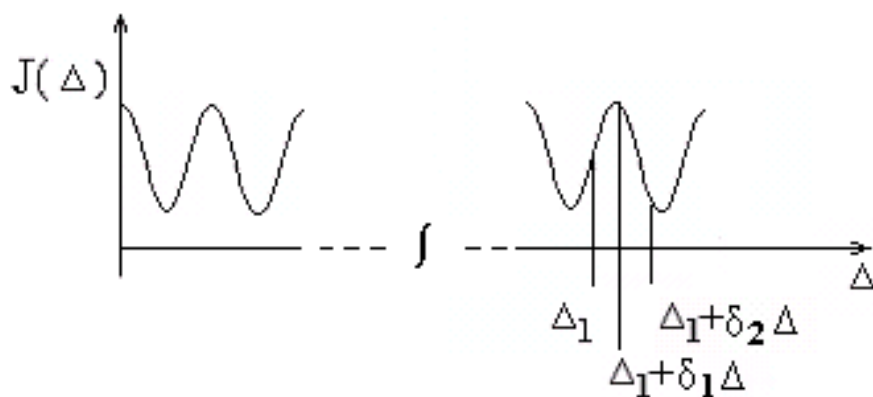
при $\delta h \sim \lambda_0/2$, что соответствует $\sim 0,3$ мкм при зондировании излучением He-Ne лазера, $\delta\psi \sim 2\pi$, что приводит к перепаду интенсивности на полную амплитуду интерферограммы.

Для регистрации перепадов высот исследуемой поверхности образца $\delta h = \lambda_0/1000$, что соответствует $\sim 0,6$ нм, система регистрации излучения должна быть способна различать перепады интенсивностей $\sim 1/1000$ от максимальных значений. Современные матричные приемники излучения вполне способны обеспечить требуемую чувствительность. В случае худших соотношений сигнал/шум, чем $1/1000$, требуемая чувствительность может быть получена за счет многократных экспозиций и последующего усреднения данных.

Однако следует понимать, что для получения требуемой чувствительности необходимо селективировать перепады интенсивности, вызванные фазовым множителем $\cos\psi(x, y, \Delta)$ от перепадов интенсивностей, вызываемых постоянной составляющей, которая, тем не менее, может меняться от переменных x и y , и амплитудного множителя $A(x, y, \Delta)$.

Выражение (9k) выглядит как одно уравнение с тремя неизвестными. Проблема выделения фазового множителя решается при помощи искусственного смещения фазы интерферограммы. В результате вместо одного уравнения мы можем получить произвольное количество уравнений, не изменяя существенно числа неизвестных. Технически такие смещения могут быть введены или путем механических перемещений одной из двух поверхностей (эталонной или исследуемой), составляющих интерференционную схему, или путем смещения длины волны зондирующего

излучения. На практике встречаются оба из этих возможных способов [61, 62, 67, 69 – 73]. На Рис. 34 схематически представлена технология получения интерферограмм, соответствующих смещениям по отношению к исходным фазам.



$$\begin{aligned}
 (1) \quad & J_1(x, y, \Delta) = J_0(x, y) + A(x, y, \Delta_1) \cos 2\pi \frac{\Delta_1(x, y)}{\lambda} \\
 (2) \quad & J_2(x, y, \Delta) = J_0(x, y) + A(x, y, \Delta_1 + \delta_1 \Delta) \cos \left[2\pi \frac{\Delta_1(x, y)}{\lambda} + 2\pi \frac{\delta_1 \Delta}{\lambda} \right] \\
 (3) \quad & J_3(x, y, \Delta) = J_0(x, y) + A(x, y, \Delta_1 + \delta_2 \Delta) \cos \left[2\pi \frac{\Delta_1(x, y)}{\lambda} + 2\pi \frac{\delta_2 \Delta}{\lambda} \right]
 \end{aligned}$$

$$\left. \begin{array}{l} J_0(x, y) \\ A(x, y, \Delta_1) \\ \Delta_1(x, y) \end{array} \right\} ? \quad \left. \begin{array}{l} \delta_1 \Delta \\ \delta_2 \Delta \end{array} \right\} ?$$

Рис. 34– Схематическое изображение технологии получения интерферограмм, соответствующих смещениям фаз.

Одной из разновидностей фазосмещающих технологий является получение интерферограмм, соответствующих различным сдвигам фаз одновременно, например в [66]. По замыслу авторов этой методики, во-первых, должно возрасти быстродействие прибора, во-вторых, устройство должно быть более устойчиво к вибрациям.

На самом деле одной из проблем реализации фазосмещающих технологий является неопределенность вводимых «шагов» смещения фазы. Прежде всего, она обусловлена присутствием добавок, вызванных вибрациями, что неконтролируемо меняет взаимное расположение эталонной и исследуемой поверхностей в процессе измерения. Если быть последовательным, то следует включить значения разности хода лучей и углы между поверхностями в список неизвестных параметров, значения которых известны только приблизительно. Наличие или отсутствие способности эффективного расчета этой неопределенности, реализуемой в алгоритме расчета значений фазы интерферограммы по данным интенсивности интерференционных картин, делает интерферометры по их программному обеспечению менее или более устойчивыми к вибрациям.

Общий принцип состоит в следующем: чем адекватнее параметризована модель представления интерференционной картины, тем точнее могут быть учтены факторы, влияющие на регистрируемую интенсивность, и тем точнее будет проведено измерение реального распределения фазы интерферограммы.

Из выражения (9) для интенсивности излучения интерференционной картины с очевидностью обнаруживается еще одна проблема измерения распределения высот на профиле поверхности исследуемого образца. По данным измерений даже при точном разделении вкладов в интенсивность, можно определить только распределение разности высот эталонной и исследуемой поверхностей. Если исходное распределение высот на

эталонной поверхности неизвестно, то именно точность изготовления этой поверхности ограничивает точность оценки профиля высот поверхности исследуемого образца. На сегодняшний день точность изготовления эталонных поверхностей широкоапертурных интерферометров составляет $\sim \lambda/10$ (при $\lambda = 0,63$ мкм). Это значение и соответствует абсолютной точности интерферометра WYKO, описанного выше.

Проблема последующего увеличения точности интерферометра может решаться двумя путями:

- совершенствование технологий получения точных поверхностей эталонных пластин, что само по себе кажется проблематичным без наличия точных метрологических средств;

- разработка и реализация метода калибровки, т.е. предварительного определения реальной формы рабочей поверхности эталонной пластины.

Второй путь также представляется не очень перспективным, поскольку вполне логичным кажется необходимость наличия более точного интерферометра, на создание которого и направлены усилия по предварительной калибровке поверхностей эталонной пластины. Ситуация подходит под понятие «замкнутый порочный круг». Тем не менее, эта проблема настолько принципиальна для класса интерферометров Физо, что без ее решения дальнейшее увеличение точности вряд ли возможно.

8.3 Методы решения основных проблем

8.3.1 Восстановление волнового фронта из интерференционных картин

Одной из ключевых составных частей интерферометра является цифровой блок со специальным программным обеспечением. Он должен управлять процессом регистрации исходных данных интенсивностей интерференционных картин, осуществлять их последующую обработку и

представление результатов измерения в виде, удобном для их последующего использования. На стадии обработки интерференционных картин из них должны рассчитываться значения фазы интерферограммы. Для восстановления распределений фазы из интерференционных картин в разрабатываемых интерферометрах должны использоваться фазосмещающие технологии, без которых не работают ни один интерферометр высокой точности [74 – 77].

Особенность данных технологий более подробно рассмотрим при помощи приведенных ранее выражений. Интенсивность J в каждой точке интерференционной картины описывается формулой:

$$J(x,y) = A(x,y) \cos \Psi(x,y) + C(x,y) \quad (11)$$

где (x,y) – координаты точки на CCD-матрице, $A(x,y)$ – амплитудная компонента интерферограммы, $C(x,y)$ – постоянная фоновая интенсивность, $\Psi(x,y)$ – фаза интерферограммы:

$$\Psi(x,y) = 2\pi \frac{\Delta(x,y)}{\lambda} \quad (12)$$

Здесь $\Delta(x,y)$ – оптическая разность хода между интерферирующими лучами; λ – длина волны зондирующего излучения. Если выполняются измерения профиля поверхности образца, то

$$\Delta(x,y) = \Delta_0 + 2[h_u(x,y) - h_{эт}(x,y)] \quad (13)$$

где $h_u(x,y)$ – профиль поверхности образца, $h_{эт}(x,y)$ – профиль эталонной поверхности, Δ_0 – некоторая постоянная оптическая разность хода между интерферирующими лучами.

Будем исходить из того, что получение распределения фазы $\Psi(x,y)$ из (11) при неизвестных функциях $A(x,y)$ и $C(x,y)$ осуществляется ее модуляцией за счет перестройки длины волны λ зондирующего излучения. Перестройка длины волны λ должна выполняться по сигналу с компьютера после регистрации очередного кадра с интерференционной картиной с

фотоприемной камеры. Прибавление к распределению фазы $\Psi(x,y)$ в выражении (11) дополнительных слагаемых позволяет получить несколько независимых уравнений относительно неизвестных функций $A(x,y)$, $\Psi(x,y)$ и $C(x,y)$, что дает возможность найти эти функции, решив соответствующую систему уравнений.

Распределения интенсивности интерференционных картин с учетом (11) и фазовой модуляции могут быть представлены в следующем виде:

$$J_i(x,y) = A(x,y) \cos \Psi(x,y) + \beta_{0i} + \beta_{1i}x + \beta_{2i}y + C(x,y) \quad (14)$$

где i – номер кадра (номер записанной интерференционной картины), β_{0i} – фазовый сдвиг в кадре номер i , β_{1i} и β_{2i} – коэффициенты линейных составляющих фазы интерферограммы в кадре номер i , вызванные случайными наклонами эталонов и образца вследствие вибраций. Переменная β_{0i} также может содержать случайные флуктуации фазы, вызванные вибрациями. В выражении (14) неизвестными являются значения функций $A(x,y)$, $\Psi(x,y)$ и $C(x,y)$ и переменных β_{0i} , β_{1i} и β_{2i} . Эти значения должны определяться из измеренных значений функций $J_i(x,y)$.

В ИПФ РАН был разработан алгоритм обработки интерферограмм, который в результате решения обратной задачи однозначно определяет указанные неизвестные значения. Для работы алгоритма требуется минимум 4 последовательных кадров с интерференционными картинками, что соответствует времени измерения 0,33 сек. при скорости потока видеоданных 15 кадров/с. Поскольку значения вибраций, содержащиеся в переменных β_{0i} , β_{1i} и β_{2i} , также определяются алгоритмом, то влияние вибраций на повторяемость и точность результатов измерений значительно снижается. На рисунке 15 представлены осциллограммы взаимных наклонов пластин, связанные с влиянием вибраций в течение времени измерений одного блока из 4 кадров.

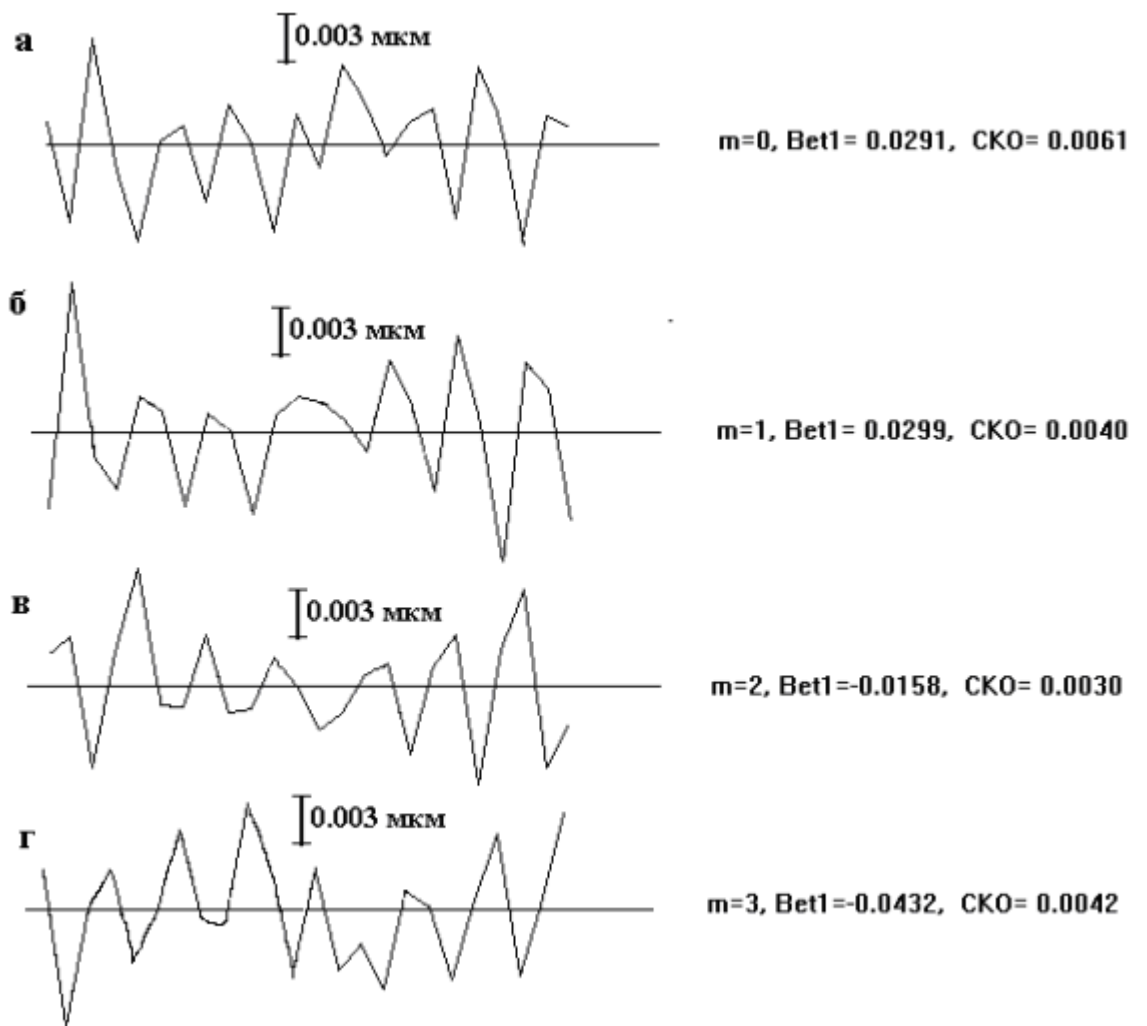


Рис. 35 - осциллограммы взаимных наклонов пластин, связанные с влиянием вибраций в течение времени измерений одного блока из 4 кадров

8.3.2 Выбор способа модуляции фазы интерферограммы

Как следует из (12), модуляция фазы $\Psi(x,y)$ может быть выполнена, как минимум, двумя способами. В первом из них и наиболее широко применяемом модуляция фазы интерферограммы осуществляется путем механического перемещения эталонного зеркала вдоль оптической оси. Во втором способе модуляция фазы $\Psi(x,y)$ осуществляется за счет перестройки длины волны зондирующего излучения λ . Эффект модуляции при малых значениях изменяемых параметров для обоих способов совершенно одинаков, поскольку в первом способе модулируемый множитель находится в числителе выражения для фазы, а во втором в знаменателе. Тем не менее, каждый из них имеет свои особенности.

Когда речь идет о модуляции фазы широкоапертурных интерферометров, то второй способ представляется более предпочтительным, поскольку не предполагает механических перемещений крупногабаритных оптических элементов с высокой частотой. Кроме того, модуляция путем изменения длины волны позволяет модулировать фазу даже в случае твердотельных оптических промежутков, взаимное механическое перемещение которых невозможно.

Есть еще одно преимущество второго способа. Он позволяет решить проблему измерения формы поверхностей пластин даже со строго плоскопараллельными рабочими гранями. Известно, что при таком измерении неизбежно возникают три накладывающиеся друг на друга интерференционные картины вследствие отражения зондирующего излучения от трех параллельных поверхностей: рабочей поверхности эталона и двух поверхностей образца. При модуляции путем механических перемещений возможность разделения наложенных друг на друга интерференционных картин практически невозможна, поскольку амплитуды

модуляции всех трех интерферограмм совершенно одинаковы. При перестройке длины волны λ амплитуды модуляций зависят от абсолютной разности хода каждой из трех пар интерферирующих лучей. Это позволяет разделить эти три интерференционные картины при помощи преобразования Фурье и, соответственно, выполнить измерение формы поверхности образца при условии неэквивалентности расстояния между эталоном и образцом и оптической толщины образца.

В силу этого преимущества для широкоапертурного интерферометра предпочтительней выбрать именно способ модуляция фазы $\Psi(x,y)$ за счет перестройки длины волны зондирующего излучения λ .

8.3.3 Ошибки измерений

Существует целый набор параметров, характеризующих качество интерферометра Физо как измерительного инструмента: повторяемость, чувствительность, разрешение, быстродействие и т.д. Такая характеристика, как точность, используется достаточно редко. Это происходит не потому, что этот параметр менее важен для определения свойств прибора, а вследствие того, что результаты по этому параметру выглядят скромнее, чем, например, результаты по чувствительности или повторяемости.

Как известно, точность прибора определяется ошибкой измерений. Чем больше ошибка, тем ниже точность измерений. Ошибка в случае интерференционных измерений определяется двумерной функцией $\Delta f(x_i, y_i)$:

$$\Delta f(x_i, y_i) = f_{\text{изм}}(x_i, y_i) - f_{\text{ист}}(x_i, y_i) , \quad (15)$$

где x_i, y_i – привязанная к исследуемому образцу декартова система координат, $f_{\text{изм}}(x_i, y_i)$ и $f_{\text{ист}}(x_i, y_i)$ – измеренная и истинная формы поверхности исследуемого образца, соответственно.

Очень часто ошибку характеризуют интегральными параметрами функции $\Delta f(x_i, y_i)$:

$$P_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (f_{изм}(x_i, y_i) - f_{ист}(x_i, y_i))^2} , \quad (16)$$

где P_{RMS} - ошибка, оцененная по среднеквадратичному отклонению (RMS) значений данных измерений от истинных значений, N – число точек, в которых измерена форма поверхности образца. Иногда ошибка оценивается по разности её максимальных и минимальных значений:

$$P_{PV} = | \Delta f_{\max}(x_i, y_i) - \Delta f_{\min}(x_i, y_i) | . \quad (17)$$

Минимизация ошибок измерений – одна из основных задач при разработке, изготовлении и настройке интерферометра. Вот далеко не полный перечень источников ошибок в интерферометре:

- квантовый шум интенсивности в каждом пикселе CCD камеры;
- ошибки восстановления волнового фронта из интерференционных картин, возникающие в силу несовершенства алгоритмов;
- неточности изготовления рабочих поверхностей эталонных пластин, играющих роль опорных поверхностей;
- аберрации оптической системы интерферометра, приводящие к ошибкам измерений из-за неполной идентичности путей интерферирующих лучей, и т.д.

Что касается шумовой составляющей ошибок, то она достаточно часто может быть уменьшена за счет большего количества усредненных данных. Ошибки, возникающие при восстановлении волнового фронта из интерференционных картин, определяются тем, насколько модель, заложенная в алгоритм восстановления волнового фронта, соответствует реальным измерениям. Любые несоответствия модели и реальных измерений проявляются в восстановленном волновом фронте в виде картины полос, напоминающей исходные интерференционные картины.

Эксперименты показали, что разработанный в ИПФ РАН алгоритм позволяет восстанавливать волновой фронт с ошибками, сравнимыми или меньшими значений шума, при условии, что флуктуации фазы интерферограммы, вызванные вибрациями, за время экспозиции фотоприемной камеры незначительны и не приводят смазыванию интерференционных полос.

Один из источников ошибок измерений интерферометра связан с неполной идентичностью путей интерферирующих лучей на промежутке между эталоном и фотоприемными камерами. Различие траекторий интерферирующих лучей приводит к тому, что фаза интерферограммы включает в себя не только характеристики прозрачного и отражающего эталонов и исследуемого образца, но и ошибки, вызванные неидеальным изготовлением оптических элементов, неточной их юстировкой и исходными aberrациями оптической системы интерферометра. Чем больший угол возникает между интерферирующими лучами при их отражении от эталонов и образца, тем сильнее сказываются данные ошибки на фазе интерферограммы.

