

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Кривонос Михаил Сергеевич

**ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ДВУХЧАСТОТНЫЙ РЕЖИМ  
ПРИ СИНХРОНИЗАЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ  
ЛАЗЕРАХ С ПРОДОЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ**

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
д.ф.-м.н., профессор Ю.М. Попов.

Научный консультант:  
к.ф.-м.н. М.В. Горбунков.

Москва – 2013

## Оглавление

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	4
<b>ГЛАВА 1. УПРАВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРОЙ ИЗЛУЧЕНИЯ И ДВУХЧАСТОТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПРОДОЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ (обзор литературы)</b> .....	12
§ 1.1 Особенности пространственной структуры излучения при синхронизации поперечных мод в критических конфигурациях резонатора .....	12
§ 1.2 Порог генерации твердотельных лазеров с продольной накачкой.....	23
§ 1.3 Режим двухчастотной генерации .....	26
§ 1.4 Выводы к главе 1 .....	33
<b>ГЛАВА 2. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СИНХРОНИЗАЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В РЕЖИМАХ НЕПРЕРЫВНОЙ И ИМПУЛЬСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПРОДОЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ</b> .....	35
§ 2.1 Оптическая схема накачки.....	35
§ 2.2 Непрерывный режим генерации и синхронизация поперечных мод.....	42
§ 2.3 Генерация в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором .....	50
§ 2.4 Оптимизация параметров Nd:YLF-лазера импульсно-периодического действия с модуляцией добротности акустооптическим затвором.....	54
§ 2.5 Выводы к главе 2 .....	60
<b>ГЛАВА 3. ВЛИЯНИЕ СИНХРОНИЗАЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД НА ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Nd<sup>3+</sup> КРИСТАЛЛОВ, КЕРАМИКИ И СТЕКЛА</b> .....	62
§ 3.1 Зависимость пороговой мощности накачки от длины резонатора (численная модель) .....	62
§ 3.2 Экспериментальные исследования зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора для различных активных элементов.....	69
3.2.1 Исследование лазеров с плоскопараллельными активными элементами на основе кристаллов Nd:YLF, Nd:YVO <sub>4</sub> , Nd:GdVO <sub>4</sub> и Nd:KGW.....	73

3.2.2 Исследование лазеров с плоскопараллельными активными элементами на основе кристаллов Nd:YAG, Nd:GGG, керамики Nd:YAG и Nd-стекла марки КНФС .....	76
3.2.3 Исследование лазеров с плоско-выпуклыми активными элементами на основе кристалла Nd:YAG и керамики Nd:YAG .....	82
§ 3.3 Идентификация критических конфигураций в условиях меняющейся тепловой нагрузки активных элементов твердотельных лазеров с продольной лазерной диодной накачкой.....	83
§ 3.4 Выводы к главе 3 .....	85
<b>ГЛАВА 4. ДВУХЧАСТОТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В Nd:YLF-ЛАЗЕРАХ С ПРОДОЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ.....</b>	<b>87</b>
§ 4.1 Механизм двухчастотной генерации лазера, работающего в непрерывном режиме, с плоско-выпуклым активным элементом .....	87
§ 4.2 Двухчастотная генерация лазера, работающего в непрерывном режиме, с плоскопараллельным активным элементом.....	97
§ 4.3 Двухчастотная генерация лазера с плоскопараллельным активным элементом в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором	101
§ 4.4 Выводы к главе 4 .....	103
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>105</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....</b>	<b>109</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Значительные успехи, достигнутые в последние годы в физике твердотельных лазеров, связаны с разработкой и исследованием твердотельных лазеров с лазерной диодной накачкой (ТЛЛДН). История создания данного типа лазеров начинается с 1963 г., когда был создан первый ТЛЛДН [1]. В конструкции использовалась поперечная схема накачки лазерными диодами (ЛД) на основе структуры GaAs, которые охлаждались до гелиевых температур. Четырехуровневая активная среда  $U^{3+}:\text{CaF}_2$  излучала на длине волны 2,61 мкм. Рост мощности генерации и улучшение пространственного качества излучения ЛД привели к созданию ТЛЛДН с продольной накачкой [2-5]. Историческая хронология и обзор ТЛЛДН подробно представлен в работах [6-8].