Ошибки измерений, вызванные различием траекторий интерферирующих лучей, также могут быть минимизированы путем проведения их калибровки. Пусть $f(x, y, a_1, a_2)$ – функция ошибок фазы интерферограммы в точке изображения с координатами (x, y) в зависимости от углов a_1 и a_2 между интерферирующими лучами в двух плоскостях. Функция f может быть разложена в каждой точке (x, y) в ряд Маклорена относительно переменных a_1 и a_2 . Эксперименты показали, что линейные слагаемые в данном разложении значительно превосходят все остальные слагаемые для значений переменных a_1 и a_2 , соответствующих интерференционным картинам с сотней полос. В абсолютном большинстве случаев значения углов a_1 и a_2 существенно меньше. Поэтому можно записать:

$$f(x, y, a_1, a_2) = c_1(x, y)a_1 + c_2(x, y)a_2 \quad (18)$$

где $c_1(x,y)$ и $c_2(x,y)$ – коэффициенты разложения функции f по переменным a_1 и a_2 , соответственно, в зависимости от координаты (x,y) . Постоянная составляющая отсутствует в формуле (18), поскольку при $a_1=0$ и $a_2=0$ интерферирующие лучи идут по одному пути и $f(x, y, 0, 0) = 0$. Коэффициенты $c_1(x,y)$ и $c_2(x,y)$ получают экспериментально путем измерения распределений фазы интерферограммы при трех значениях углов a_1 и a_2 и решения системы линейных уравнений:

$$\Psi(x, y, a_{1i}, a_{2i}) = \Psi_0(x, y) + c_1(x, y)a_{1i} + c_2(x, y)a_{2i} \quad , \quad i= 1, 2, 3 \quad (19)$$

относительно неизвестных $c_1(x,y)$, $c_2(x,y)$ и $\Psi_0(x, y)$.

Здесь $\Psi(x, y, a_{1i}, a_{2i})$ – измеренная фаза интерферограммы при заданных значениях углов a_1 и a_2 , $\Psi_0(x, y)$ – фаза интерферограммы, которая была бы получена при отсутствии ошибок измерений.

Таким образом, учет различий траекторий лучей путем смены углов ориентации исследуемых образцов практически нивелирует влияние неплоскостности эталонов и неидеальности формы других оптических элементов интерферометра на точность измерений.

8.3.4 Абсолютная точность интерферометра

Как будет показано ниже, абсолютная точность интерферометров Физо может быть обеспечена, прежде всего, наличием априорной информации о профиле эталонной поверхности, получаемом в результате проведения калибровочной процедуры.

Для интерферометров с горизонтальной и вертикальной ориентацией оптических осей существует разница в принципах закрепления вследствие различий воздействия гравитационных сил на профиль рабочих эталонных поверхностей. Температурные деформации формы поверхности эталонов могут быть определены из численной модели. Именно данные меры могут

позволить выполнить калибровку эталонных пластин интерферометров с точностью $\lambda/1000$ ($\lambda = 632.8$ нм) по RMS.

Для интерферометров большой апертуры наибольшее ограничение на точность измерений накладывают неточности изготовления рабочих поверхностей эталонных пластин. Из формулы (13) видно, что измеряемая оптическая разность хода $\Delta(x,y)$ включает в себя как профиль поверхности образца, так и профиль поверхности эталона. В настоящее время крупногабаритные эталонные пластины диаметром могут быть изготовлены с точностью около $\lambda/10$ по PV. Именно поэтому точность измерений существующих в настоящее время широкоапертурных интерферометров ограничена указанным значением [61, 62]. Тем не менее, точность измерений интерферометра может быть значительно выше точности изготовления его эталонов, если выполнить абсолютную калибровку эталонных пластин интерферометра.

Идея калибровки эталонных поверхностей с использованием взаимных измерений между тремя поверхностями достаточно хорошо известна [78-80]. Алгоритмы восстановления формы эталонов, связанные, в том числе, с видами измерений между поверхностями пластин, могут различаться, и это является одной из особенностей программного обеспечения интерферометров. Суть, тем не менее, остается неизменной и заключается в выполнении таких взаимных измерений между тремя пластинами, при которых возникает невырожденная система уравнений, имеющая однозначное решение обратной задачи: восстановления формы поверхностей пластин. При правильно подобранных взаимных измерениях эталонных пластин решение возникшей системы уравнений позволяет восстановить формы всех трех эталонов с точностью, существенно превышающей точность их изготовления.

Существуют, как минимум, два способа калибровки. Первый и наиболее понятный способ основывается на классической процедуре сравнения формы калибруемой поверхности с известной формой другой эталонной пластины, имеющей более высокий класс точности. Однако очень часто такая процедура не может быть применена по причине отсутствия эталонной пластины требуемой апертуры и требуемого класса точности.

Второй способ не предполагает использования эталонной пластины с заранее известной формой поверхности. Наиболее известной разновидностью этого способа является так называемый «метод трех пластин» [78-80]. Известно, что путем взаимных измерений поверхностей трех пластин может быть получена комбинация данных, позволяющая решить обратную задачу определения формы всех трех поверхностей, вовлеченных в процедуру калибровки. Далее под калибровкой эталонных пластин мы будем понимать именно этот способ калибровки.

Практика показала, что проведение процедуры калибровки требует от прибора наличия свойств, которыми не всегда обладают серийно выпускаемые коммерческие интерферометры и интерферометры, в которых калибровка эталонных пластин не планировалась.

Следующий раздел посвящен основным техническим проблемам обеспечения процедуры калибровки и способам их решения.

8.3.5 Понятие “повторяемость” при калибровке

Повторяемость измерений – один из основных критериев качества любого измерительного устройства. Этот термин широко используется при оценке свойств интерферометров, в том числе коммерческих. Повторяемость измерений является наиболее важным условием успешной калибровки.

Как правило, термин “повторяемость” строго определяется в описании приборов, где устанавливаются условия повторяемости и порядок ее экспериментальной проверки. Однако следует иметь в виду, что изготовленные интерферометры в их первоначальном виде предназначены, прежде всего, для измерений формы поверхностей образцов и не предусматривают проведение калибровочных процедур.

Цикл калибровочных измерений занимает гораздо большее время (из-за перестановок эталонных пластин), поэтому понятие и условия повторяемости должны быть переопределены. С учетом опыта ИПФ РАН калибровки малых интерферометров время на проведение всего цикла занимает, как минимум, три часа. Относительно высокая продолжительность связана не только с самой сменой калибруемой оптики, но и последующими юстировочными и настроечными процедурами, а также ожиданием термализации элементов оптической схемы и воздуха, находящегося в непосредственной близости от интерферометра.

При штатном использовании интерферометра требование повторяемости не включает в себя возможность перестановок или других манипуляций с эталонами и образцами в том объеме, в котором это необходимо при калибровочных измерениях. В этом случае вся конструкция механических оправ и узлов может не гарантировать сохранение формы поверхностей эталонов на протяжении всего калибровочного цикла, что приводит к отсутствию требуемой повторяемости. В то же время сохраняемость и контролируемость изменений формы рабочих поверхностей эталонных пластин является краеугольным камнем, на котором базируется вся последующая математическая обработка данных калибровочных измерений.

Приведем меры, которые должны быть приняты для обеспечения требований повторяемости при калибровке:

- обеспечение повторяемости при перестановке эталонных пластин,
- обеспечение долговременной повторяемости.

8.3.6 Обеспечение повторяемости при перестановке эталонных пластин

Для интерферометра Физо с вертикальным расположением оптической оси на эталонную и тестируемую пластины действует гравитационная сила в направлении, перпендикулярном их рабочим граням. Сила тяжести в этом случае уравнивается действием опор на оправках, располагаемых по периметру оптических элементов. Существует, как минимум, два принципа подвески пластин в оправках. Первый назовем «принцип распределенного воздействия». Он предполагает максимальные увеличения сечения опорных площадок. В оптике этот принцип используется очень часто и имеет название «разгруженная подвеска». В этом случае создаются условия, когда давление на образец, определяемое как отношение всей силы веса на площадь опоры, будет минимальным и соответственно, будут минимальными деформации пластин, вызываемые гравитационными силами. Однако хотя само значение деформаций будет минимизировано, оно превышает требуемое предела $\lambda/1000$ и им пренебрегать нельзя.

При распределенной нагрузке на пластины становится неопределенным распределение сил между конкретными точками микроопор. Это было проверено в ходе макетирования. После получения распределения высот профиля поверхности пластины, исследуемая пластина снималась с исходного места, а затем возвращалась с максимальной возможной точностью в исходное положение. Эксперименты показали, что при процедуре снятия и возвращения нагрузок разница в данных измерений составляла более $\lambda/100$. Это существенно превышает погрешность измерений, значение которой при калибровке не должно превышать $\lambda/1000$.

Поэтому, несмотря на достоинства распределенного воздействия нагрузок, для интерферометра с вертикальной ориентацией осей мы были вынуждены его отвергнуть.

Второй принцип назовем «принцип сосредоточенного воздействия». Он предполагает наличие трех точечных опор с фиксированными с точностью до 0,01 мм местами расположения по периметру оптического элемента. Повторение экспериментов по снятию пластин с опор и возвращением их на прежнее место показало, что, несмотря на то, что сами значения деформаций увеличились, повторяемость результатов измерений оказалась существенно выше. Разница в данных измерений в этом случае не превышала уровень шумов прибора и составляла $\lambda/1000$ и меньше.

В соответствии с этим для схем интерферометра с вертикальным расположением осей была выбрана подвеска в виде 3-х сосредоточенных упоров по периметру пластин, располагаемых в латеральной плоскости (x, y) под углами 120° друг к другу.

Есть еще одна особенность проведения калибровочных экспериментов в интерферометрах с вертикальным направлением оптической оси. При взаимном измерении разности профилей трех эталонных пластин, одна и та же пластина может участвовать в экспериментах в положении, когда ее рабочая грань находится снизу и сверху относительно другой пластины. При этом направление прогиба рабочей поверхности пластины меняет знак. Для учета этого эффекта необходимо добавить к искомой функции, описывающей профиль поверхности пластины в условиях нулевой гравитации, еще одну функцию, описывающую гравитационный прогиб, которая в экспериментах при перевороте пластины также меняет свой знак. Увеличение числа неизвестных функций потребовало увеличения числа измерений, но зато создало условия для адекватного учета всех составляющих калибровочной процедуры. Адекватность или неадекватность представления в конечном

итоге оценивается невязкой в решении обратной задачи восстановления профиля поверхности пластины. В наших экспериментах она составила $\lambda/1000$, что может быть объяснено случайной шумовой составляющей, а не ошибками алгоритма калибровки.

В ИПФ РАН ранее были разработаны интерферометры с вертикальным расположением оптической оси. На рисунке 16 дана фотография интерферометра для контроля плоских поверхностей диаметром до 100 мм. На рисунке 17 представлены профили распределения высот эталонных поверхностей диаметром 100 мм в виде изолиний. На рисунке 18 приведен профиль гравитационного прогиба одной из эталонных пластин в цветовом виде, полученный также в результате калибровочных процедур. На рисунке 19 представлен действующий интерферометр ИПФ РАН для контроля плоских поверхностей диаметром до 300 мм. На рисунке 20 (а –в) представлены профили рабочих поверхностей эталонных пластин интерферометра. Поскольку точность изготовления пластины на рисунке 20(а) в несколько раз превосходит точность изготовления пластин на рисунках 20(б и в), то она и была выбрана в качестве рабочей эталонной пластины действующем интерферометре.



Рис. 36 - Фотография интерферометра для контроля плоских поверхностей диаметром до 100 мм.

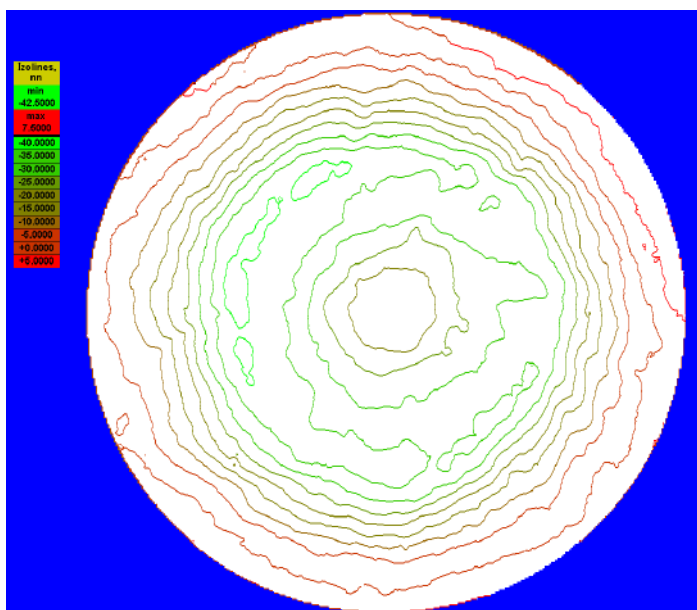
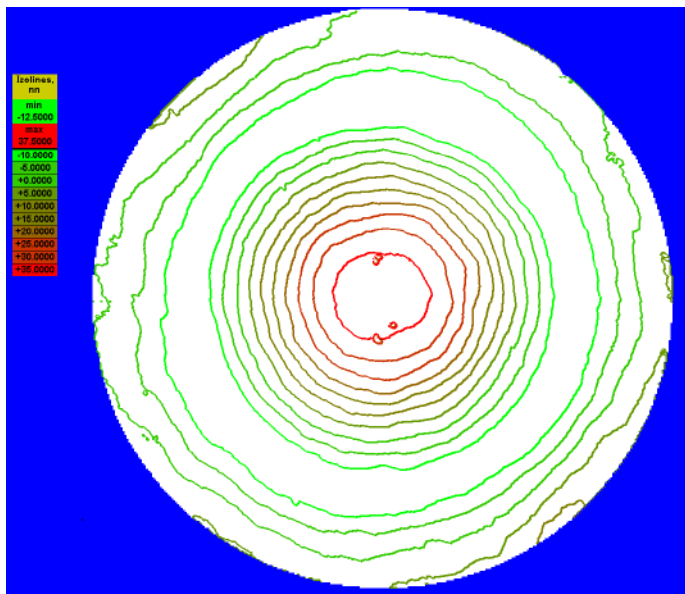
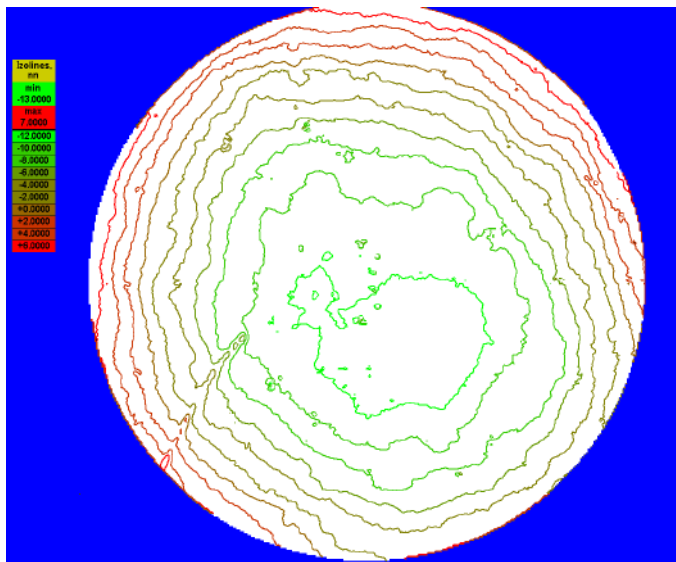


Рис. 37 - Профили распределения высот трех эталонных поверхностей диаметром 100 мм в виде изолиний.

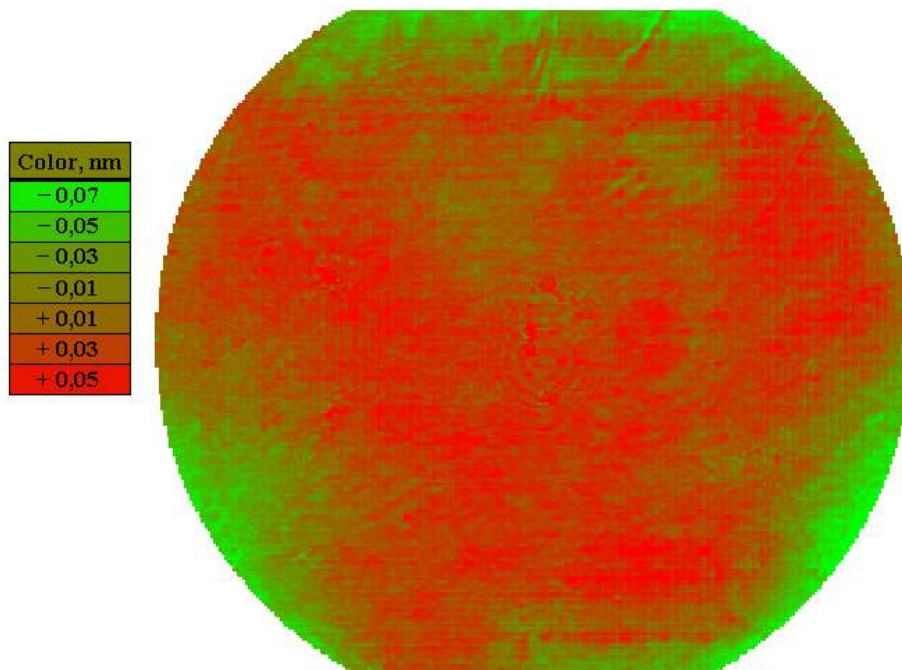


Рис. 38 - профиль гравитационного прогиба одной из эталонных пластин в цветовом виде, полученный в результате калибровочных процедур.



Рис. 39 - Фотография интерферометра ИПФ РАН

для контроля плоских поверхностей диаметром до 300 мм.

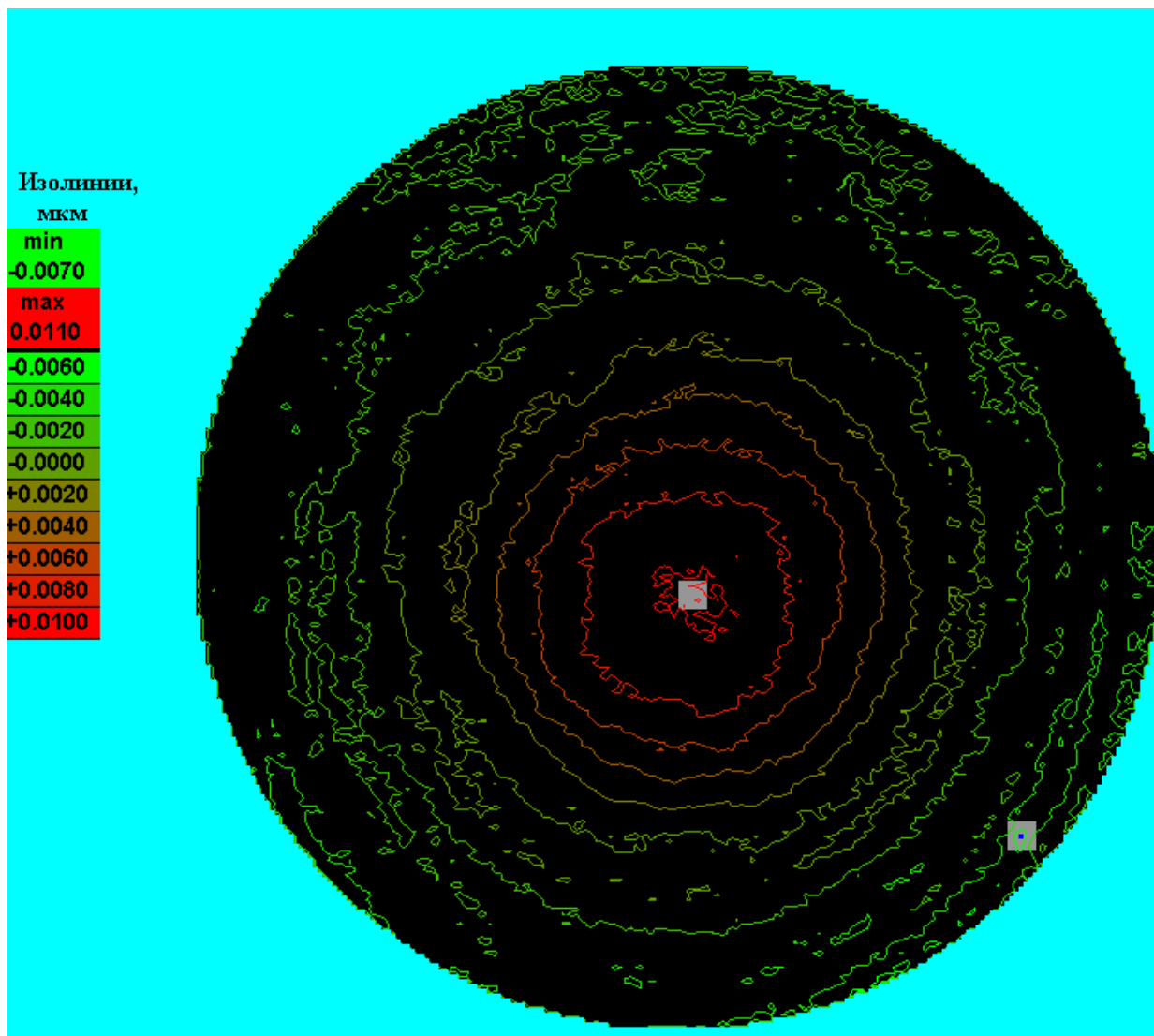


Рис. 40 а – профиль рабочей поверхности первой из эталонных пластин 300-мм интерферометра ИПФ РАН в виде изолиний.

Поскольку точность изготовления этой пластины в несколько раз превосходит точность изготовления пластин на рисунках 20 (б и в), то она и была выбрана в качестве рабочей эталонной пластины действующем интерферометре.

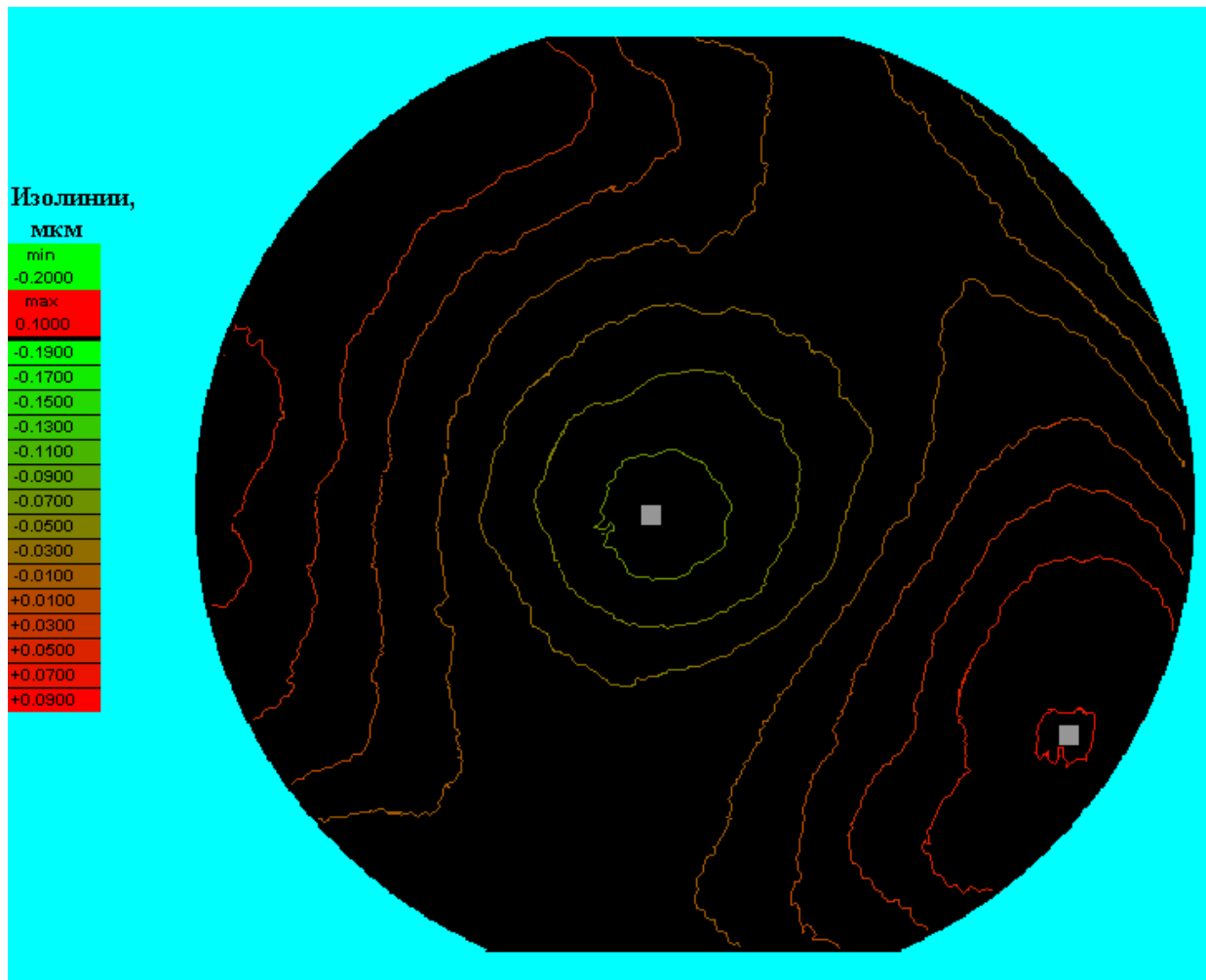


Рис. 41 б – профиль рабочей поверхности второй из эталонных пластин 300-мм интерферометра ИПФ РАН в виде изолиний.

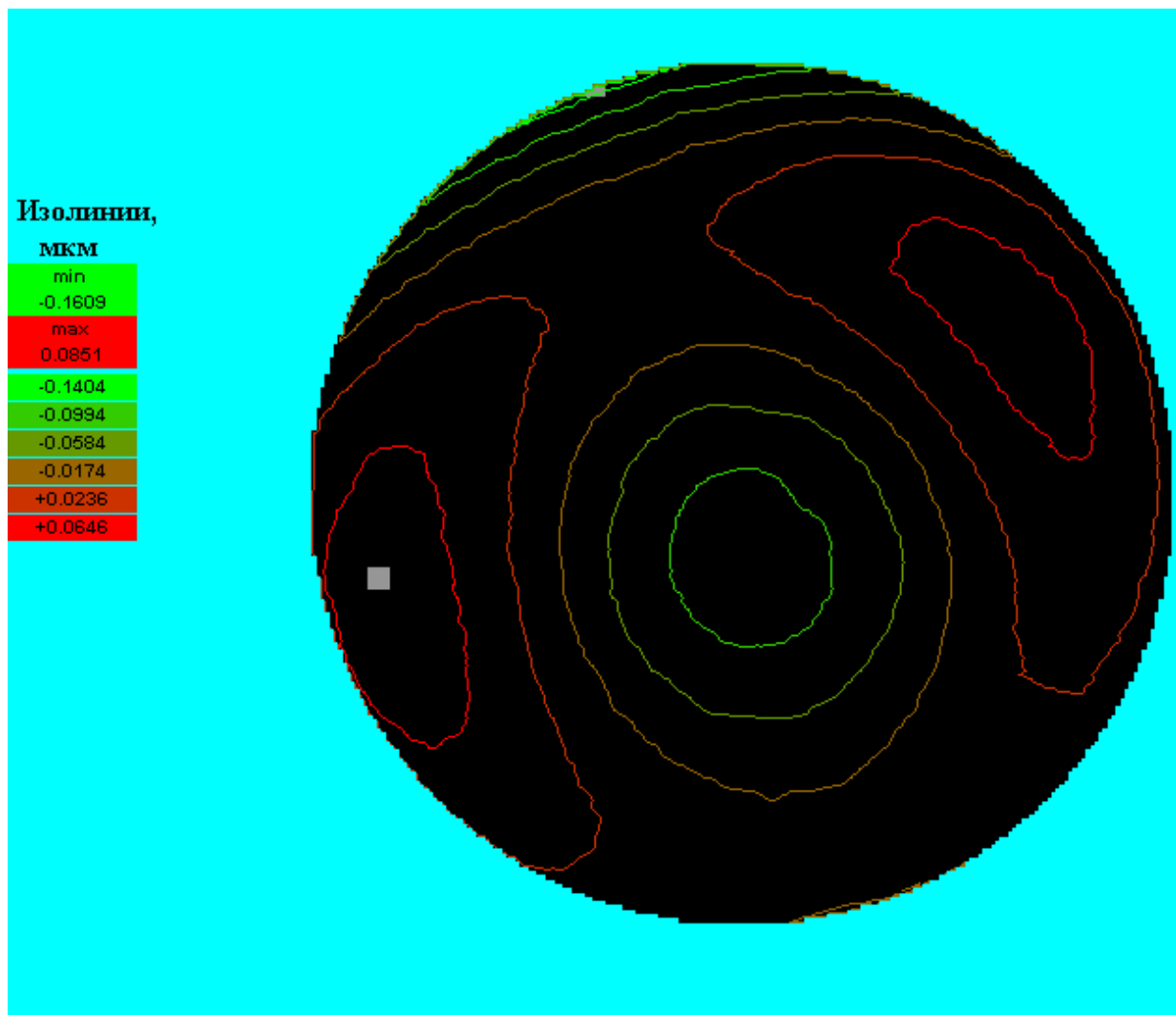


Рис. 42 в – профиль рабочей поверхности третьей из эталонных пластин 300-мм интерферометра ИПФ РАН в виде изолиний.

Для интерферометра Физо с горизонтально расположенной оптической осью также рассмотрим два вида закрепления эталонной пластины интерферометра. В широкоапертурных интерферометрах фирмы Zygo [62] использован механизм закрепления эталонной пластины на ленточной основе. Этот принцип закрепления эталонной пластины весьма прост в исполнении и в то же время обеспечивает эффективное рассредоточение силы реакции опоры на саму пластину. На рисунке 21 дана фотография механизма ленточной подвески эталонной пластины 32-дюймового интерферометра фирмы Zygo.

Свойства ленточной подвески базируются на оценках распределения сил по периметру пластины. Пусть пластина представляет собой гладкую цилиндрическую поверхность, нижняя часть которой свободно огибается плоской металлической лентой.

Обозначим натяжение ленты как $G(\alpha)$, где $-\pi/2 < \alpha < \pi/2$ – текущий угол (рисунок 22). К краям элемента $dl = R d\alpha$, где R – радиус пластины, приложены силы $G(\alpha)$ и $G(\alpha+d\alpha)=G(\alpha)+dG$, направленные по касательной к окружности – границе пластины. Результирующие силы, действующие на элемент dl со стороны ленты, равны:

$$\begin{aligned} dF_n &= G d\alpha \\ dF_t &= dG = \frac{dG}{d\alpha} d\alpha \end{aligned} \quad (20)$$

где dF_n направлена по нормали к окружности к ее центру, dF_t направлена по касательной к окружности. Формула для dF_n следует из параллелограмма сил, изображенного на рисунке 22.

Проекция сил, действующих со стороны всех элементов dl на ось y , равна:

$$F_y = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (\cos \alpha dF_n + \sin \alpha dF_t) = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} d(G \sin \alpha) = G(\alpha_2) \sin \alpha_2 - G(\alpha_1) \sin \alpha_1$$

(21)

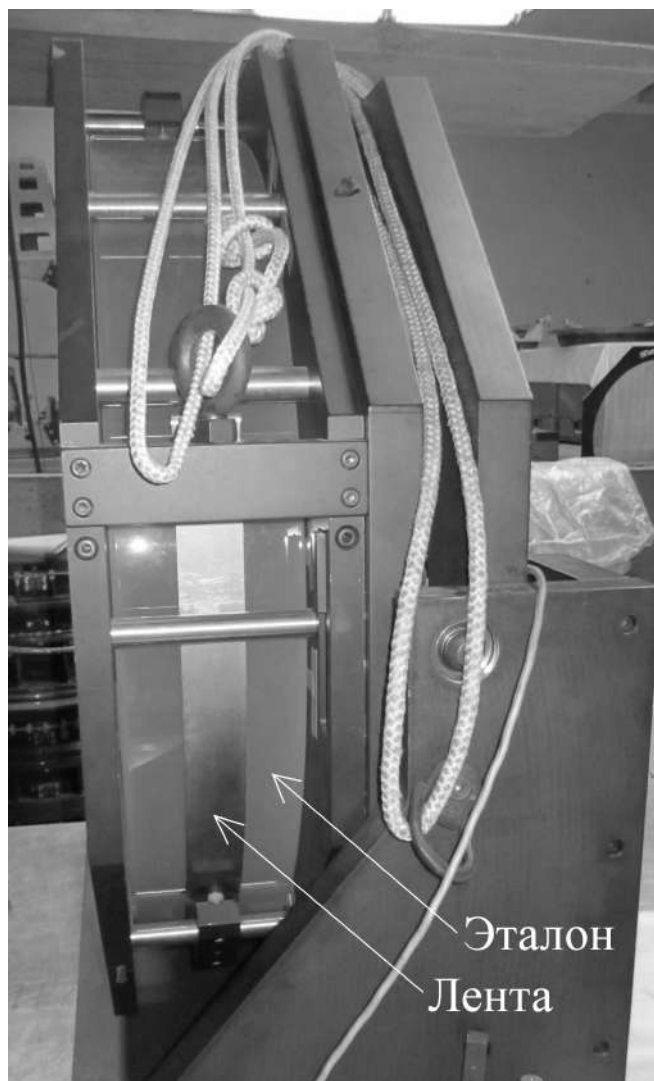


Рис. 43 - Фотография механизма ленточной подвески эталонного зеркала 32-дюймового интерферометра фирмы Zygo.

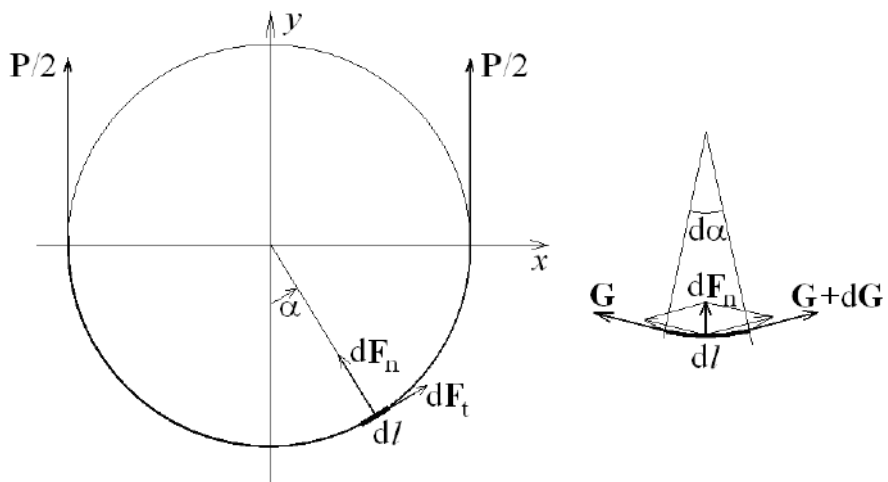


Рис. 44 - Распределение сил по периметру пластины при ее подвешивании на ленте.

Проекция сил, действующих со стороны всех элементов dl на ось x , равна:

$$F_x = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (-\sin \alpha dF_n + \cos \alpha dF_t) = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} d(G \cos \alpha) = G(\alpha_2) \cos \alpha_2 - G(\alpha_1) \cos \alpha_1 \quad .$$

(22)

Момент сил, действующих со стороны всех элементов dl :

$$M = R \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} dF_t = R[G(\alpha_2) - G(\alpha_1)] \quad . \quad (23)$$

При $\alpha_1 = -\pi/2$ и $\alpha_2 = \pi/2$, как на рис.4, получим:

$$F_y = G(\pi/2) + G(-\pi/2)$$

$$F_x = 0 \quad (24)$$

$$M = R [G(\pi/2) - G(-\pi/2)]$$

При равновесии $F_y = P$, $M = 0$, где P – вес пластины. Тогда:

$$G(\pi/2) = G(-\pi/2) = P/2 \quad . \quad (25)$$

На натяжение ленты $G(\alpha)$ накладываются два дополнительных условия:

- условие того, что лента не провисает под пластиной:

$$G(\alpha) > 0 \quad , \quad (26)$$

- условие непроскальзывания пластины относительно ленты:

$$|dF_t| < k |dF_n| \quad \text{или} \quad \left| \frac{dG}{d\alpha} \right| < kG \quad , \quad (27)$$

где k – коэффициент трения.

Итак, силы, действующие на границе между лентой и пластиной, определяются формулами (20), где натяжение ленты $G(\alpha)$ должно удовлетворять ограничениям (25) – (27).

Теперь рассмотрим идеализированный случай: идеальную ленту без трения. Тогда получим:

$$G = P/2 \quad ,$$

$$dF_n = (P/2)d\alpha \quad , \quad (28)$$

$$dF_t = 0$$

Таким образом, в идеализированных условиях отсутствия трения, давление на пластину со стороны ленты постоянно в каждой точке. Используя это условие, был проведен численный расчет, который позволил получить оценку искажения формы поверхности идеальной плоской пластины (цилиндр из кварцевого стекла диаметром 650 мм и толщиной 80 мм), подвешенной на ленте без трения (Рис. 44).

Численные оценки искажений формы поверхности пластины, соответствующие равномерному радиальному давлению на нижнюю часть ее цилиндрической поверхности, составляют всего около 2 нм. Сама по себе величина искажений невелика. Однако необходимо было проверить, будет ли такая оценка отражать реальные деформации пластины и будут ли сохраняться величина и распределение деформаций при всех манипуляциях с пластиной (перестановка, повороты и т.д.), связанных с процедурой калибровки.

Для этих целей были измерены формы рабочей поверхности крупногабаритной пластины в исходном состоянии, а также после ее поворота вокруг горизонтальной оси и возвращения в исходное состояние. Для регистрации изменений формы результаты этих двух измерений вычитались. На рисунке 24 представлены изолинии разности форм рабочей поверхности пластины до и после ее переустановки.

Разница форм поверхностей пластины до и после ее переустановки на ленточном подвесе составляет около 20 нм по RMS, что существенно больше численных оценок, соответствующих идеализированной модели ленточной подвески. Эта разница может быть объяснена только тем, что воздействие ленточного подвеса на пластину существенно отличается от рассмотренной теоретической модели. Неадекватность модели могла быть связана с отсутствием учета трения между лентой и цилиндрической поверхностью

пластины. Учет трения покоя часто является очень сложной проблемой. Конкретные его значения всегда неоднозначны. Причиной также могут быть изменения положений точек касания ленты с поверхностью пластины. Не исключено, что при переустановках меняется система микропор, которая кардинальным и непредсказуемым образом меняет схему взаимодействия

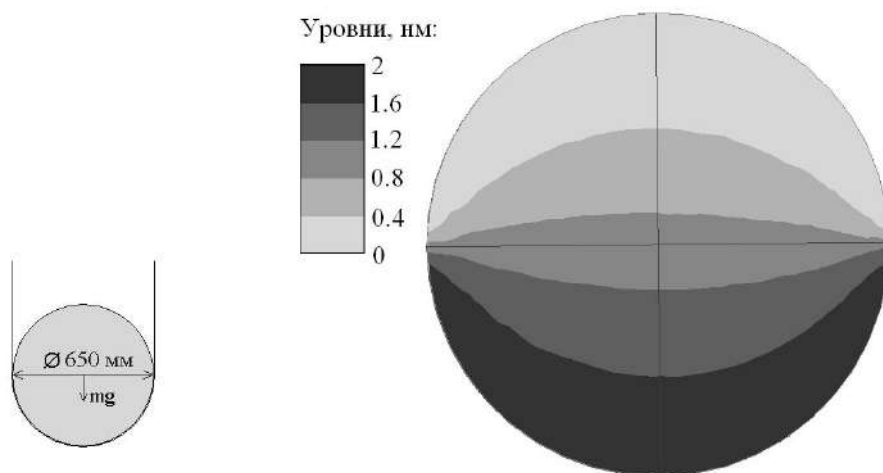


Рис. 45– Результаты численного расчета гравитационного искажения формы рабочей поверхности крупногабаритной пластины (диаметр 650 мм и толщина 80 мм), в случае применения ленточной подвески.