Стремительное улучшение параметров (развитие) ЛД [9, 10] позволило получить компактные твердотельные лазеры с высокими пространственными и генерационными характеристиками [7, 8]. Можно отметить, что идея создания ЛД и формулировка основных условий получения инверсии в нем были предложены советскими учеными [11], а реализован такой лазер впервые в США [12]. Коэффициент полезного действия (КПД) современных ТЛЛДН (десятки процентов, см. например [13-15]) почти на порядок превышает КПД традиционных твердотельных лазеров с ламповой накачкой. Отличительной характеристикой ТЛЛДН является высокая частотная и временная стабильность.

Как правило, ТЛЛДН имеют малые габариты, и в значительном числе случаев для них не требуется водяное охлаждение. Это обеспечивает широчайшие перспективы их практического использования [8]. Тому же способствует высокая надежность полупроводниковых излучателей и большой срок их службы, превышающий  $10^4$  часов [7]. На сегодняшний день ТЛЛДН находят применение во многих областях науки и техники.

В настоящее время предложены разнообразные схем накачки твердотельных лазеров излучением ЛД [6-8, 16-22]. Используемые схемы можно разделить на два основных класса, которые имеют свои преимущества и

недостатки по отношению друг к другу. К первому классу относятся твердотельные лазеры с поперечной накачкой. Как правило, в этом случае возможно достижение рекордных мощностей генерации. Ко второму классу относятся твердотельные лазеры с продольной (торцевой) накачкой, рис. 1. Излучение накачки, транспортируемое по оптоволокну или непосредственно в пространстве, с помощью фокусирующей оптики вводится в активный элемент (АЭ) через один из его торцов вдоль оси резонатора. В такой схеме основная часть излучения накачки сосредоточена в области АЭ, как правило, не превышающей размеров нулевой моды резонатора. В результате нулевая мода испытывает максимальное усиление и не требуется дополнительных элементов для ее селекции [23, 24]. Такие лазеры обладают высокой эффективностью преобразования энергии излучения накачки в генерируемое излучение твердотельных лазеров. Отличительной особенностью этого типа лазеров является возможность масштабирования поперечного размера пятна накачки для оптимального согласования с нулевой модой резонатора. При продольной схеме накачки твердотельных лазеров в качестве источников возбуждения активной среды могут использоваться не только ЛД, но и газовые лазеры [25], твердотельные лазеры [26], лазеры на красителях [27].

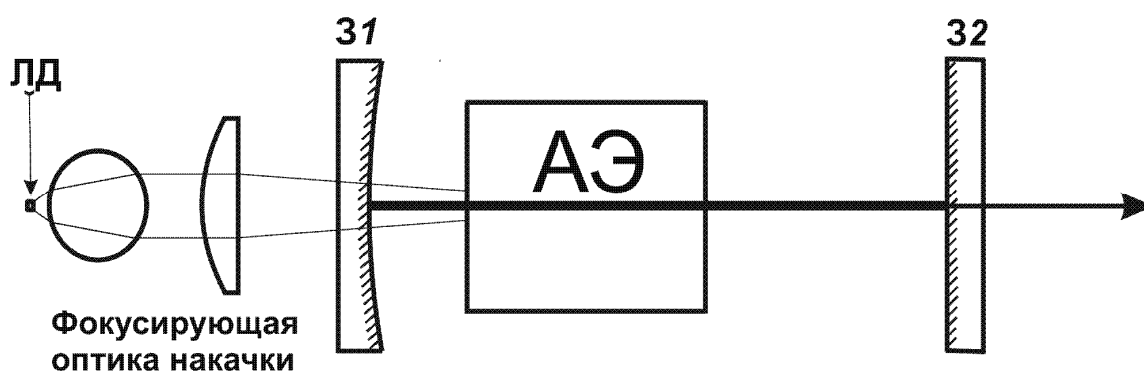


Рис. 1 – Схема лазера с продольной накачкой. ЛД – лазерный диод, АЭ – активный элемент, 31 – глухое зеркало резонатора (может наноситься на АЭ), 32 – выходное зеркало резонатора.

Накачка узким пучком, когда радиус пятна накачки меньше радиуса нулевой моды в области АЭ, открывает возможности получения высокоэффективной генерации в четырехуровневых средах [23, 28]. Но, с другой

стороны, при значительном уменьшении размеров пятна накачки в АЭ в определенных конфигурациях резонатора, так называемых критических конфигурациях, происходит синхронизация поперечных мод (генерация синхронизованных поперечных мод), вырожденных по частоте, и излучение имеет заметно негауссовый профиль [29-35]. При отстройке длины резонатора от таких конфигураций профиль излучения становится близким к гауссовому [32, 33].

В ряде работ по изучению синхронизации поперечных мод в случае продольной накачки сообщалось об увеличении эффективности генерации [34] и уменьшении порога генерации [30, 35, 36] в критических конфигурациях. Наблюдаемые явления подробно не изучались и объяснялись предположением лучшего пространственного согласования формируемой суперпозиции поперечных мод и усиления в АЭ.

С целью повышения качества генерируемого излучения важной задачей является идентификация критических конфигураций. Погрешность кривизны зеркал и других элементов резонатора приводит к сдвигу от соответствующих расчетных значений положения конфигураций, в которых происходит синхронизация поперечных мод. Следует учитывать влияние тепловой линзы АЭ, которое трудно вычислить даже в приближении постоянного радиуса пучка накачки из-за отсутствия в литературе достоверно определенных термооптических констант для многих лазерных сред.

## **Цели и задачи диссертационной работы**

1. Определение влияния синхронизации поперечных мод на порог генерации твердотельных лазеров при продольной лазерной диодной накачке. Сравнение кривых зависимостей пороговой мощности накачки от длины резонатора для широко используемых сред, активированных ионами  $\text{Nd}^{3+}$ . Разработка метода идентификации критических конфигураций в условиях меняющейся тепловой нагрузки.

2. Сравнение пространственных распределений интенсивности излучения при синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах, работающих в непрерывном режиме генерации и в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором, с продольной лазерной диодной накачкой.
3. Исследование возможности управления генерационными характеристиками твердотельных лазеров при продольной накачке с использованием эффектов, проявляющихся в условиях синхронизации поперечных мод.
4. Определение условий и механизмов двухчастотной генерации в Nd:YLF-лазерах при продольной лазерной диодной накачке с различной геометрией активных элементов в непрерывном режиме и в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором.

### **Научная новизна**

1. Изучено влияние синхронизации поперечных мод на зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора в лазерах на основе широко используемых сред, активированных ионами  $Nd^{3+}$ , с продольной лазерной диодной накачкой.
2. Изучены особенности пространственных распределений интенсивности излучения твердотельного лазера в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором при синхронизации поперечных мод и при генерации нулевой моды.
3. Определены условия и механизм двухчастотной генерации в Nd:YLF-лазере, работающем в непрерывном режиме, с плоско-выпуклым активным элементом при продольной лазерной диодной накачке. Исследованы условия двухчастотной генерации в Nd:YLF-лазере, работающем в непрерывном режиме и в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором, с плоскопараллельным активным элементом при продольной лазерной диодной накачке.

## **Практическая ценность**

1. Для режима модуляции добротности акустооптическим затвором твердотельных лазеров с продольной накачкой узким пучком (по отношению к радиусу нулевой моды пустого резонатора) разработана методика получения эффективной генерации излучения высокого пространственного качества ( $M^2 < 1,1$ ). Методика реализована в Nd:YLF-лазере, применяемом в пленочных технологиях и микроэлектронике.
2. Предложен способ идентификации критических конфигураций по зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора в условиях меняющейся тепловой нагрузки. Разработана наглядная и легко реализуемая методика исследования особенностей синхронизации поперечных мод на основе эффекта снижения пороговой мощности накачки.
3. В Nd:YLF-лазерах при продольной лазерной диодной накачке получена одновременная генерация на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм в режиме непрерывной генерации и в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором. Двухчастотный лазер использован для генерации методами нелинейной оптики разностной частоты 1,64 ТГц.

## **Защищаемые положения**

1. В лазерах с продольной накачкой локальные минимумы порога генерации при синхронизации поперечных мод соответствуют конфигурациям резонатора, удовлетворяющим условию вырождения мод по частоте. Области снижения порога генерации, обусловленного синхронизацией поперечных мод, расширяются с увеличением резонаторных потерь, число этих областей увеличивается с уменьшением диаметра пятна накачки.
2. В компактных твердотельных лазерах с продольной накачкой, резонаторы которых соответствуют нечетным значениям знаменателя дробей, описывающих условия вырождения мод по частоте, использование



акустооптического затвора, расположенного около выходного зеркала, позволяет получить при синхронизации поперечных мод эффективную генерацию гигантских импульсов с пространственной структурой излучения, близкой к пространственной структуре в непрерывном режиме.