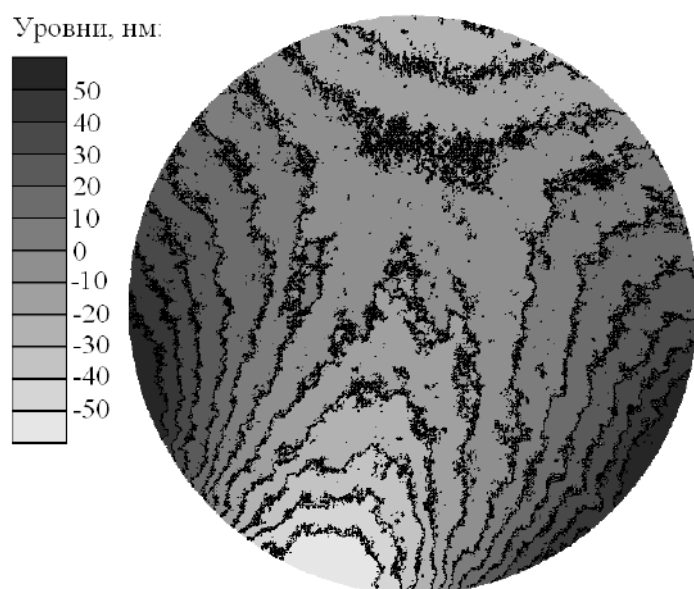


Рис. 46 - Изолинии разности форм рабочей поверхности пластины, полученных до и после ее переустановки на ленточном подвесе.

ленты и пластины в гравитационном поле. Так или иначе, столь низкая повторяемость не соответствует необходимым условиям проведения успешной калибровки.

В связи с этим мы также как в случае с вертикальной ориентацией оси интерферометра были вынуждены отказаться от подвеса на ленте и исследовать возможность применения сосредоточенной опоры. В какой-то мере такой способ крепления эталона является полной противоположностью ленточной подвеске с рассредоточенным действием сил реакции опоры. Естественно ожидать, что при этом абсолютные деформации пластины возрастут, но вместе с тем, возможно, снимется неопределенность воздействия и уменьшится непредсказуемость искажений формы.

При макетировании в качестве сосредоточенной опоры для крупногабаритной пластины был использован металлический полушарик диаметром 25 мм, который в нижней точке пластины сопрягался с притертой к ней цилиндрической поверхностью. Вершина полушарика опиралась на стенки внутреннего конуса. На Рис. 47 справа приведен результат численного расчета распределения гравитационных искажений поверхности крупногабаритной пластины (цилиндр из кварцевого стекла, диаметр 650 мм и толщина 80 мм) для случая опоры на полушарике.

Реальный эксперимент с крупногабаритной пластиной, установленной на сосредоточенной опоре показал, что разностная картина формы, полученная до и после переустановки, близка к шумовой с $RMS \sim \lambda/1000$.

Полученные результаты позволяют сделать следующий вывод. Сосредоточенная опора создает деформацию рабочих поверхностей эталонных пластин, повторяемость которой существенно лучше повторяемости формы пластин в случае ленточного подвеса. Она составляет величину $\sim \lambda/1000$ по RMS и соответствует необходимым для калибровки требованиям.

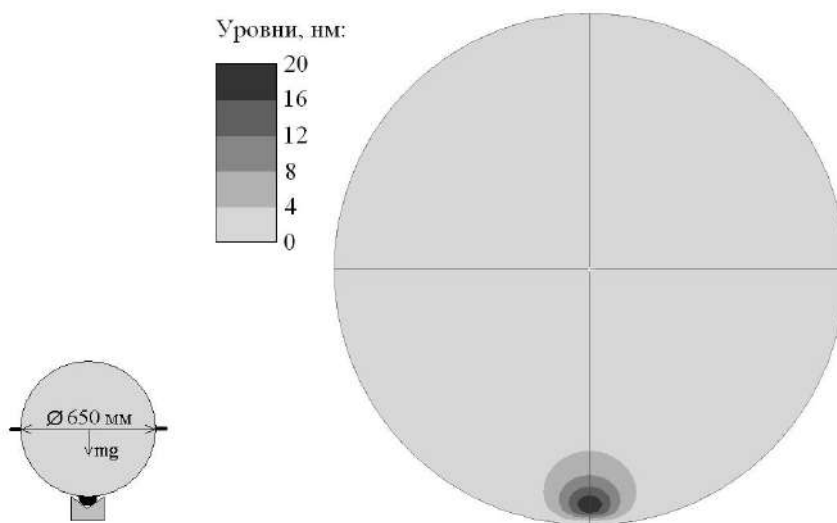


Рис. 47 - Результат численного расчета гравитационного искажения формы рабочей поверхности крупногабаритной пластины (диаметр 650 мм, толщина 80 мм), опирающейся на полушарик диаметром 25 мм.

8.3.7 Обеспечение долговременной повторяемости. Учёт температурных эффектов.

В оптических интерферометрах, предназначенных для особо точных измерений, все элементы, узлы и алгоритмы работы доведены до такого совершенства, что долговременная повторяемость измерений в значительной степени определяется стабильностью формы эталонных поверхностей. В предыдущем разделе было рассмотрено влияние на стабильность формы механических опор эталонов. Ниже мы рассмотрим влияние на формы поверхностей температурных нестабильностей воздушной среды вокруг эталонных пластин.

Известно, что на форму плоской поверхности твердого тела влияет не абсолютное значение температуры твердого тела, а неоднородное распределение температуры внутри него. Источником этих неоднородностей могут быть как неоднородности распределения температуры воздушной среды, так и ее быстрые изменения во времени, которые в силу низкой теплопроводности материала пластин не успевают уравниваться по всей их толщине.

Оценка влияния неоднородностей температуры воздуха на форму пластины из кварцевого стекла большого диаметра показывает, что при разности температур на противоположных ее гранях $0,1^{\circ}\text{C}$ рабочие поверхности пластины получают изгиб сферической формы, среднеквадратическое отклонение которого от плоскости составляет величину ~ 10 нм (стрелка прогиба данной деформации составляет 35 нм). При требованиях на стабильность формы эталонной пластины $\sim 0,6$ нм по RMS мы получаем требование на однородность температуры внутри пластины, соответствующее $\sim 0,006^{\circ}\text{C}$. Такая однородность температуры внутри пластины может быть достигнута, если временной градиент температуры воздуха не превышает $\sim 0,009^{\circ}\text{C}/\text{ч}$. В результате сохранение формы пластин

путем стабилизации температуры воздушной среды становится трудно выполнимой задачей.

Другим способом сохранения формы эталонных поверхностей является создание оптических материалов с гораздо меньшим коэффициентом температурного расширения, чем кварцевое стекло. На сегодняшний день оба приведенных способа являются достаточно затратными.

Существует еще один путь. Он связан с отказом от концепции стабильных эталонов и переходом к концепции предсказуемых эталонов. Известно, что во многих случаях прогнозировать изменения легче, чем их предотвратить. Ниже мы приводим схему и результаты решения задачи калибровки эталонных пластин интерферометров с точностью до долей нанометров, основанных на концепции прогнозирования.

Основная идея реализации концепции базируется на следующих рассуждениях. Форма эталонных поверхностей в любой момент времени определяется динамикой и структурой изменений температуры воздушной среды вокруг эталонных пластин. При этом она зависит не столько от мгновенных значений температуры на момент измерений формы, сколько от всей предыдущей истории ее эволюции. Оценки показывают, что при приведенной выше геометрии пластин и термофизических свойствах материала пластин и воздуха должна учитываться эволюция температуры воздушной среды с опережением не менее восьми часов от начала оптических измерений.

Следовательно, используемый для точных измерений интерферометр должен быть снабжен системой непрерывного мониторинга температуры, которая позволяла бы расчетным путем определять конкретную форму эталонных поверхностей на любой момент проведения интерференционных измерений. Крайне важно найти такой вариант реализации этой идеи,

который бы обеспечил требуемую эффективность при максимальной простоте реализации.

Сложность мониторинга температуры на поверхностях эталонных пластин заключается в отсутствии возможности размещения непосредственно на них большого количества точных датчиков температуры. Самая большая трудность связана с тем, что по условиям работы интерферометра датчики не могут размещаться на рабочих поверхностях пластин. В силу этого был апробирован наиболее простой вариант с расположением датчиков в воздухе и только там, где они не препятствовали работе интерферометра.

Поскольку для численного решения задачи требовалось знание температуры непосредственно на поверхностях эталонных пластин, то между показаниями датчиков температуры воздуха и температуры на гранях пластин должна быть установлена некая эмпирическая зависимость.

Для возможного расположения эталонных пластин во время калибровки была апробирована упрощенная модель.

Основные предположения модели:

- изменение температуры окружающей среды не сказывается на "тонкой" структуре формы поверхности, а лишь добавляет сферическую составляющую (экспериментально было подтверждено, что это предположение выполняется с требуемой точностью);

- температура внешних сторон эталонных пластин равна T_1 для обеих пластин;

- температура внутренних сторон эталонных пластин равна T_2 для обеих пластин.

Связь между температурой T_1 и показаниями датчиков температур T^1, T^2, T^3 в момент снятия показаний с номером n описывается зависимостью:

$$T_1(n) = T_1(n-1) + k_1 [T(n) - T_1(n-1)] \quad , \quad (29)$$

где $T = (T^1 + T^2 + T^3)/3$.

Для температуры внутренних поверхностей пластин T_2 использовалось выражение, аналогичное (29):

$$T_2(n) = T_2(n-1) + k_2 [T(n) - T_2(n-1)] \quad (30)$$

Интервал снятия показаний с датчиков и вычисления температур внутри эталонов был взят, равным 1 минуте. Значения коэффициентов k_1 и k_2 , полученные на макетах, составили $1/85$ и $1/125$, соответственно, при расстоянии между пластинами 30 мм. Такое расстояние вполне достаточно при манипуляциях с пластинами во время калибровочных процедур.

В случае постоянной во времени температуры окружающей среды T , формулы (29) и (30) описывают экспоненциальное стремление температур T_1 и T_2 к температуре T . Характерное время составляет $1/k_1=85$ минут для внешних сторон кварцевых пластин и $1/k_2=125$ минут для их внутренних сторон.

Распределения температуры внутри промежутка между пластинами на каждый момент времени определялись путем численного интегрирования уравнения теплопроводности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T(\bar{r}, t)}{\partial t} &= a^2 \Delta T(\bar{r}, t) \\ T(\bar{r}, t = 0) &= T_0 \\ T(\bar{r}_1, t) &= T_1(t) \\ T(\bar{r}_2, t) &= T_2(t) \end{aligned} \quad (31)$$

где \bar{r} – координаты точек внутри пластин, t – время, $T(\bar{r}, t)$ – температура как функция координат и времени, a^2 – коэффициент температуропроводности материала, T_0 – начальная температура пластин. В качестве нее была взята температура окружающей среды в начальный момент времени, \bar{r}_1 – координаты точек поверхности с внешней стороны пластины, \bar{r}_2 – координаты точек поверхности с ее внутренней стороны.

По известному распределению температуры внутри пластины вычислялась ее деформация. Решение задачи теплопроводности (31) и соответствующий расчет деформаций пластины могут быть существенно упрощены. Численное моделирование показало, что при медленных изменениях температуры воздуха, таких, какие наблюдались в помещениях, где проводились эксперименты, стрелка прогиба Δh деформаций может быть выражена простой формулой:

$$\Delta h = c(T_2 - T_1) , \quad (32)$$

где c – коэффициент, который определяется численно, составлял $\approx 353 \text{ нм}/^\circ\text{C}$.

Для измерения температуры окружающей среды в помещении были использованы высокоточные термодатчики, сбор данных с которых управлялся с компьютера через контроллер. На рисунке 26 представлен типичный график изменения температуры в ходе проводимых экспериментов. Наиболее значимые градиенты температур соответствовали дневным отрезкам времени (10 ÷ 18 часов). С началом заполнения помещения работающим персоналом начинался рост температуры, который доходил до своих максимумов в промежутке между 13 и 18 часами, а в ночное время температура воздуха и градиенты температуры в пластинах медленно снижались.

На рисунке 27 представлен график зависимости от времени суммарной стрелки прогиба деформаций форм поверхности двух крупногабаритных пластин, рассчитанной согласно модели (сплошная линия). При макетировании измерялись взаимные деформации одной пластины относительно другой с периодом полчаса. Экспериментальные результаты отмечены точками. Из рисунков 26 и 27 видно хорошее согласие расчетных и полученных при макетировании данных, как для ночного времени суток, когда шел процесс релаксации температуры воздуха, так и для дневного

времени суток, когда наблюдался рост температуры с отдельными скачками, обусловленными присутствием людей.

Из результатов макетирования следует, что концепция прогнозирования форм эталонных поверхностей вполне может быть применена как в процессе штатных измерений, так и при калибровке.

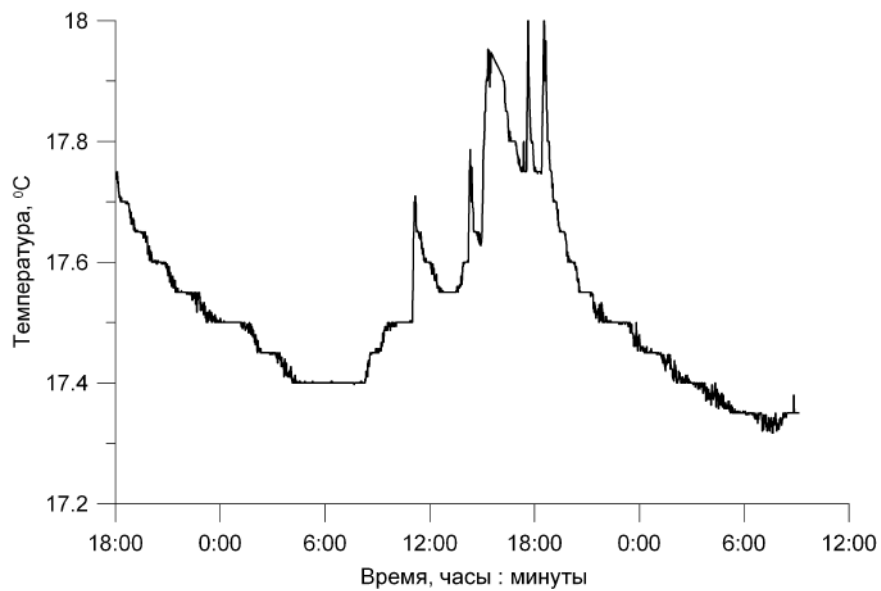


Рис. 48- График изменения температуры воздуха

в ходе проводимых экспериментов.

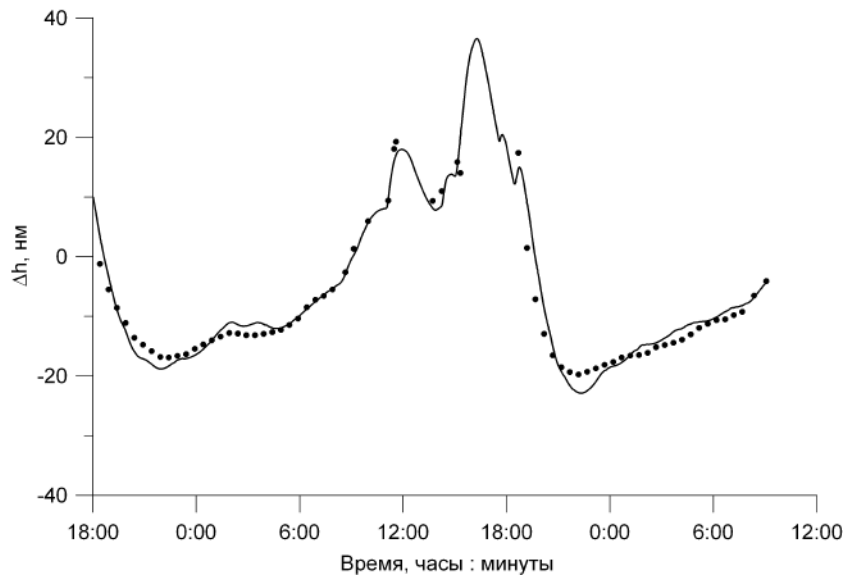


Рис. 49- Зависимость от времени суммарной стрелки прогиба деформаций форм поверхности двух пластин, рассчитанной согласно модели (сплошная кривая), и результаты измерений (точки).

Отметим, что при проведении макетирования в условиях с большими перепадами температур, согласие между прогнозируемыми прогибами пластин и измеренными ухудшалось. Эта разница увеличивалась по мере увеличения градиентов температур от времени. Как и следовало ожидать, примененная нами упрощенная модель не может претендовать на универсальность и имеет вполне ограниченный интервал условий применимости.

Эмпирически было получено следующее условие применимости созданной модели: модель дает адекватную оценку деформаций рабочих поверхностей крупногабаритных пластин, если модуль вычисленной суммарной стрелки прогиба не превышает 40 нм.

9. Испытание опытной партии образцов широкоапертурных нелинейных элементов преобразования частоты (НЭ-ПЧ), опытного образца НЭ-ЯП апертурой 180x180мм из DKDP, опытной партии кристаллических заготовок (z-срез) с габаритами 450x450x70мм для НЭ-ЯП.

Объем испытаний:

1. Проверка комплектности опытных образцов.
2. Проверка геометрических параметров опытных образцов из кристалла.
3. Проверка ориентации относительно оптической оси.
4. Проверка запаса лучевой прочности.
5. Проверка искажения волнового фронта.
6. Проверка шероховатости.
7. Проверка коэффициента остаточного отражения от оптических поверхностей с защитным покрытием.
8. Проверка суммарных энергетических потерь на элементе.
9. Проверка лучевой прочности покрытия.
10. Проверка степени дейтерирования.

11. Проверка угла отклонения направления синхронизма относительно нормали к оптической поверхности для длины волны 1054нм.
12. Проверка внутренней оптической однородности.
13. Проверка аномальной двуосности.
14. Проверка однородности рассеяния.

Все испытания, за исключением специально оговоренных, проводятся в нормальных условиях применения:

- температура воздуха – 23 ± 3 °С;
- относительная влажность воздуха – 50 ± 10 %;
- атмосферное давление – от 84 до 106 кПа (от 630 до 795 мм рт. ст.).

Методики испытаний:

1. Проверка комплектности опытных образцов

Проверка комплектности опытных образцов проводится сличением действительной комплектности с перечнем, приведенным в п. 3.1 ТЗ. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если действительная комплектность соответствует перечню, приведенному в ТЗ.

2. Проверка геометрических параметров опытных образцов из кристалла.

Проверка геометрических параметров опытного образца проводится с помощью поверенного штангенциркуля ШЦЦ II-500мм, точность 0.01мм. Каждый размер измеряется 3 раза. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если они соответствуют п.п. 3.1.4.6, 3.2.1.7 ТЗ.

3. Проверка ориентации относительно оптической оси (только для опытного образца НЭ-ЯП и опытного образца кристаллической заготовки).

Ориентация образца относительно оптической оси производится коноскопическим методом на стенде №3 контроля ориентации и определения порога пробоя НЭ.

Порядок действий:

1. Произвести калибровку измерительного стенда:

- Включить лазерный источник когерентного излучения 1 (He-Ne - лазер).

- Без образца и рассеивателя на экране отметить центр поперечного распределения пучка излучения.

- Настроить поляризаторы на минимум пропускания излучения.

2. Внести образец и рассеиватель в оптическую схему.

3. Ориентацией образца по угловым координатам добиться совмещения отметки на экране и центра коноскопической картинки. Убрать из схемы рассеиватель.

4. Произвести измерение отклонения отражённого от грани образца луча по горизонтальной (x) и вертикальной (y) координате в миллиметрах от оптической оси установки на непрозрачном экране. Измерить расстояние L от экрана до ориентируемой грани образца.