3. Бифокальность, связанная с двулучепреломлением материалов, из которых выполнены плоско-выпуклые активные элементы, приводит к пространственному расщеплению областей синхронизации поперечных мод для обыкновенной и необыкновенной волн. Использование такого расщепления в Nd:YLF-лазере с продольной накачкой позволяет получить непрерывную двухчастотную генерацию на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм за счет выравнивания их усилений путем подбора длины резонатора.
4. При повышении средней плотности мощности продольной диодной накачки Nd:YLF-лазера увеличение длины резонатора от полуконфокальной конфигурации позволяет выровнять усиления для длин волн генерации 1,047 и 1,053 мкм за счет скачкообразного роста порога генерации в области синхронизации поперечных мод для необыкновенной волны (1,047 мкм). Такое выравнивание усилений обеспечивает в лазере с плоскопараллельным активным элементом двухчастотную генерацию на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм в непрерывном режиме и в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором.

### **Апробация результатов работы**

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в ведущих рецензируемых научных журналах из списка ВАК РФ:

1. Besotosnii V., Cheshev E., Gorbunkov M., Kostryukov P., Krivonos M., Tunkin V., Jakovlev D. Diode end-pumped acousto-optically Q-switched compact Nd:YLF laser // Applied Physics B. 2010. V. 101. P. 71–74.
2. Безотосный В.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Чешев Е.А., Тункин В.Г., Горбунков М.В., Кострюков П.В. Твердотельные лазеры с лазерной

диодной накачкой на основе Nd:YLF // Известия высших учебных заведений. Физика. 2011. Т. 54. № 2/2. С. 73–78.

3. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Двухчастотная генерация в Nd:YLF-лазере с линзоподобным активным элементом и продольной диодной накачкой // Краткие сообщения по физике. 2011. № 10. С. 43–51.
4. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Порог генерации лазеров на Nd-активированных кристаллах, керамике и стеклах при пространственно неоднородной диодной накачке // Краткие сообщения по физике. 2013. Т. 40. № 3. С. 3–12.

Результаты работы докладывались автором и обсуждались на следующих конференциях:

- 14th International Conference on Laser Optics «LO-2010», St. Petersburg, 28 June–2 July 2010.
- XIII Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики», Звенигород-Москва, 14–19 ноября 2010.
- Пятая всероссийская школа по лазерной физике и лазерным технологиям для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов, Саров, 26–29 апреля 2011.
- IX Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, Самара, 9–13 ноября 2011.
- 3-ий Симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур, Москва-Звенигород, 28–30 ноября 2011.
- 15th International Conference on Laser Optics «LO-2012», St. Petersburg, 25–29 June 2012.
- XIV Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики», Звенигород, 11–15 ноября 2012.

Автор диссертации является руководителем молодежного гранта РФФИ № 12-02-31796 «Исследование особенностей синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с пространственно-неоднородной продольной диодной накачкой, условий и механизмов реализации 2-х частотной генерации».

### **Личный вклад автора**

Автором создана установка для изучения эффекта синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с продольной лазерной диодной накачкой. Экспериментальные исследования пространственной структуры излучения в непрерывном режиме генерации и в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором, поведения порога генерации от длины резонатора лазеров с различными активными элементами, условий и механизмов двухчастотной генерации в Nd:YLF-лазерах и оптимизация Nd:YLF-лазера для технологических операций в микроэлектронике, результаты которых приведены в диссертации, выполнены автором лично или с его непосредственным участием. Автором выполнены: расчет длин резонатора, соответствующих условию вырождения мод по частоте, теоретическая оценка радиусов пятна накачки, расчет зависимостей порога генерации от длины резонатора (в последнем случае использовался программный комплекс, разработанный П.В. Кострюковым).

### **Структура диссертационной работы**

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 120 страниц, включая 56 рисунков, 5 таблиц и список литературы из 112 наименований.

# ГЛАВА 1. УПРАВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРОЙ ИЗЛУЧЕНИЯ И ДВУХЧАСТОТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПРОДОЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ (обзор литературы)

Представлен краткий обзор состояния исследования пространственной структуры излучения и пороговой мощности накачки при синхронизации поперечных мод. Рассмотрены теоретические и экспериментальные работы, интерпретирующие физические механизмы, обуславливающие особенности пространственной структуры излучения и зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора.

Приведены примеры некоторых способов получения двухчастотной генерации в твердотельных лазерах с продольной лазерной диодной накачкой. Объясняются физические процессы, приводящие к двухчастотной генерации.

## § 1.1 Особенности пространственной структуры излучения при синхронизации поперечных мод в критических конфигурациях резонатора

Лагерр-гауссовы моды пустого резонатора характеризуются продольными индексами  $q$ , радиальными  $p$  и азимутальными  $l$  (см. например [37, 38]). Частота моды  $\nu_{qpl}$  определяется следующим выражением:

$$\nu_{qpl} = \frac{c}{2L} \left( q + \frac{1}{\pi} (2p + l + 1) \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right), \quad (1.1)$$

где  $c$  – скорость света,  $L$  – длина резонатора,  $g_{1,2} = 1 - \frac{L}{R_{1,2}}$  – параметры резонатора,  $R_{1,2}$  – радиусы кривизны зеркал резонатора. Далее, если не оговорено специально, будем считать  $l = 0$ . Для разности частот двух соседних продольных и поперечных мод соответственно имеем:

$$\Delta \nu_q = \frac{c}{2L}, \quad (1.2-a)$$

$$\Delta v_p = \frac{c}{2L} \frac{2}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2}. \quad (1.2-б)$$

Известно, что синхронизация продольных мод ( $p = 0$ ) обеспечивает формирование ультракоротких импульсов [39]. В работе [40] рассматривается возможность синхронизации поперечных мод (невырожденных по частоте) с одинаковым продольным индексом ( $q = \text{const}$ ). Для этого необходимо, например, модулировать потери с частотой, равной разности частот двух соседних поперечных мод [40]. В этом случае осуществляется периодическое перемещение максимума интенсивности излучения на зеркалах резонатора [40, 41]. Аналогичный эффект в полупроводниковых лазерах приводит к сканированию диаграммы направленности излучения [42, 43].

В конфигурациях резонатора, соответствующих условию

$$\arccos \sqrt{g_1 g_2} = \pi \frac{r}{s}, \quad (1.3)$$

где  $r/s$  – несократимая дробь (т.е.  $r$  и  $s$  – натуральные числа), происходит вырождение по частоте мод, для которых  $sq + 2pr = \text{const}$  [38]. Отметим, что комбинация таких мод является «полноправной» модой резонатора [38]. Пример, поясняющий вырождение мод по частоте, приведен на рис. 1.1 для конфигурации резонатора  $g_1 g_2 = 0,25$  ( $r/s = 1/3$ ). Вертикальными отрезками обозначены частоты мод для соответствующих значений индексов  $q$  и  $p$ .