5. Вычислить углы отклонения кристаллографической оси Z по отношению к нормали ориентируемой поверхности образца.

Результаты проверки ориентации опытного образца заносятся в протокол предварительных испытаний опытного образца кристаллов. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если они соответствуют п.п. 3.1.1.2, 3.1.1.3 ТЗ.

4. Проверка запаса лучевой прочности (только для опытного образца НЭ-ЯП и опытного образца НЭ-ПЧ).

Методика испытания лучевой прочности образца включает два этапа. Первый этап базируется на международном стандарте ISO 11254-2:2001,

основой которого является статистическое определение лучевой прочности материала («свидетеля» образца, который изготавливается из той же материнской були), как величины плотности энергии, при которой, разрушение вероятно произойдет при первом выстреле. В отличие от стандарта рассеянное излучение регистрируется в попутном направлении под углом порядка 45° , что обеспечивает уверенную регистрацию как порога разрушения, так и предпороговые модификации материала. На втором этапе испытуемый образец подвергается воздействию лазерного излучения с плотностью мощности не ниже требуемой в ТЗ, но не более определённой на первом этапе.

Испытание лучевой прочности образца производится на стенде контроля ориентации и определения порога пробоя НЭ №3.

Импульсное излучение лазерной системы, интенсивность которого регулируется варьируемым аттенюатором, фокусируется длиннофокусной линзой на исследуемый образец (или «свидетель»). Система регистрации попутно рассеянного излучения фиксирует изменение фонового излучения. Одновременно с этим происходит регистрация продольного модового состава и временного профиля системой регистрации, а так же поперечного распределения излучения в фокусе и энергии каждого импульса в серии системой после отражения от светоделительного клина с антибликовым покрытием на обеих гранях.

Лазерная система излучает линейно поляризованные импульсы на длине волны 1054 нм длительность 3-4 нс и энергией до 0,5 Дж с частотой около 1 Гц. При фокусировке линзой плотность энергии может достигать до 63 Дж/см^2 . Система контроля обеспечивает наблюдение за продольным модовым составом излучения и стабильностью длительности генерируемого импульса и его временного профиля с помощью быстрого фотодиода осциллографа с полосой пропускания не менее 1 ГГц.

Система регистрации обеспечивает наблюдение поперечного распределения интенсивности излучения в фокусе (на/в исследуемом образце) при помощи камеры и регистрацию энергии в импульсе с помощью измерителя энергии.

Система наблюдения попутно рассеянного излучения под углом порядка 45° относительно направления распространения тестового излучения регистрирует изменение фонового излучения на длине волны 1054 нм. Это позволяет фиксировать не только факт разрушения образца, но и процессы, предшествующие необратимому изменению структуры вещества.

Работа на стенде проводится в соответствии с инструкцией по эксплуатации стенда контроля ориентации и определения порога пробоя НЭ №3.

Провести с помощью модифицированного стандарта ISO 11254-2:2001 исследование лучевой прочности «свидетеля» образца.

Провести серию испытаний опытного образца. Испытание лучевой прочности с плотностью энергии не ниже заданной в ТЗ и не более определённой при исследовании «свидетеля» образца провести в девяти точках; точки располагаются в углах, в серединах сторон и в центре контролируемого опытного образца.

Дополнительно в выбранных точках произвести визуальный контроль поверхности и объёма образца с помощью микроскопа МБС-1 на предмет разрушения.

Результаты предварительных испытаний лучевой прочности опытных образцов заносятся в протокол предварительных испытаний опытных образцов кристаллов в виде среднего значения плотности мощности измеренного по девяти точкам. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если они соответствуют п. 3.2.1.4 ТЗ.

5. Проверка искажения волнового фронта (только для опытного образца НЭ-ЯП и опытного образца НЭ-ПЧ).

Контроль оптических элементов осуществляется путём измерения искажений волнового фронта излучения при его прохождении через элемент в трех пространственных диапазонах I – III под рабочим углом для деталей, расположенных в штатной оправе. Для чего используется широкоапертурный интерферометр фазового сдвига ИТ-600.

Последовательность измерения искажений волнового фронта оптического элемента на двойной проход на широкоапертурном интерферометре фазового сдвига следующая.

До установки контролируемого оптического элемента в узел образцов выполняются измерения оптического промежутка между эталонами Э₁ и Э₂. Измерения выполняются как для полной апертуры интерферометра диаметром 630 мм (с использованием камеры ПЗС₁), так и для центральной области диаметром 100 мм (с использованием камеры ПЗС₂).

Контролируемый оптический элемент устанавливается в узел образцов и выполняется измерение волнового фронта на полной апертуре оптического элемента (с использованием камеры ПЗС₁). Для нахождения искажений волнового фронта контролируемого оптического элемента из полученного массива данных вычитается массив данных, соответствующий измеренному в пункте 1 оптическому промежутку для апертуры диаметром 630 мм.

Выполняется измерение девяти областей диаметром 100 мм контролируемого оптического элемента (с использованием камеры ПЗС₂). Области располагаются в углах, в серединах сторон и в центре контролируемого элемента. Выбор области измерения осуществляется при помощи поперечных смещений контролируемого оптического элемента. Для нахождения искажений волнового фронта контролируемого оптического элемента из полученных массивов данных вычитается массив данных,

соответствующий измеренному в пункте 1 оптическому промежутку для апертуры 100 мм.

Результатом каждого измерения в пунктах 2 и 3 является массив искажений волнового фронта оптического элемента на двойной проход.

Контроль качества оптического элемента осуществляется на основе вычисления четырех параметров: PV, PSD, Rq(RMS) и RMS_{grad} .

Результаты предварительных испытаний опытных образцов заносятся в протокол испытаний опытных образцов кристаллов. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если они соответствуют п.п. 3.2.1.9, 3.2.4.10.3 ТЗ.

6. Проверка шероховатости (только для опытного образца НЭ-ЯП и опытного образца НЭ-ПЧ).

Контроль шероховатости поверхности осуществляется бесконтактным оптическим интерференционным микропрофилометром MaximGP 200 фирмы Zygo. Измеряется среднеквадратичное отклонение (rms).

Порядок измерений:

Включить профилометр и запустить соответствующее приложение на РС.

Поместить тестируемый опытный образец на рабочий стол профилометра.

Провести серию измерений. Rms измерять в девяти точках поверхности; точки располагаются в углах, в серединах сторон и в центре контролируемого образца. Измерения проводить в соответствии с инструкциями по эксплуатации микропрофилометра OMP-0408C и OMP-0398D.

Зафиксировать результат измерений в протоколе испытаний.

Результаты предварительных испытаний шероховатости опытных образцов заносятся в протокол предварительных испытаний опытных

образцов кристаллов в виде среднего по всем измеренным точкам значения RMS. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если они соответствуют п.п. 3.2.1.9, 3.2.4.10.3 ТЗ.

7. Проверка коэффициента остаточного отражения от оптических поверхностей с защитным покрытием (только для опытного образца НЭ-ЯП и опытного образца НЭ-ПЧ).

Определение коэффициента остаточного отражения от оптических поверхностей с защитным покрытием проводят на стенде контроля ориентации и определения порога пробоя НЭ №3.

Пучок непрерывного лазерного диода с длиной волны 1054 нм или 527 нм коллимируется линзой. Для формирования импульсного сигнала используется прерыватель. Далее коллимированный пучок диаметром 3-5 мм попадает на стеклянный клин. Отраженный сигнал регистрируется на фотоприемнике для получения информации об интенсивности выходного излучения диода. После клина лазерный луч достигает образца и отраженный от двух граней сигнал регистрируется на фотоприёмнике. С помощью АЦП сигналы с фотоприёмников преобразуются в цифровой вид и далее обрабатываются на ПЭВМ. ПЭВМ осуществляет вычисление амплитуды усреднённых по времени или количеству итераций усреднения сигналов, а вычисленное отношение амплитуд, нормированных на калибровочный коэффициент α , позволяет определить коэффициент отражения от образца.

Для определения калибровочного коэффициента α производится измерение отражения от стекла К8, которое помещается на место опытного образца. Стекло К8 ГОСТ 3514-94 имеет фиксированную величину коэффициента отражения от границы раздела сред (поверхности стекла) $R = 0,040812$ (1054 нм) и $R = 0,042493$ (527 нм). Коэффициент α определяется как

отношение усреднённой амплитуда сигнала фотоприемника, регистрирующего отраженный сигнал от двух граней опытного образца, к произведению усреднённой амплитуды сигнала фотоприемника, регистрирующего излучение диода, и коэффициента отражения стекла К8 в зависимости от длины волны тестирующего излучения.

Коэффициент остаточного отражения от одной грани образца определяется как отношение амплитуды отраженного сигнала к падающему, с учетом калибровочного коэффициента.

Провести серию измерений. Коэффициент остаточного отражения измерять в девяти точках; точки располагаются в углах, в серединах сторон и в центре контролируемого опытного образца.

Результаты предварительных испытаний коэффициента остаточного отражения от оптических поверхностей опытных образцов заносятся в протокол предварительных испытаний опытных образцов кристаллов в виде среднего по всем измеренным точкам значения. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если они соответствуют п.п. 3.2.1.6, 3.14.4.13 ТЗ.

8. Проверка суммарных энергетических потерь на элементе (только для опытного образца НЭ-ЯП и опытного образца НЭ-ПЧ).

Определение суммарных энергетических потерь на элементе (на просвет) проводят на стенде контроля ориентации и определения порога пробоя НЭ №3.

Пучок непрерывного лазерного диода с длиной волны 1054 нм коллимируется линзой. Для формирования импульсного сигнала используется прерыватель. Далее коллимированный пучок диаметром 3-5 мм попадает на стеклянный клин. Отраженный сигнал регистрируется на

фотоприемнике для получения информации об интенсивности выходного излучения диода. После клина лазерный луч проходит через образец и регистрируется на фотоприёмнике. С помощью АЦП сигналы с фотоприёмников преобразуются в цифровой вид и далее обрабатываются на ПЭВМ. ПЭВМ осуществляет вычисление амплитуды усреднённых по времени или количеству итераций усреднения сигналов, а вычисленное отношение амплитуд, нормированных на калибровочный коэффициент α , позволяет определить величину суммарных энергетических потерь на элементе. В случае определения коэффициента потерь образца НЭ-ПЧ используется поляризатор для выделения о-волны.

Для определения калибровочного коэффициента α производится измерение отражения от стекла К8, которое помещается на место опытного образца. Стекло К8 ГОСТ 3514-94 имеет фиксированную величину коэффициента отражения от границы раздела сред (поверхности стекла) $R = 0,040812$ (1054 нм) и $R = 0,042493$ (527 нм). Коэффициент α определяется как отношение усреднённой амплитуда сигнала фотоприемника, регистрирующего отраженный сигнал от двух граней опытного образца, к произведению усреднённой амплитуды сигнала фотоприемника, регистрирующего излучение диода, и коэффициента отражения стекла К8 в зависимости от длины волны тестирующего излучения.

Коэффициент суммарных энергетических потерь на элементе – отношение разности усреднённой амплитуды сигнала фотоприемника, регистрирующего излучение диода, и усреднённой амплитуда сигнала фотоприемника, регистрирующего отраженный сигнал от двух граней опытного образца, к усреднённой амплитуде сигнала фотоприемника, регистрирующего излучение диода с учетом калибровочного коэффициента.

Провести серию измерений. Коэффициент суммарных энергетических потерь на элементе измерять в девяти точках; точки располагаются в углах, в серединах сторон и в центре контролируемого опытного образца.

Результаты предварительных испытаний коэффициента суммарных энергетических потерь на элементе опытных образцов заносятся в протокол предварительных испытаний. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если они соответствуют п.п. 3.2.1.7 ТЗ.

9. Проверка лучевой прочности покрытия (только для опытного образца НЭ-ЯП и опытного образца НЭ-ПЧ).

Методика проверки лучевой прочности покрытия образца идентична методике проверки запаса лучевой прочности. Проверка лучевой прочности покрытия осуществляется на стенде контроля ориентации и определения порога пробоя НЭ №3.

10. Проверка степени дейтерирования (только для опытного образца НЭ-ЯП).

Определение степени дейтерирования опытного образца из кристалла DKDP проводится на стенде определения содержания дейтерия в кристаллах и растворах.

Степень дейтерирования кристаллов принимается равной степени дейтерирования извлеченной из них воды. Определение степени дейтерирования кристаллов состоит из двух этапов: 1) выделение воды из исследуемого объекта; 2) определение степени ее дейтерирования.

Вода из кристаллов DKDP извлекается путем их термического разложения.

Чтобы получить необходимый для проведения анализа объем воды, навеска кристалла (2,5-3г) помещается в кварцевую пробирку, которая закрывается шлифованной пробкой с газоотводной трубкой, которая играет роль холодильника, и нагревается до разложения. Выделяющаяся вода собирается в приемной пробирке. Проба воды переносится сухой пипеткой в кювету для последующего спектрофотометрирования.

Степень дейтерирования воды определяется спектрофотометрическим методом, основанным на том, что коэффициенты поглощения смесей H_2O-D_2O на длине волны 1450нм сильно зависят от соотношения компонентов. Измеряя поглощение воды неизвестного изотопного состава на длине волны 1450нм и сравнивая полученные данные со значениями эталонных измерений, можно найти соотношение H_2O и D_2O в смеси, т.е. определить степень дейтерирования.

Ошибка определения степени дейтерирования смесей H_2O-D_2O составляет $\pm 0,3$ ат.%D в диапазоне 75-99,7 ат.%D и $\pm 0,5$ ат.%D в диапазоне 0-50 ат.%D.

Результаты предварительных испытаний степени дейтерирования опытных образцов заносятся в протокол предварительных испытаний опытных образцов кристаллов. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если они соответствуют п.п. 3.1.1 ТЗ.

11. Проверка угла отклонения направления синхронизма относительно нормали к оптической поверхности для длины волны 1054нм (только для опытного образца НЭ-ПЧ).

Контроль угла отклонения направления синхронизма относительно нормали к оптической поверхности проводят на лазерном стенде контроля ориентации и определения порога пробоя НЭ №3.

Контроль угла отклонения направления синхронизма относительно нормали к оптической поверхности осуществляется следующим методом.

Импульсное поляризованное излучение на длине волны 1054 нм (1ω) с длительностью импульса 3,5 нс и энергией ~ 1 мДж от источника преобразуется в излучение на длине волны 527 нм (2ω) в результате нелинейно-оптического когерентного трёхволнового взаимодействия по схеме оо-е (тип I) в образце. Положение образца подстройкой по угловым координатам выставляется на максимальную выходную интенсивность второй гармоники (2ω). Отражённый от задней грани образца луч второй гармоники попадает на непрозрачный экран с отверстием и миллиметровой сеткой. По отклонению отраженного луча от оптической оси установки определяются горизонтальное (x) и вертикальное (y) смещение в миллиметрах.

Измеряя расстояние L от экрана до задней грани образца и толщину образца, можно вычислить углы проекций нормали и угол разориентации нормали к поверхности относительно направления синхронизма.

Результаты предварительных испытаний опытных образцов заносятся в протокол испытаний опытных образцов кристаллов. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если они соответствуют п.п. 3.2.1.8 ТЗ.

12. Проверка внутренней оптической однородности (только для опытного образца кристаллической заготовки).

Для проверки оптической однородности опытного образца используется теневой метод. Он реализован в Стенде Теневая установка.

Визуализация неоднородностей происходит за счет введения ножа Фуко, который вызывает перераспределение освещенности плоскости изображения. Если разные участки опытного образца вследствие неоднородности отклоняют световые лучи на разные углы, то их изображения будут различаться по освещенности.

Опытный образец кристаллической заготовки в специальной оправе установить на подъемный стол Стенда. Зафиксировать в протоколе

исследовательских испытаний ориентацию образца относительно ножа Фуко. Зафиксировать теневое изображение.

Повернуть опытный образец на 90° вокруг оптической оси установки. Зафиксировать в протоколе исследовательских испытаний ориентацию образца относительно ножа Фуко. Зафиксировать теневое изображение.

Результаты проверки внутренней оптической однородности опытного образца заносятся в протокол предварительных испытаний опытного образца кристаллов. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если внутренняя однородность образца не хуже, чем внутренняя однородность эталонного опытного образца кристаллов. Эталонным опытным образцом кристаллической заготовки считается опытный образец, из которого были изготовлены НЭ-ЯП удовлетворяющие требованиям ТЗ п. 1.3.1.

13. Проверка аномальной двуосности (только для опытного образца кристаллической заготовки).

Для проверки аномальной двуосности опытного образца используется полярископ-поляриметр ПКС-250М.

Принцип действия прибора основан на явлении двойного лучепреломления в анизотропных средах (кристаллы, прозрачные материалы с внутренними напряжениями) при прохождении через них линейно-поляризованного света.

Опытный образец кристаллической заготовки поместить в поле зрения прибора.

Зафиксировать растр коноскопических картинок, соответствующих различным областям кристалла. Для чего использовать маску размером 50x50мм. По характеру коноскопических картинок можно судить о величине и ориентации двуосности.

Занести растровую картину распределения аномальной двуосности в опытном образце кристаллической заготовки в протокол исследовательских испытаний опытного образца кристаллической заготовки. Результаты проверки считаются удовлетворительными, если величина и однородность распределения аномальной двуосности не хуже, чем величина и однородность распределения аномальной двуосности эталонного опытного образца кристаллов. Эталонным опытным образцом кристаллической заготовки считается опытный образец, из которого были изготовлены НЭ-ЯП удовлетворяющие требованиям ТЗ п. 1.3.1.

14. Проверка однородности рассеяния (только для опытного образца кристаллической заготовки).

Однородности рассеяния опытного образца определяется по светорассеянию в лазерном луче. При прохождении лазерного излучения через образец визуально наблюдается светорассеяние различных областей кристалла.

Результаты проверки считаются удовлетворительными, если визуально не обнаружено зон аномального рассеяния в опытном образце кристаллической заготовки. Результат занести в протокол исследовательских испытаний опытного образца кристаллической заготовки.

10. Заключение

Сопоставление достигнутых на сегодняшний день технических характеристик интерферометров с требуемыми, проведенное в третьем разделе, позволяет сделать вывод о том, ни один из существующих интерферометров не отвечает необходимым требованиям. Кроме того, это сопоставление позволили сформулировать требования к вновь создаваемым широкоапертурным интерферометрам для тестирования лазерной оптики.

Наиболее слабым местом современных интерферометров является их относительно невысокая абсолютная точность и невысокая виброустойчивость. Более того, наметился определенный кризис в идеях дальнейшего повышения точности. Дальнейшее повышение точности в настоящее время ограничено уровнем технологий изготовления эталонных элементов.

В ИПФ РАН для преодоления этого кризиса была развита концепция перехода от принципа получения точных эталонных поверхностей к принципу их точной калибровки. Хотя реализация этой концепции сложна не только математически, но и технически в последнем разделе представлены результаты, свидетельствующие о подтверждении не только самой концепции, но и правильности выбранных технических решений для ее реализации.

Последнее свидетельствует о том, что все методические задачи по созданию широкоапертурного прецизионного интерферометра авторами разрешены.

11. СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Cambell J.H., Hawley R.A., Stolz Ch. J., NIF Optical Materials and Fabrication Technologies: An Overview (PDF Download Available). https://www.researchgate.net/publication/228954454_NIF_Optical_Materials_and_Fabrication_Technologies_An_Overview
- 2 Hogan W.J., Moses E.I., Warner B.E., Sorem M.S., Soures J.M. The National Ignition Facility // Nuclear Fusion, 2001, V.41, N 5, P.567 - 573.
- 3 Zeng Xiaoming, Zhou Kainan, Zuo Yanlei, Zhu Qihua, Su Jingqin, Wang Xiao, Wang Xiaodong, Huang Xiaojun, Jiang Xuejun, Jiang Dongbin, [Guo Yi](#), [Xie Na](#), [Zhou Song](#), [Wu Zhaohui](#), [Mu Jie](#), [Peng Hao](#), [Jing Feng](#), Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification // [Optics Letters](#), 2017, Vol. 42, N. 10, P. 2014 - 2017. [DOI:10.1364/OL.42.002014](https://doi.org/10.1364/OL.42.002014).
- 4 Sung Jae Hee, Lee Hwang Woon, Yoo Je Yoon, Yoon Jin Woo, Lee Chang Won, Yang Jeong Moon, Son Yeon Joo, Jang Yong Ha, Lee Seong Ku Nam Chang Hee, 42 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 01 Hz // [Optics Letters](#), 2017, Vol. 42, P. 2058. [DOI:10.1364/OL.42.002058](https://doi.org/10.1364/OL.42.002058).
- 5 Chu Yuxi, Liang Xiaoyan, Yu Lianghong, Xu Yi, Xu Lu, Ma Lin, Lu Xiaoming, Liu Yanqi, Leng Yuxin, Li Ruxin, Xu Zhizhan, High-contrast 2.0 Petawatt Ti:sapphire laser system // [Optics Express](#), 2013, Vol. 21, N. 24, P. 029231. [DOI:10.1364/OE.21.029231](https://doi.org/10.1364/OE.21.029231).
- 6 Shiraga H., Fujioka S., Nakai M., Watari T., Nakamura H., Arikawa Y., Hosoda H., Nagai T., Koga M., Kikuchi H., and 42 coauthors, Fast ignition integrated experiments with Gekko and LFEX lasers // [Plasma Phys. Control. Fusion](#), 2011, Vol. 53, N. 12. [DOI:10.1088/0741-3335/53/12/124029](https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/12/124029).
- 7 World-largest petawatt laser completed, delivering 2,000 trillion watts output, https://www.eurekalert.org/pub_releases/2015-08/ou-wpl080615.php

- 8 Pennington D. M., Perry M. D., Stuart B. C., Boyd R. D., Britten J. A., Brown C. G., Herman S. M., Miller J. L., Nguyen H. T., Shore B. W., Petawatt laser system // Proc. SPIE, 1997, Vol. 3047, P. 490. [DOI:10.1117/12.294337](https://doi.org/10.1117/12.294337).
- 9 Perry M. D., Pennington D., Stuart B. C., Tietbohl G., Britten J. A., Brown C., Herman S., Golick B., Kartz M., Miller J., Powell H. T., Vergino M., Yanovsky V., Petawatt laser pulses // Optics Letters, 1999, Vol. 24, N. 3, P. 160 - 162. [DOI:10.1364/OL.24.000160](https://doi.org/10.1364/OL.24.000160).
- 10 Yu Tae Jun, Lee Seong Ku, Sung Jae Hee, Yoon Jin Woo, Jeong Tae Moon, Lee Jongmi, Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser // [Optics Express](https://doi.org/10.1364/OE.20.010807), 2012, Vol. 20, P. 10807. [DOI:10.1364/OE.20.010807](https://doi.org/10.1364/OE.20.010807).
- 11 Miquel J.-L., LMJ & PETAL Status and first experiments // [Journal of Physics: Conference Series](https://doi.org/10.1088/1742-6596/717/1/012084), 2016, Vol. 717, P. 012084. [DOI:10.1088/1742-6596/717/1/012084](https://doi.org/10.1088/1742-6596/717/1/012084).
- 12 Wang Zhaohua, Liu Cheng, Shen Zhongwei, Zhang Qing, Teng Hao, Wei Zhiy, High-contrast 1.16 PW Ti:sapphire laser system combined with a doubled chirped-pulse amplification scheme and a femtosecond optical-parametric amplifier // [Optics Letters](https://doi.org/10.1364/OL.36.003194), 2011, Vol. 36, P. 3194 - 3196. [DOI:10.1364/OL.36.003194](https://doi.org/10.1364/OL.36.003194).
- 13 Matras G. et al., First sub-25fs PetaWatt laser system // [CLEO: Science and Innovations, Conference Paper](https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2013.CTh5C.5), 2013, [DOI:10.1364/CLEO_SI.2013.CTh5C.5](https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2013.CTh5C.5).
- 14 Gaul E. W., Martinez M., Blakeney J., Jochmann A., Ringuette M., Hammond D., Borger T., Escamilla R., Douglas S., Henderson W., Dyer G., Erlandson A., Cross R., Caird J., Ebberts Ch., Ditmire T., Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier // [Applied Optics](https://doi.org/10.1364/AO.49.001676), 2010, Vol. 49, P. 1676 - 1681. [DOI:10.1364/AO.49.001676](https://doi.org/10.1364/AO.49.001676).
- 15 François Lureau et al., High repetition rate PetaWatt Titanium Sapphire laser system for laser plasma acceleration // [Ultrafast Optics](https://doi.org/10.1364/OL.24.000160), 2013

- 16 Lu Xu, Xiaoyan Liang, Lianghong Yu, Yuxi Chu, Zebiao Gan, Cheng Wang, Xiaoming Lu, Yi Xu, Yuxin Leng, Ruxin Li, Zhizhan Xu, Recent progress on developing multi-petawatt femtosecond laser system in SIOM // [Optics Letters](#), 2013, Vol. 38, N. 22. P. 4837 - 4840. [DOI:10.1364/OL.38.004837](#).
- 17 Xiaoyan Liang et al. High-energy noncollinear optical parametric–chirped pulse amplification in LBO at 800 nm // Proceedings of SILAP 2015, 2015.
- 18 A. A. Shaykin et al. 1 petawatt OPCPA laser in Russia: Status and expectations // Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference. CLEO Europe — EQEC 2009. European Conference on. 2009 [ISBN 978-1-4244-4079-5](#).
[DOI:10.1109/CLEOE-EQEC.2009.5196316](#).
- 19 Sung Jae Hee, Lee Seong Ku, Yu Tae Jun, Jeong Tae Moon, Lee Jongmin, 0.1 Hz 1.0 PW Ti:sapphire laser // [Optics Letters](#), 2010, Vol. 35, P. 3021 - 3023. [DOI:10.1364/OL.35.003021](#).
- 20 Danson C. N., Brummitt P. A., Clarke R. J., Collier J. L., Fell B., Frackiewicz A. J., Hancock S., Hawkes S., Hernandez-Gomez C., Holligan P., [Hutchinson M. H. R.](#), [Kidd A.](#), [Lester W. J.](#), [Musgrave I. O.](#), [Neely D.](#), [Neville D. R.](#), [Norreys P. A.](#), [Pepler D. A.](#), [Reason C. J.](#), [Shaikh W.](#), [Winstone T. B.](#), [Wyatt R. W. W.](#), [Wyborn B. E.](#), Vulcan Petawatt—an ultra-high-intensity interaction facility // [Nucl. Fusion](#), 2004, Vol. 44, P. S239 - S246. [DOI:10.1088/0029-5515/44/12/S15](#).
- 21 Laboratory Laser Energetics, Rochester University // http://www.lle.rochester.edu/omega_facility/omega_ep/
- 22 Hill M., Allan P., Brown C., Hobbs L., James St., Oades K., Hoarty D., Chen Hu, [Generation of relativistic ions, electrons and positrons in high-intensity short-pulse laser-solid interactions](#) // Bulletin of the American Physical Society, 2012, Vol. 57, N. 17, P. JO5.00005.
- 23 Hopps N., Danson C., Duffield St., Egan D., Elsmere St., Girling M., Harvey E., Hillier D., Norman M., Parker St., Treadwell P., Winter D., Bett Th.,

- [Overview of laser systems for the Orion facility at the AWE](#) // Applied Optics, 2013, Vol. 52, N. 15.
- 24 Liu Cheng, Banerjee S., Zhang Jun, Chen Shouyuan, Brown K., Mills J., Powers N., Zhao Baozhen, Golovin Gr., Ghebregziabher I., Umstadter D., [Repetitive petawatt-class laser with near-diffraction-limited focal spot and transform-limited pulse duration](#) // Proc. SPIE, 2013, Vol. 8599, P. 859919.
- 25 Kitagawa Y., Fujita H., Kodama R., Yoshida H., Matsuo S., Jitsuno T. Kawasaki T., Kitamura H., Kanabe T., Sakabe S. Y., Shigemori K., Miyanaga N., Izawa Y., [Prepulse-free petawatt laser for a fast ignitor](#) // [IEEE J. Quantum Electron](#), 2004, Vol. 40, N 3, P. 281 - 293. [DOI:10.1109/JQE.2003.823043](#).
- 26 Aoyama M., Yamakawa K., Akahane Y., Ma J., Inoue N., Ueda H., Kiriya H., [0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser](#) // [Optics Letters](#), 2003, Vol. 28, N 17, P. 1594 - 1596. [DOI:10.1364/OL.28.001594](#).
- 27 Shu Qihua, Huang Xiaojun, Wang Xiao, Zeng Xiaoming, Xie Xudong, Wang Fang, Wang Fengrui, Lin Donghui, Wang Xiaodong, Zhou Kainan, [Jiang Dongbin](#), [Deng Wu](#), [Zuo Yanlei](#), [Zhang Ying](#), [Deng Ying](#), [Wei Xiaofeng](#), [Zhang Xiaomin](#), [Progress on developing a PW ultrashort laser facility with ns, ps, and fs outputting pulses](#) // [Proc. SPIE](#), 2008, Vol. 6823, P. 682306. [DOI:10.1117/12.757532](#).
- 28 Su Jingqin, Zhu Qihua, Xie Na, Zhou Kainan, Huang Xiaojun, Zeng Xiaoming, Wang Xiao, Wang Xiaodong, Xie Xudong, Zhao Lei, et al., [Progress on the XG-III high-intensity laser facility with three synchronized beams](#) // [Proc. SPIE](#), 2015, Vol. 9255, P. 925511. [DOI:10.1117/12.2065213](#).
- 29 <http://www.sinp.msu.ru/ru/post/21205>
- 30 Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A. V., Luchinin G. A., Mal'shakov A. N. Martyanov M. A., Palashov O. V., Poteomkin A. K., Sergeev A. M., Shaykin A. A., Yakovlev I. V., [Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical](#)

- parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals // [Laser Physics Letters](#), 2007, Vol. 4, N 6., P. 421 - 427. [DOI:10.1002/lapl.200710008](#)
- 31 Stuart B. C. et al., The Titan Laser at LLNL // Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, 2006. [DOI:10.1002/lapl.200710008](#).
- 32 Chekhlov O. et al., [Progress on Astra Gemini](#) // Central Laser Facility. Annual Reports, 2008-2009, 2009, P. 216 - 218.
- 33 Danson C. et al., [Pulse fidelity in ultra-high-power \(petawatt class\) laser systems](#) // High Power Laser Science and Engineering, 2014, Vol. 2, P. e34. [DOI:10.1017/hpl.2014.39](#).
- 34 Wang D. E., Dai W. J., Zhou K. N. Su J. Q., Xue Q., Yuan Q., Zhang X., Deng X. W., Yang Y., Wang Y. C. et al., [Wavefront correction by target-phase-locking technology in a 500 TW laser facility](#) // Laser Physics Letters, 2017, Vol. 14, P. 035301. [DOI:10.1088/1612-202X/aa52fe](#)
- 35 Feister S. et al., [wavefront transfer for on-shot focal spot characterization at the 400 tw scarlet laser](#) // Frontiers in Optics, 2012, P. FW3A
- 36 Hornung M., Keppler S., Bödefeld R., Kessler A., Liebetrau H., Körner J., Hellwing M., Schorcht F., Jäckel O., Sävert A., Polz J., Arunachalam A., Hein J., High-intensity, high-contrast laser pulses generated from the fully diode-pumped Yb:glass laser system POLARIS // [Optics Letters](#), 2013, Vol. 38, P. 718 - 720. [DOI:10.1364/OL.38.000718](#)
- 37 <https://phys.org/news/2016-02-jena-laser-world.html>
- 38 Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G., Krushelnick K., Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate // [Optics Express](#), 2008, Vol. 16, N 3, P. 2109 - 2114. [DOI:10.1364/OE.16.002109](#).
- 39 Ralph J. E., Clayton C.E., Albert F., Pollock B.B., Martins S.F., Pak A.E., Marsh K.A., Shaw J. L., Till A., Palastro J. P. et al., Laser wakefield acceleration

- at reduced density in the self-guided regime // [Phys. Plasmas](#), 2010, Vol. 17, P. 056709. [DOI:10.1063/1.3323083](#)
- 40 Meyerhofer D.D., Bromage J., Dorrer C., Kelly J.H., Kruschwitz B.E. Loucks S.J., McCrory R.L., Morse S.F.B., Myatt J.F., Nilson P.M. et al., Performance of and initial results from the OMEGA EP Laser System // [Journal of Physics: Conference Series](#), 2010, Vol. 244, P. 032010. [DOI:10.1088/1742-6596/244/3/032010](#)
- 41 Levato T. et al., First electrons from the new 220 TW Frascati laser for acceleration and multidisciplinary experiments (FLAME) at Frascati national laboratories (LNF) // [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment](#), 2012. [DOI:10.1016/j.nima.2012.12.026](#).
- 42 Alexandrov A. et al., High intensity laser beam wavefront diagnostics and correction at the Advanced Laser Light Source facility // International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL), 2010, P. 213 - 215. [DOI:10.1109/CAOL.2010.5634206](#)
- 43 Valle-Brozás F. et al., Laser Particle Acceleration at the Pulsed Laser Center (CLPU) // Conference: European Conference on Laser Interaction with Matter, At Paris. — [DOI:10.13140/2.1.3201.6645](#).
- 44 Bagnoud V., Blazevic A., Borneis S., Eisenbarth U., Fils J., Goette S., Kuehl Th., Onkels E., Stoehlker T., Tauschwitz A., Zimmer D., Witte K., PHELIX: a petawatt-class laser recently commissioned for experiments in plasma and atomic physics // [Journal of Physics: Conference Series](#), 2009, Vol. 194, P. 152028.
[DOI:10.1088/1742-6596/194/15/152028](#).
- 45 Flippo K.A., Workman J., Gautier D.C., Letzring S., Johnson R.P., Shimada T., Scaling laws for energetic ions from the commissioning of the new Los Alamos

- National Laboratory 200 TW Trident laser // [Rev. Sci. Instrum.](#), 2008, Vol. 79, P. 10E534. [DOI:10.1063/1.2987678](#)
- 46 Zou J., Descamps D., Audebert P., Baton S.D., Paillard J.L., Pesme D., Michard A., Sautivet A.M., Timsit H., Migus A., LULI 100-TW Ti:sapphire/Nd:glass laser: a first step toward a high-performance petawatt facility // Proc. [SPIE](#), 1999, Vol. 3492, P. 94 - 97. [DOI:10.1117/12.354158](#).
- 47 Zou J.P., Blanc C.L., Audebert P., Janicot S., Sautivet A.M., Martin L., Sauteret C., Paillard J.L., Jacquemot S., Amiranoff F., Recent progress on LULI high power laser facilities // Journal of Physics: Conference Series, 2008, Vol. 112, N 3. — [DOI:10.1088/1742-6596/112/3/032021](#).
- 48 <https://phys.org/news/2015-10-terawatt-laser-extremes-pressure-x-ray.html>
- 49 Xu Yi, Lu Jun, Li Wenkai, Wu Fenxiang, Li Yanyan, Wang Cheng, Li Zhaoyang, Lu Xiaoming, Liu Yanqi, Leng Yuxim, Li Ruxin, Xu Zhizhan, A Stable 200TW / 1Hz Ti:sapphire laser for driving full coherent XFEL // [Optics & Laser Technology](#), 2016, Vol. 79, P. 141 - 145. [DOI:10.1016/j.optlastec.2015.11.023](#).
- 50 Chen Hui, Hermann M.R., Kalantar D.H., Martinez D.A., Di Nicola P., Tommasini R., Landen O.L., Alessi D., Bowers M., Browning D. et al., [High-energy \(>70 keV\) x-ray conversion efficiency measurement on the ARC laser at the National Ignition Facility](#) // Physics of Plasmas, 2017, Vol. 24, N 3, P. 033112. [DOI:10.1063/1.4978493](#).
- 51 Umstadter D., [First light from the Diocles laser: Relativistic laser-plasmas and beams](#) // Bulletin of the American Physical Society, 2007, Vol. 52, N 7. P. Q2.00005
- 52 Banerjee S., Powers N.D., Ramanathan V., Ghebregziabher I., Brown K.J., Maharjan C.M., Chen S., Beck A., Lefebvre E., Kalmykov S.Y., Shadwick B.A., Umstadter D.P., Generation of tunable, 100–800 MeV quasi-monoenergetic electron beams from a laser-wakefield accelerator in the blowout regime // [Physics of Plasmas](#), 2012, Vol. 19, P. 056703. [DOI:10.1063/1.4718711](#).

- 53 Pittman M., Ferré S., Rousseau J.P., Notebaert L., Chambaret J.P., Chériaux G., Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system // [Appl. Phys. B](#), 2002, Vol. 74, P. 529 - 535. [DOI:10.1007/s003400200838](#)
- 54 Zeil K., Kraft S.D., Bock S., Bussmann M., Cowan T.E., Kluge T., Metzkes J., Richter T., Sauerbrey R., Schramm U., The scaling of proton energies in ultrashort pulse laser plasma acceleration // [New Journal of Physics](#), 2010, Vol. 12, P. 124049. [DOI:10.1088/1367-2630/12/4/045015](#)
- 55 Schwarz J., Rambo P., Geissel M., Edens A., Smith I., Brambrink E., Kimmel M., Atherton B., Activation of the Z-Petawatt Laser at Sandia National Laboratories // [Journal of Physics: Conference Series](#), 2008, Vol. 112, P. 032020. [DOI:10.1088/1742-6596/112/3/032020](#)
- 56 Willi O., Behmke M., Gezici L., Hidding B., Jung R., Königstein T., Pipahl A., Osterholz J., Pretzler G., Pukhov A. et al., Particle and x-ray generation by irradiation of gaseous and solid targets with a 100 TW laser pulse // [Plasma Phys. Control. Fusion](#), 2009, Vol. 51, P. 124049. [DOI:10.1088/0741-3335/51/12/124049](#)
- 57 Kalachnikov M.P. et al., [100-Terawatt Titanium–Sapphire Laser System](#) // [Laser Physics](#), 2002, Vol. 12, N 2, P. 368 - 374.
- 58 <http://www.itep.ru/activity/projects/atlas/>
- 59 Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Бессараб А.В., Гаранин С.Г., Муругов В.М., Мхитарьян Л.С., Сухарев С.А., Жидков Н.В., Исследования на мощных лазерных установках «Искра». Обзор последних результатов, <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/5zst/Sectsiya4/4-01.pdf>
- 60 Корешева Е., Николаев Н., Термоядерная энергетика России: сегодня – научные проекты, а завтра – базовая энергетика страны?, <https://www.eprussia.ru/epr/241/15862.htm>

- 61 Lamb J., Semrad J., Wyant J., Ai C., Knowlden R., Novak E., Downie J., Wolfe R., Optical and mechanical design considerations in the construction of a 24" phase shifting interferometer, SPIE, 1971, Vol. 3047,
- 62 Ai C., Knowlden R., Lamb J. Design of 24" Phase-Shifting Fizeau Interferometer // Proc. SPIE. 1997. V.3134. P.447-455.
- 63 32 inch Interferometer Proposal, www.zygo.com
- 64 Deck L.L., Soobitsky J.A. // Proc. SPIE. 1999. V. 3782. P. 432.
doi:10.1117/12.369221
- 65 Барышников Н.В., Гладышев Я.В., Денисов Д.Г., Животовский И.В., Патрикеев В.Е., Судариков И.Н., Исследование интерференционных методов контроля формы и качества высокоточных поверхности крупногабаритных оптических деталей, Вестник МВТУ им. Н.Э. Баумана, Сер. Приборостроение, 2012г., стр. 4-16
- 66 Intellium™ H2000 Overview, Engineering Synthesis Design, Inc., Copyright 2012. Rev 1.2
- 67 Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х., Черрагин Н.П., Фазомодуляционные методы контроля интерферометров Фабри-Перо.// Оптика и спектроскопия, 1996, т. 80, N 6, с. 1011-1017.
- 68 Гоноровский И.С., Радиотехнические цепи и сигналы.// М., Советское радио, 1971, с. 141
- 69 Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х., Черрагин Н.П., Метод и устройство для прецизионного контроля профилей оптических поверхностей.// Оптический журнал, 1997, т. 64, N 9, с. 49-54.
- 70 Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х., Черрагин Н.П., Прецизионный оптический профилометр для контроля профилей оптических поверхностей. // Приборы и техника эксперимента, 1996, N 6, с. 141-143.
- 71 Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х., Черрагин Н.П., Оптический профилометр I, // патент N 2085840 от 27 июля 1997 г.
- 72 Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х., Черрагин Н.П., Оптический профилометр II, - патент N 2085843 от 27 июля 1997 г.