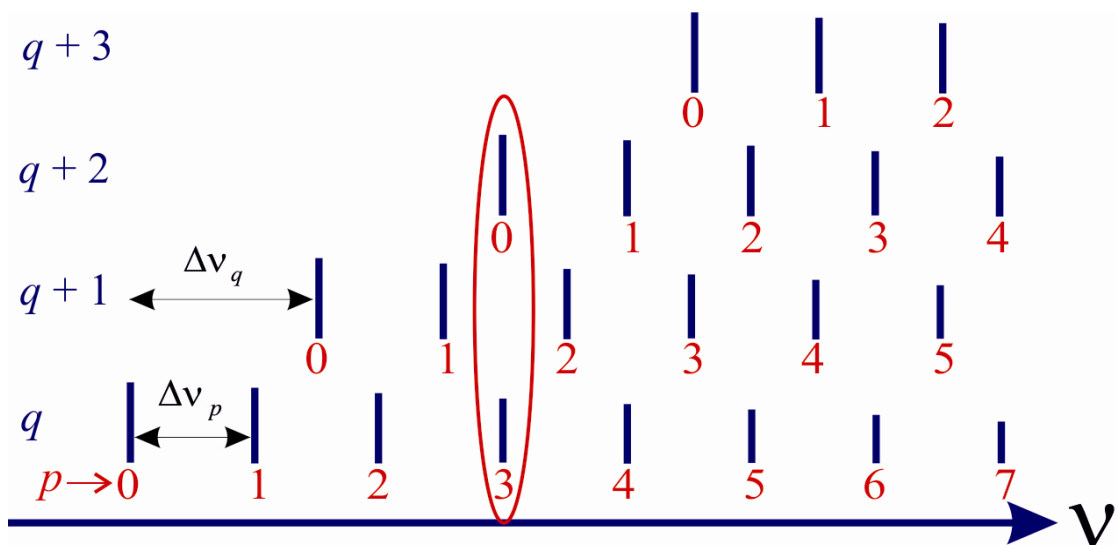


Рис. 1.1 – Вырождение мод по частоте для  $r/s = 1/3$  ( $g_1 g_2 = 0,25$ ); выделены моды одной частоты.

Для многих практических применений лазерного излучения предпочтительна генерация на нулевой моде ( $p = 0$ ). Механизмы искажения пространственной структуры излучения в случае поперечной и продольной накачки различны. В лазерах с поперечной, например ламповой, накачкой равномерное распределение усиления в поперечном направлении по всему АЭ приводит к возбуждению высших мод [44]. Основным механизмом искажения пространственной структуры излучения в лазерах с продольной схемой накачки является дифракция на амплитудной неоднородности [45]. Для определения качества генерируемого излучения используются различные критерии оценки. В работах [46, 47] предлагается использовать так называемый  $K$ -фактор Петермана, определяемый следующим образом:

$$K = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |u(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [u(x, y)]^2 dx dy \right]^2} \quad (1.4)$$

Значение  $K$ -фактора Петермана характеризует отличие распределения фазы от однородного. Другим способом оценки является измерение величины  $M^2$ , значение которой представляет отличие расходимости пучка по сравнению с гауссовым [46, 48].

Стоит отметить, что с точки зрения более эффективного преобразования излучения в гармоники представляет интерес генерация на моде высшего порядка. Так, в работе [49] сообщалось, что эффективность преобразования, например, во вторую и третью гармоники лаггерр-гауссовой моды [44, 50] со значением радиального индекса  $p = 5$  превышает эффективность аналогичного преобразования нулевой моды. При этом можно выделить работы [51-53], посвященные исследованиям селекции мод высших порядков в твердотельных лазерах с продольной лазерной диодной накачкой. В резонатор лазера с плоскими зеркалами помещалась плоско-выпуклая линза. Вследствие сферической аберрации линзы ее перемещение вдоль оси резонатора приводило к селекции мод высших порядков. Авторам удалось добиться генерации лаггерр-

гауссовых мод со значениями радиальных и азимутальных индексов, лежащими в пределах от 0 до 12 и от 0 до 28 соответственно. Другим возможным практическим применением лазерного излучения с негауссовым профилем распределения интенсивности является манипуляция микро- и наночастицами [54]. Создание лазерных пинцетов возможно путем амплитудных и фазовых преобразований выходного лазерного излучения [55].

Теоретические и экспериментальные исследования по оптимизации соотношения поперечного профиля излучения накачки и нулевой моды представлены в работах [24, 28, 56, 57]. Показано, что при уменьшении поперечного размера пятна накачки по длине АЭ происходит снижение пороговой мощности накачки и увеличение эффективности генерации лазеров на основе четырехуровневых сред. По этой причине на практике, как правило, используется накачка узким пучком (радиус пятна накачки меньше радиуса нулевой моды в области АЭ). С другой стороны, эксперименты [29-31, 47, 58, 59] показывают, что существует ряд так называемых критических конфигураций резонатора, в которых при накачке узким пучком наблюдаются заметные отличия пространственного распределения интенсивности от гауссового. При достаточной отстройке по длине резонатора от критических конфигураций пространственная структура излучения становится близкой к гауссовой. На рис. 1.2 представлен пример наблюдавшегося в работе [30] пространственного распределения интенсивности в ближней (верхний ряд) и дальней (нижний ряд) зонах вблизи одной из критических конфигураций (b-d) и при отстройке от нее (a, e). Измерения проводились для лазера с АЭ на основе кристалла  $\text{Nd:YVO}_4$  при продольной лазерной диодной накачке. Диаметр нулевой моды резонатора в АЭ трехкратно превышал поперечный диаметр пятна накачки.

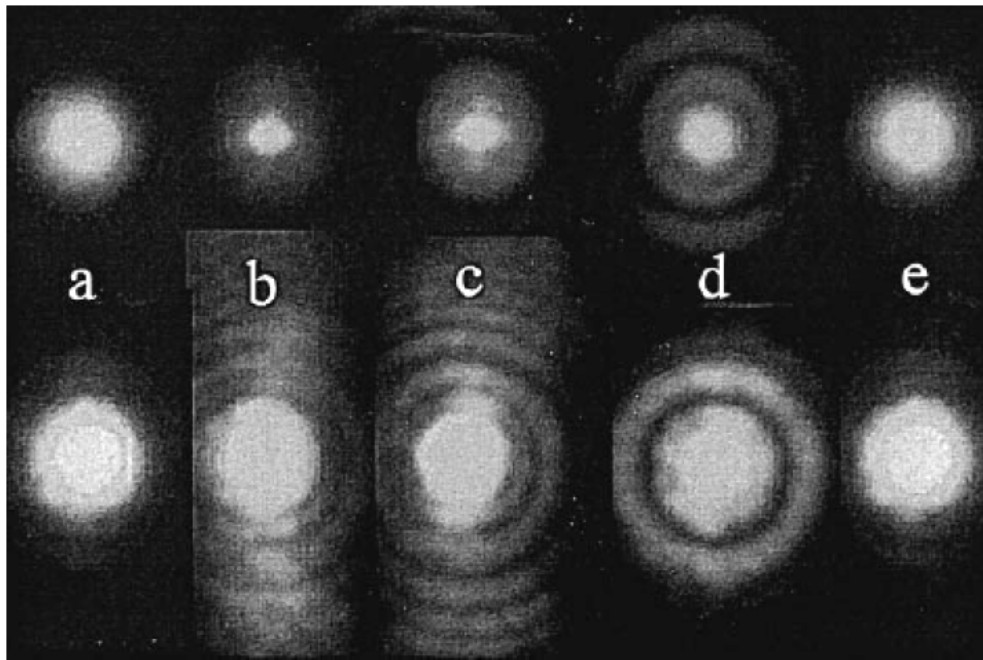


Рис. 1.2 – Распределение интенсивности излучения в ближней зоне (верхний ряд) и дальней (нижний ряд) зоне вблизи критической конфигурации (b-d) и при отстройке от нее (a, e); рисунок заимствован из работы [30].

В цикле работ [32, 33, 60, 61] теоретически и экспериментально исследуется влияние профилированного по поперечному сечению усиления и параметров резонатора на формирование основной моды. величиной  $\xi$  принято характеризовать отношение радиуса нулевой моды пустого резонатора  $w$  к радиусу пятна накачки  $\rho_n$  в АЭ [32]. Вследствие профилированного по сечению усиления в активной среде лазера происходит взаимодействие нулевой моды пустого резонатора с высшими модами [32]. Это, в свою очередь, приводит к тому, что в конфигурациях резонатора вблизи положения, соответствующего условию (1.3), может происходить синхронизация поперечных мод, вырожденных по частоте и, как следствие, формирование стационарного негауссового распределения интенсивности излучения. Далее под критической конфигурацией будем понимать совокупность конфигураций резонатора вблизи положения, соответствующего условию вырождения мод по частоте (1.3), в которых осуществляется синхронизация поперечных мод.

Количество конфигураций, удовлетворяющих условию (1.3) вырождения мод по частоте, столько же, сколько и несократимых дробей  $r/s$ . В работе [32]



изучается вопрос о том, для каких конфигураций профилированное усиление приводит к заметным искажениям основной моды. Исследуется влияние числа Френеля  $N_F$ . Изучается пространственная и фазовая структура излучения на обоих зеркалах резонатора в характерных критических конфигурациях.