- 73 Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х., Интерферометрические методы контроля поверхностей. I. Интерферометр белого света высоких порядков. // Приборы и техника эксперимента, 2001, № 1, с. 104-107.
- 74 Горелик Г.С., О применении модуляционного метода в оптической интерферометрии // Доклады АН СССР. 1952. Т.83, С.549-552.
- 75 Creath K., Phase-measurement interferometry techniques // Progress in Optics. 1989. V.26. P.349-393.
- 76 Okada K., Sato A., Tsujiuchi J., Simultaneous calculation of phase distribution and scanning phase shift in phase shifting interferometry // Opt. Commun. 1991. V.84. P.118-124.
- 77 Chen J., Song D., Zhu R., Wang Q., Chen L., Chen D., Large-aperture high-accuracy phase-shifting digital flat interferometer. - Optical Engineering, 1996, v.35, p. 1936-1942.
- 78 Fritz B.S., Absolute calibration of an optical flat // Opt. Engin. 1984. V.23. P.379-383.
- 79 Grzanna J., Schulz G., Absolute testing of flatness standards at square-grid points // Opt. Commun. 1990. V.77. P.107-112.
- 80 Руденчик Е.А., Кожеватов И.Е., Черагин Н.П., Куликова Е.Х., Безрукова Е.Г., Метод абсолютной калибровки эталонных пластин для интерферометрического контроля поверхностей. // Оптика и спектроскопия, 2001, т. 90, № 1, с. 127-135.
- 81 G. Smith, "The early laser years at Hughes Aircraft Company", *IEEE J. Quantum Electron.* **20** (6), 577 (1984)
- 82 Frantz L.M., Nodvik J.S. *Theory of pulse propagation in a laser amplifier*, Journal of Applied Physics, **34**, 2346 (1963);
- 83 Таланов В.И. *Распространение коротких электромагнитных импульсов в активной среде*, Известия ВУЗов. Радиофизика, **7**, 491 (1964)
- 84 Мартьянов М.А., Лучинин Г.А., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Линейная зависимость временного сдвига усиленного импульса от энергосъема с лазерного усилителя*, Квантовая Электроника, **38**, 103 (2008)

- 85 Andreev N., Khazanov E., Kulagin O., Movshevich B., Palashov O., Pasmanik G., Rodchenkov V., Scott A., Soan P. *A two-channel repetitively pulsed Nd:YAG laser operating at 25 Hz with diffraction-limited beam quality*, IEEE Journal of Quantum Electronics, 35, 110 (1999);
- 86 Андреев Н.Ф., Макаров А.И., Мальшаков А.Н., Палашов О.В., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Исследование искажений формы лазерного импульса в многопроходных усилителях с ВРМБ-зеркалом*, Квантовая Электроника, 25, 77 (1998)
- 87 Yu T.J., Lee S.K., Sung J.H., Yoon J.W., Jeong T.M., Lee J. *Generation of high contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser // Optics Express*, v.20, №10, p.10807-10815, 2012
- 88 Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Compact 0.56 petawatt laser system based on OPCPA* Nonlinear Optics: materials, fundamentals and applications, Kona, Hawaii, USA: 2011
- 89 Chekhlov O.V., Collier J.L., Ross I.N., Bates P.K., Notley M., Hernandez-Gomez C., Shaikh W., Danson C.N., Neely D., Matousek P., Hancock S. *35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system*, Optics Letters, 31, 3665 (2006)
- 90 Катин 2003
- 91 Ниобат Лития
- 92 R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly et al., *Direct-drive inertial confinement fusion: A review*. PHYSICS OF PLASMAS 22, 110501 (2015)
- 93 J. Lindl, O. Landen, J. Edwards, E. Moses et al., *Review of the national ignition campaign 2009–2012*. Phys. Plasmas 21(2), 020501 (2014)

- 94 John D. Lindl, Peter Amendt, Richard L. Berger et al., The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility. *PHYSICS OF PLASMAS* 11(2), 339 (2004)
- 95 O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al., Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion. doi:10.1038/nature13008
- 96 O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al., The high-foot implosion campaign on the National Ignition Facility. *PHYSICS OF PLASMAS* 21, 056314 (2014)
- 97 D. T. Casey, V. A. Smalyuk, K. S. Raman et al., Reduced instability growth with high-adiabat high-foot implosions at the National Ignition Facility. *PHYSICAL REVIEW E* 90, 011102(R) (2014)
- 98 C. K. Li, F. H. Séguin, J. A. Frenje et al., Impeding Hohlraum Plasma Stagnation in Inertial-Confinement Fusion. *Physical Review Letters* 108(2):025001 (2012)
- 99 C. K. Li, F. H. Séguin, J. A. Frenje et al., Proton imaging of hohlraum plasma stagnation in inertial-confinement-fusion experiments. *Nuclear Fusion* 53(7):073022 (2013)
- 100 M. Hohenberger, P.-Y. Chang, G. Fiksel et al., Inertial confinement fusion implosions with imposed magnetic field compression using the OMEGA Laser. *PHYSICS OF PLASMAS* 19, 056306 (2012)
- 101 Nuckolls, John; Wood, Lowell; Thiessen, Albert; Zimmerman, George (1972). "Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications". *Nature*. 239 (5368): 139–142.
- 102 J. D. Lindl, *Inertial Confinement Fusion* (Springer, NY 1999).
- 103 S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Clarendon, Oxford, 2004).
- 104 S. H. Glenzer, B. J. MacGowan, P. Michel et al., Symmetric Inertial Confinement Fusion Implosions at Ultra-High Laser Energies. *Science* 327, 1228 (2010).

- 105 V. V. Eliseev, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, C. E. Capjack, Stimulated Brillouin scattering and ponderomotive self-focusing from a single laser hot spot. *Physics of Plasmas* 2, 1712 (1995)
- 106 Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka, *Phys. Rev. Lett.* 53, 1057 (1984)
- 107 C. Labaune, S. Baton, T. Jalinaud, H. A. Baldis, and D. Pesme, Filamentation in long scale length plasmas: Experimental evidence and effects of laser spatial incoherence. *Phys.Fluids B* 4, 2224 (1992)
- 108 R. Lindemuth and M. M. Widner, *Phys. Fluids* 24, 746 (1981)
- 109 P.Y. Chang et al., *Phys. Rev. Lett.* 107, 035006 (2011)
- 110 D. H. Froula et al., *Phys. Rev. Lett.* 98, 135001 (2007)
- 111 L. J. Perkins et al., *Physics of Plasmas* 20, 072708 (2013)
- 112 B. Srinivasan and X.-Z. Tang, *Physics of Plasmas* 20, 056307 (2013)
- 113 Kodama et al. *PRL*, 84, 674 (2000)
- 114 Shaykin A.A. Control of the shape of laser pulses amplified in strong saturation regime, *Quantum Electronics* 44 (5) 440 – 443 (2014)
- 115 Л.П.Феокистов и др. *Квантовая электроника*, 5, №2, с.349 (1978)
- 116 Ю.П. Захаров, В.М. Антонов, Э.Л. Бояринцев и др. Роль желобковой неустойчивости холловского типа при взаимодействии лазерной и космической плазмы с магнитным полем. *Физика плазмы*, 2006, т.32, №3, с.207-229.
- 117 A.A. Soloviev, K.F.Burdonov, V.N.Ginzburg et al., Fast electron generation using PW-class PEARL facility. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* Volume 653, Issue 1, 11 October 2011, Pages 35-41
- 118 A. Soloviev, K. Burdonov, S. N. Chen et al., Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures. *Sci.Rep.* 12144 (2017)
- 119 Albertazzi et al., *Science*, 2014

- 120 D.P. Higginson, G. Revet, B. Khair, et al., Detailed characterization of laser-produced astrophysically-relevant jets formed via a poloidal magnetic nozzle. High Energy Density Physics, Volume 23, June 2017, Pages 48–59.
- 121 L. Lancia, B. Albertazzi, C. Boniface et al., Topology of Megagauss Magnetic Fields and of Heat-Carrying Electrons Produced in a High-Power Laser-Solid Interaction. Phys. Rev. Lett. 113, 235001 (2014)
- 122 Bruno Albertazzi, Sophia Chen, Patrizio Antici, et al., Dynamics and structure of self-generated magnetic fields on solids following high contrast, high intensity laser irradiation. Phys. Plasmas 22, 106511 (2015)
- 123 P. Antici, E. Boella, S. N. Chen et al., Acceleration of collimated 45 MeV protons by collisionless shocks driven in low-density, large-scale gradient plasmas by a 1020 W/cm², 1 μm laser. Scientific reports 7: 16463
- 124 S. N. Ryazantsev, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov et al., Diagnostics of laser-produced plasmas based on the analysis of intensity ratios of He-like ions X-ray emission, PHYSICS OF PLASMAS 23, 123301 (2016)
- 125 Martyanov M. A., Khazanov E.A. , Poteomkin A. K., Shaykin A. A. Quantum Electronics, 37 (2007)
- 126 Shaykin A.A. Control of the shape of laser pulses amplified in strong saturation regime, Quantum Electronics 44 (5) 440 – 443 (2014)
- 127 Frantz L.M., Nodvik J.S. Theory of pulse propagation in a laser amplifier, Journal of Applied Physics, 34, 2346 (1963)
- 128 Таланов В.И. Распространение коротких электромагнитных импульсов в активной среде, Известия ВУЗов. Радиофизика, 7, 491 (1964)
- 129 Poteomkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. Compact 300 J/ 300 GW frequency doubled neodymium glass laser. Part I: Limiting power by self-focusing., IEEE Journal of Quantum Electronics, 45, 336 (2009)
- 130 Katin E. V., Lozhkarev V. V., Palashov O. V., Khazanov, E. A. Quantum Electronics 33, 836-840 (2003).

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

ПРИЛОЖЕНИЕ №1 К ОТЧЕТУ
О ПРИКЛАДНЫХ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

«Создание элементной и технологической базы для альтернативных, экологически чистых гибридных термоядерных установок на основе сверхмощных лазерных систем.»

по теме:

Выбор направления исследования, разработка методов и подходов
(промежуточный)

Этап 1

ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям
развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы»

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЛАЗЕРА С МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

Соглашение о предоставлении субсидии от 26.09.2017 г. № 14.607.21.0196

Руководитель проекта,
член-корр. РАН, д.ф.-м.н.
25.12.2017



Е.А. Хазанов

Нижний Новгород
2017

Приложение №1. Результаты численного моделирования динамики лазерного источника с модуляцией добротности.

В рамках проекта стояла задачи численного моделирования динамики лазерного источника с модуляцией добротности. При этом целевым являлось моделирование схемы «с разгрузкой», обеспечивающей с одной стороны более короткий импульс, определяемый фактически временем обхода по резонатору, с другой стороны – более высокий КПД схемы, за счет использования большей (по сравнению с исходной схемой) части гигантского импульса, генерируемого в системе. Стоит отметить, что в случае использования системы с разгрузкой, лазерная энергия, запасенная в резонаторе, выходит из последнего за время близкое ко времени одного обхода по резонатору. Поэтому, ключевую роль начинает играть динамика лазерного импульса внутри одного обхода элементарных балансных управлений становится уже недостаточно.

Логика функционирования существующей схемы [1] заключается в следующем.

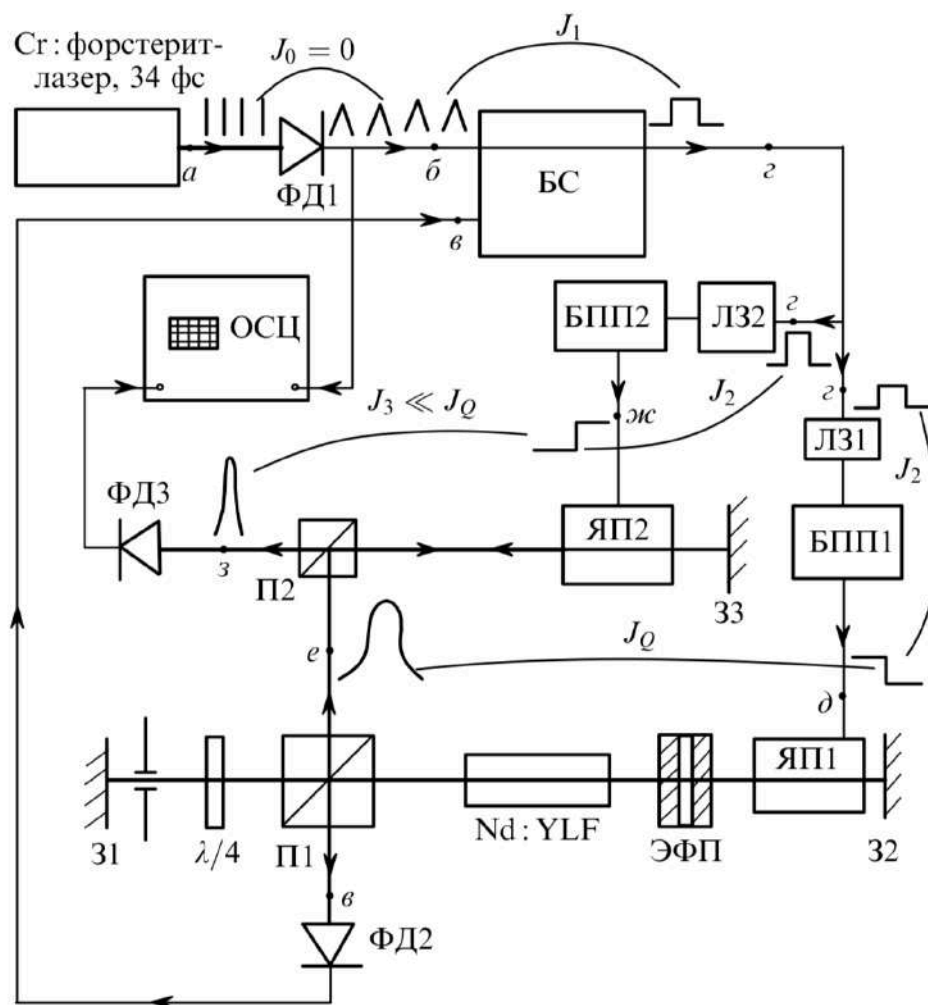


Рис. 50 Принципиальная схема существующего лазерного на модуляции добротности.

Импульс синхронизации поступает на драйвер внутрирезонаторной ячейки Поккельса, которая осуществляет модуляцию добротности резонатора, расположенного между зеркалами 31 и 32 (см. Рис. 50), при этом происходит модуляция добротности резонатора. Управляющее напряжение на ячейке ЯП устанавливается таким образом, что потери на поляризационном выходе (отражение на фотодиод ФД2, Рис. 50) составляют величину, при которой в ходе разряда лампы накачки порог генерации превышает лишь на короткий промежуток времени, порядка одной микросекунды. За это время успевает сгенерироваться только один пик свободной генерации. Этот случай отличается от широко известного режима свободной генерации, когда порог превышен на долгое время и в резонаторе

зарождаются множество импульсов свободной генерации с длительностью в несколько сотен наносекунд и случайных по времени и амплитуде. Для того чтобы присутствовал только один пик свободной генерации значение напряжения на внутрирезонаторной ячейке Поккельса ЯП1 подбирается экспериментально. При этом, пик свободной генерации проявляется в наличии внутри резонатора оптической энергии, причем в нужной моде (как поперечной, так и продольной) поскольку селекция осуществляется на всем времени существования свободной генерации. Этот единственный пик свободной генерации в дальнейшем служит затравкой для гигантского импульса.

Излучение свободной генерации попадает на фотодиод ФД2. Сигнал с фотодиода, при превышении определенного порога, запускает систему синхронизации импульсы с которой запускают следующий этап работы источника. На следующем этапе, напряжение на внутрирезонаторной ячейке Поккельса ЯП1 меняется таким образом, что все излучение перестает выбрасываться на ФД2, добротность резонатора увеличивается, а все излучение без потерь проходит через поляризатор П1. При этом четвертьволновая пластинка настроена таким образом, чтобы примерно 30% энергии выбрасывалось через рабочий выход на поляризаторе П1 на поляризатор П2. На этом этапе на поляризатор П2 попадает гигантский импульс с энергией около 20 мДж, длительностью около 15 нс и джиттером в несколько наносекунд относительно момента повышения добротности резонатора. Импульс попадает на ЯП2, которая осуществляет вырезание из гигантского импульса субимпульса с энергией около 1 мДж и длительностью 1 нс. Причем, вырезанный импульс уже неплохо синхронизован с задающим фемтосекундным осциллятором, с радиотехнической точностью 100-50пс. Однако, стоит учесть, что низкая стабильность пика свободной генерации, как во временном, так и в амплитудном домене, является причиной низкой

стабильность вырезанного импульса, но теперь уже только во энергетическом смысле, поскольку, фактически, из-за джиттера, вырезание происходит каждый раз из разной временной области импульса. Другими словами, временной джиттер гигантского импульса исключен за счет амплитудного разброса вырезанного наносекундного импульса. Последнее обстоятельство, а именно низкая стабильность амплитуды сигнала, и является основным недостатком данной системы, не считая низкой частоты повторения.

Основные недостатки существующей схемы

Из описанного выше видно, что основной джиттер системы, и как следствие низкая стабильность параметров завязаны на необходимости вырезания наносекундного импульса накачки из более длинного импульса длительностью около 15 нс, обладающим заметным джиттером относительно момента модуляции добротности и вырезающего импульса на ячейке ЯП2. Более того, во избежание еще большей нестабильности, источник фактически стартует «по готовности», выбирая один из импульсов, идущих из фемтосекундного задающего генератора (с частотой порядка 50 ГГц), подбирая момент существования случайного пика свободной генерации. Это означает, что синхронизация двух и более подобных источников невозможна, поскольку каждый из них будет стартовать в свой собственный момент времени, определяемый внутренней динамикой данного конкретного источника. Это обстоятельство существенно ослабляет масштабируемость решения для многоканального использования.

Таким образом можно выделить три основных недостатка системы:

1. Низкая частота повторения (1Hz). Связана с избыточной тепловой нагрузкой на активный элемент при накачке широкополосными газоразрядными лампами.
2. Низкая стабильность амплитуды сигнала. Связана с двумя обстоятельствами (i) джиттер между

гигантским импульсом и моментом модуляции добротности, (ii) естественная нестабильность пика свободной генерации с которой стартует гигантский импульс.

3. Принципиальная невозможность синхронизации двух таких источников, поскольку конкретный стартовый синхроимпульс выбирается исходя из внутренней неповторяемой динамики конкретного источника.

Основная причина нестабильности существующего источника

Эксперимент показывает, что основной вклад в нестабильность существующего генератора наносекундных импульсов накачки заключена в низкой повторяемости импульсов газоразрядных ламп, используемых для оптической накачки активной усиливающей среды. Мы полагаем, что переход на высокостабильную диодную накачку позволит существенно поднять стабильность генерации гигантского импульса как во временном, так и в энергетическом смысле. Однако, как уже отмечалось ранее, переход на торцевую накачку, не смотря на очевидный энергетический выигрыш, подразумевает меньшие коэффициенты усиления по слабому сигналу за один проход по активному элементу. Мы планируем обойти это обстоятельство за счет использования схемы «с разгрузкой», позволяющие работать на меньших значениях коэффициента усиления по слабому сигналу.

Принципиальная схема для системы «с разгрузкой» представлена на Рис. 51

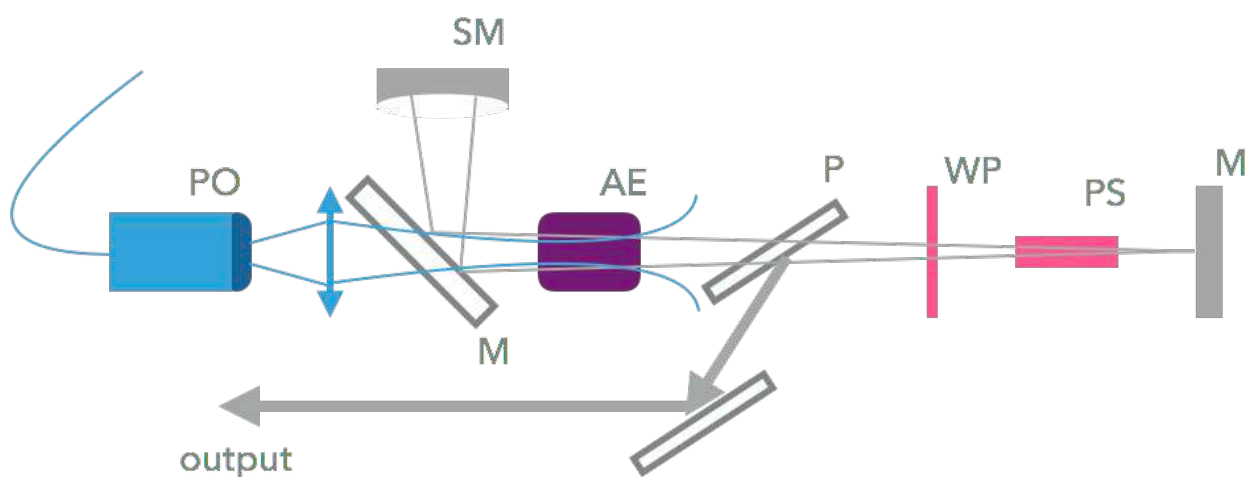


Рис. 51. Принципиальная схема лазерного источника на модуляции добротности, функционирующего по схеме «с разгрузкой». PO— оптическая торцевая накачка в волоконном выходе, оборудованном фокусирующей линзой; M- дихроичное зеркало отражающее сигнальный импульс и прозрачное для излучения оптической накачки; AE- активный элемент в котором создается инверсия населенностей за счет оптической накачки; P – поляризатор, осуществляющий модуляцию добротности и «разгрузку» резонатора в момент пика запасаения оптической энергии; WP- волновая пластинка, обеспечивающая низкую добротность резонатора в отсутствие напряжения на внутрирезонаторной ячейке Поккельса - PS. M и SM – концевые резонаторные зеркала, плоское и сферическое, соответственно.

Логика работы лазерного источника с разгрузкой

При этом логику работы источника можно описать следующим образом. Оптическая накачка работает в импульсном режиме, с частотой следования импульсов до 100 Гц, и длительностью в несколько раз превышающей время релаксации инверсии в активном элементе из Nd:YLF (время жизни -580 мкс, оптимальная длительность импульса накачки 3-5нс). Не нарушая общности, численно мы будем моделировать одиночный импульс накачки, полагая систему высоко стабильной во времени. При отсутствии напряжения на ячейке PS все излучение, спонтанным образом зародившееся в активном элементе AE, прошедшее поляризатор P и четвертьволновую пластинку WP в направлении слева направо, отражается поляризатором на выход output. При этом, очевидно, что добротность резонатора близка к нулю, и рабочая мода

не возбуждается. При достижении инверсии максимума (в случае диодной накачки момент максимума инверсии можно задавать по времени относительно начала импульса накачки), на ячейку PS (см. Рис.6) подается четвертьволновое напряжение, приводящее к тому, излучения перестает выбрасываться на поляризаторе P при прохождении справа налево в то время как добротность резонатора существенно увеличивается и начинает генерироваться гигантский импульс модуляции добротности. При этом амплитуда оптического поля лавинообразно нарастает внутри резонатора пока, в некоторый момент времени t_m не достигнет некоего максимального значения. В момент времени t_m срабатывает второй драйвер, закорачивающий контакты ячейки PS за наименьшее время достижимое при помощи электроники. В этот же момент времени (с точностью до времени необходимого для того, чтобы свет прошел расстояние между PS и поляризационным выходом P) поляризатор P превращается для излучения, запасенного в рабочей моде, в «глухое» зеркало, направляющее все излучения на выход из резонатора. Поскольку, оптическая энергия, запасенная в резонаторе, может быть представлена как энергия лазерного импульса длительностью равной времени обхода по резонатору, то, начиная с момента времени T_m , из резонатора высвечивается оптический импульс длительностью $2l/c$.

В начальный момент времени, управляющее напряжение на внутриврезонаторной ячейке Поккельса равно нулю, что приводит к тому, что все излучение, спонтанно излученное из активного элемента в рабочую моду, выходит через дренажный выход. В момент времени, когда инверсия в активном элементе достигает максимума, срабатывает драйвер внутриврезонаторной ячейки Поккельса, и резонатор «запирается». При этом добротность резонатора становится максимальной, а потери, связанные с выходом излучения через дренажный выход минимизируются. Отметим, что

резонатор настроим таким образом, что потери для всех мод кроме основной TEM₀₀, являются существенными и генерация на других модах не развивается. Энергия в основной моде начинает экспоненциально нарастать внутри резонатора с момента модуляции добротности – «запирания» резонатора. Характерное время развития моды в резонаторе составляет несколько десятков обходов по резонатору.

В момент, когда амплитуда моды, а значит и энергия, запасенная в резонаторе, максимальна срабатывает другой драйвер внутрирезонаторной ячейки Поккельса, который сбрасывает на ней напряжение до нуля. В этот момент, поляризация излучения, проходящего через внутрирезонаторную ячейку Поккельса поворачивается таким образом, что импульс начинает выбрасываться из резонатора на поляризационном выходе. Это действия эквивалентно мгновенному помещению в резонатор «глухого» зеркала, выбрасывающего излучение из моды за один обход по резонатору.

Однако, стоит обратить внимание на то обстоятельство, что напряжение на ячейке Поккельса на современном уровне технологии невозможно переключить бесконечно быстро. Это усугубляется фактом, состоящем в том, что напряжение на ячейке должно составлять величину порядка киловольта, что дополнительно увеличивает сложности создания радиотехнического импульса с резким фронтом. Технически, сброс напряжения с ячейки Поккельса можно реализовать при помощи лавинных диодов за время порядка одной наносекунды. На это время и будут «замыты» передний и задний фронты оптического импульса.

Для получения возможность разрешать динамику источника внутри одного обхода по резонатору был применён следующий подход. Поле внутри резонатора представлялось как набор идущих последовательно $2n$ оптических импульсов, причем n импульсов идут в одну сторону, а n – в другую. Импульсы идут плотно один за другим, таким образом что вместе они

составляют непрерывное распределение поля внутри резонатора. В этом случае мы считаем все импульсы монохроматическими и пренебрегаем спектральными эффектами. Это приближение хорошо работает поскольку в резонаторе осуществляется селекция продольных мод дополнительными спектральными элементами, типа эталона Фабри-Перо.

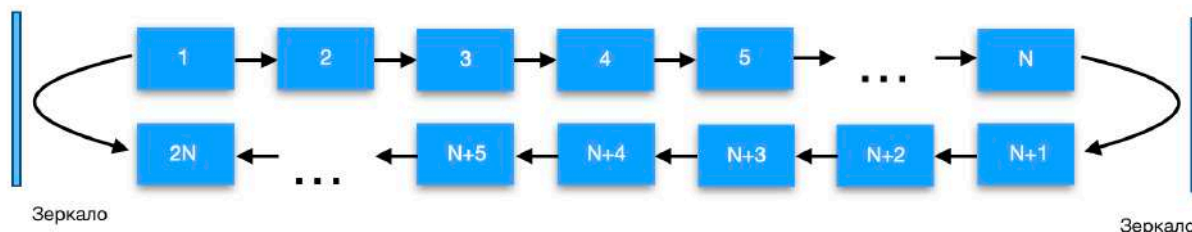


Рис. 52. Разбиение поля внутри резонатора на $2N$ элементарных импульсов.

При этом подходе энергия в каждом из элементов разбиения ведет себя как энергия в самостоятельном лазерном импульсе и ее трансформации при прохождении через оптические элементы схемы, включая активные, можно описать простыми выражениями [82]. Так, например, при прохождении через элемент с потерями, энергия в элементе разбиения уменьшается на коэффициент потерь в этом элементе. При этом, в аспекте программного кода, механизм потерь можно и не конкретизировать, поскольку конкретизация не влияет на решение. Потери связаны как с отличием от единицы коэффициентов отражения зеркал резонатора, так и потери на отражение и рассеяние от поверхностей других элементов, таких как ячейка Поккелльса, поляризатор, активный элемент и пр. В ходе моделирования показано, что основную важность для динамики лазерного источника содержат суммарные потери за обход по резонатору, а не их распределение по конкретным элементам. Поэтому, детализировать потери по конкретным оптическим элементам не так важно. Это утверждение

позволяет перейти к приближению бесконечно тонких элементов, фактически не нарушая точность аппроксимации.

Расчёт временной динамики резонатора осуществлялся по тактам. Один такт соответствует периоду времени, за которое один элемент разбиения (элементарный импульс) успевает переместиться со скоростью света в положение соседнего элемента разбиения. Таким образом, один обход по резонатору соответствует $2N$ тактам расчётов. При этом все элементы схемы умозрительно располагаются в промежутках между элементами разбиения.

Особый подход потребовалось разработать для учета усиления в активном элементе, поскольку он принципиально является протяженным и не может быть адекватно аппроксимирован одним элементом бесконечно малой толщины, расположенным между элементами разбиения поля внутри резонатора. Более того, в каждом поперечном сечении активного элемента одновременно существует излучение моды, распространяющееся в обоих направлениях, что необходимо правильно учитывать.

Активный элемент умозрительно подвергался разбиению, совпадающему с разбиением поля внутри резонатора (см. Рис. 52). В следствие этого он представлялся как набор из m бесконечно тонких дисковых активных элементов, расположенных между элементами разбиения поля. При этом число m определяется как $m = N * D_a / L$, где D_a - это длина активного элемента в резонаторе с оптической длиной L . За один такт один элемент разбиения активного элемента пронизывают два элемента разбиения поля, находившиеся в предыдущий такт слева и справа от него. При этом для эволюции энергии элементарного импульса за один такт мы будем пользоваться формулой Франца-Нодвика [2] для энергии импульса, проходящего через активную среду с коэффициентом усиления по слабому сигналу K_0 и энергией насыщения E_s ...

$$W_{n+1} = E_s * \ln \left(1 + K_0 * \left(\exp \left(\frac{W_n}{E_s} \right) - 1 \right) \right)$$

При этом, будет осуществляться выведение инверсии согласно формуле

$$E_s * \ln K_0 = E_s * \ln K_0 + W_n - W_{n+1}$$

Причем коэффициенты усиления по слабому сигналу для каждого элемента разбиения активного элемента выбираются из соображений повторения профиля поглощения накачки и так, чтобы коэффициент усиления по слабому сигналу для всего активного элемента был равен суммарному:

$$K_{\Sigma} = K_1 * K_2 * \dots * K_n$$

Рассмотрение временной динамики лазера с модуляцией добротности, работающему по схеме «с разгрузкой».

Программный код, описание.

При моделировании использовались следующие параметры:

Коэффициент усиления по слабому сигналу $K=1,2$

Коэффициент отражения зеркала 0,999

Коэффициент отражения зеркала 0,99

Потери в диафрагме 2,1%

Потери на отражении с поверхностей ячейки Поккельса 0,5%

Потери в эталоне Фабри-Перо 0,9%

При этом получают следующие графики для моды внутри резонатора и импульса, выброшенного из резонатора в ходе разгрузки.

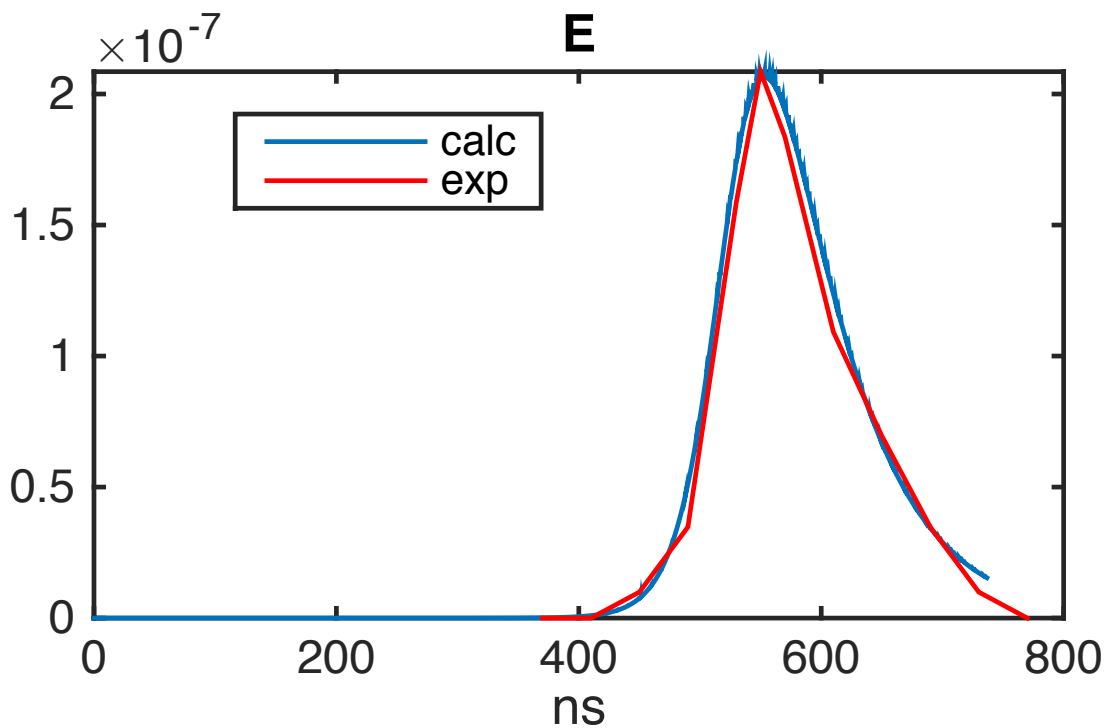


Рис. 53. Динамика энергии внутри резонатора в случае бесконечно далекой разгрузки (условные единицы амплитуды)

На Рис. 53 приведена динамика лазерной мощности, циркулирующей в резонаторе с момента модуляции добротности. Хорошо видны три временных области, соответствующие разным периодам развития гигантского импульса. Начало кривой (левая часть графика) представляет собой экспоненциальный рост. На начальном этапе развития моды, усиление излучение за каждый обход по резонатору происходит в режиме слабого сигнала, а значит инверсия населенностей и коэффициент усиления фактически равны исходному значению. Инкремент роста лазерной интенсивности полностью определяется балансом между гейном и потерями внутри резонатора. Поэтому, увеличение накачки и/или уменьшение потерь внутри резонатора ведут увеличению инкремента и более скорому наступлению режима насыщения, когда поток мощности лазерного излучения становится сопоставимым с потоком мощности насыщения. В этом случае коэффициент усиления начинает уменьшаться, поскольку существенная часть энергии, запасенной в инверсии населенностей, переходит в энергию

лазерного импульса. Кривая загибается вниз, а поток лазерной мощности достигает экстремума. В этот момент времени гейн и потери за обход выравниваются, а амплитуда лазерного импульса начинает спадать. Важно отметить, что время достижения пиковой плотности потока является оптимальным для инициации процедуры разгрузки – высвечивания лазерного импульса из резонатора в рабочий канал.

После того как большая часть энергии запасенной в инверсии населенности активного элмета высвечена, начинается процесс релаксации импульса, в котором декремент затухания определяются исключительно потерями внутри резонатора.

Анализ первой и третьей фазы экспериментального импульса, вернее соответствующих показателей степеней аппроксимационных функций, позволяют легкой оценить экспериментальные значения коэффициента усиления по слабому сигналу и потерь внутри резонатора в данной конкретной схеме.

Важным являются следующие наблюдения. При прочих равных, энергия и форма импульса в основном определяется накачкой, т.е. коэффициентом усиления по слабому сигналу. В то же время, вариация энергии затравочного импульса приводят к сдвигке генерируемого импульса по временной координате при сохранении его энергии и длительности.

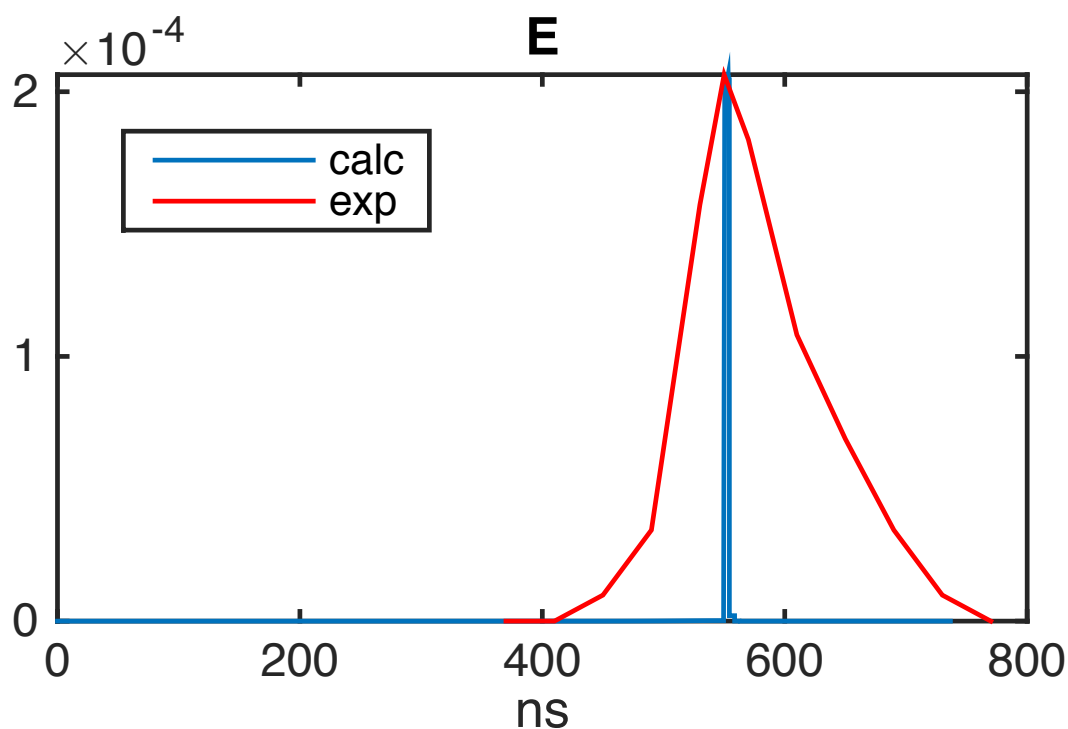


Рис. 54 Амплитуда излучения (синяя кривая) на выходе из резонатора в случае оптимального времени момента разгрузки (условные единицы амплитуды)

В случае установления времени срабатывания ЯП, запускающей «разгрузку» в момент времени близкий к пиковому значению поля в резонаторе, лазерный импульс, высвеченный из резонатора обладает максимальной энергией. При этом около 30% энергии запасенной в инверсии идет в лазерный импульс.

Для параметров, указанных выше, расчётный импульс обладает следующими характеристиками:

Энергия, запасенная в инверсии населенности активного элемента в момент модуляции добротности – 2,6мДж

Энергия в рабочем импульсе – 0,98 мДж

Коэффициент усиления по слабому сигналу – 1,2

Такие параметры удовлетворяют требованиям к импульсу, инжектируемому в стеклянный лазерный усилитель. Таким образом, лазер с

модуляцией добротности, с торцевой диодной накачкой дискового активного элемента, работающий в режиме с разгрузкой может служить стартовой частью для параметрической накачки петаваттного лазерного комплекса PEARL.

Список используемой литературы:

1. Е. В. Катин, В. В. Ложкарев, О. В. Палашов, Е. А. Хазанов, Квант. электрон., 2003, том 33, номер 9, 836–840
2. Frantz L.M., Nodvik J.S. *Theory of pulse propagation in a laser amplifier*, Journal of Applied Physics, 34, 2346 (1963);