Активная среда представлялась тонким амплитудным экраном, расположенным вплотную к зеркалу, с распределением усиления:

$$K(r) = 1 + (K_0 - 1) \exp\left(-\frac{r^2}{\rho_n^2}\right) = 1 + (K_0 - 1) \exp\left(-\xi^2 \frac{r^2}{w^2}\right), \quad (1.5)$$

где  $K_0$  – усиление на оси резонатора,  $\rho_n$  – радиус пятна накачки,  $w$  – радиус нулевой моды пустого резонатора в области активной среды. Степень отличия основной моды резонатора от нулевой моды пустого резонатора характеризовалась параметром:

$$\beta_0 = 2\pi \int u_0^*(r)u(r)rdr, \quad (1.6)$$

где  $u_0(r)$  и  $u(r)$  – амплитуды полей нулевой моды пустого резонатора и основной моды резонатора с профилированным усилением соответственно, удовлетворяющие условиям нормировки. Величина  $|\beta_0|^2$  представляет собой долю мощности негауссовой основной моды, сосредоточенную в нулевой моде пустого резонатора. Отличие основной моды резонатора от нулевой иллюстрирует рис. 1.3 (заимствован из [32]). В области устойчивости ( $0 < g_1g_2 < 1$ ) приведены значения величины  $|\beta_0|^2$  при  $\xi = 3$ ,  $K_0 = 1,5$  и  $N_F = 9$ . Видно, что на диаграмме устойчивости имеется ряд критических конфигураций, в пределах которых значения  $|\beta_0|^2$  меньше единицы, что указывает на заметные отличия основной моды от нулевой моды пустого резонатора.

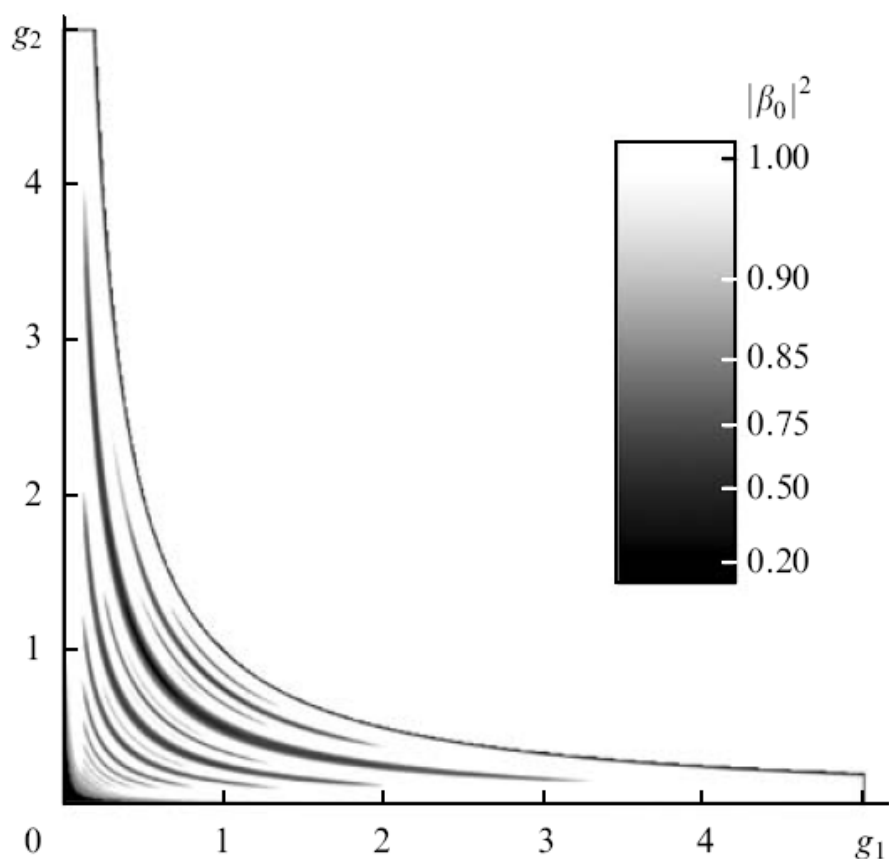


Рис. 1.3 – зависимость  $|\beta_0|^2$  от  $g_1$  и  $g_2$  при  $\xi = 3$ ,  $K_0 = 1,5$  и  $N_F = 9$ ;  
 рисунок заимствован из работы [32].

На рис. 1.4 (заимствован из работы [32]) приводится зависимость  $|\beta_0|^2$  от конфигураций семейства плоско-сферического резонатора ( $g_1 = 1$ ) с соответствующими значениями дроби  $r/s$  при  $\xi = 5$ ,  $K_0 = 1,05$  и  $N_F = 30$ . В описываемой работе показано, что с увеличением  $N_F$  число критических конфигураций возрастает.

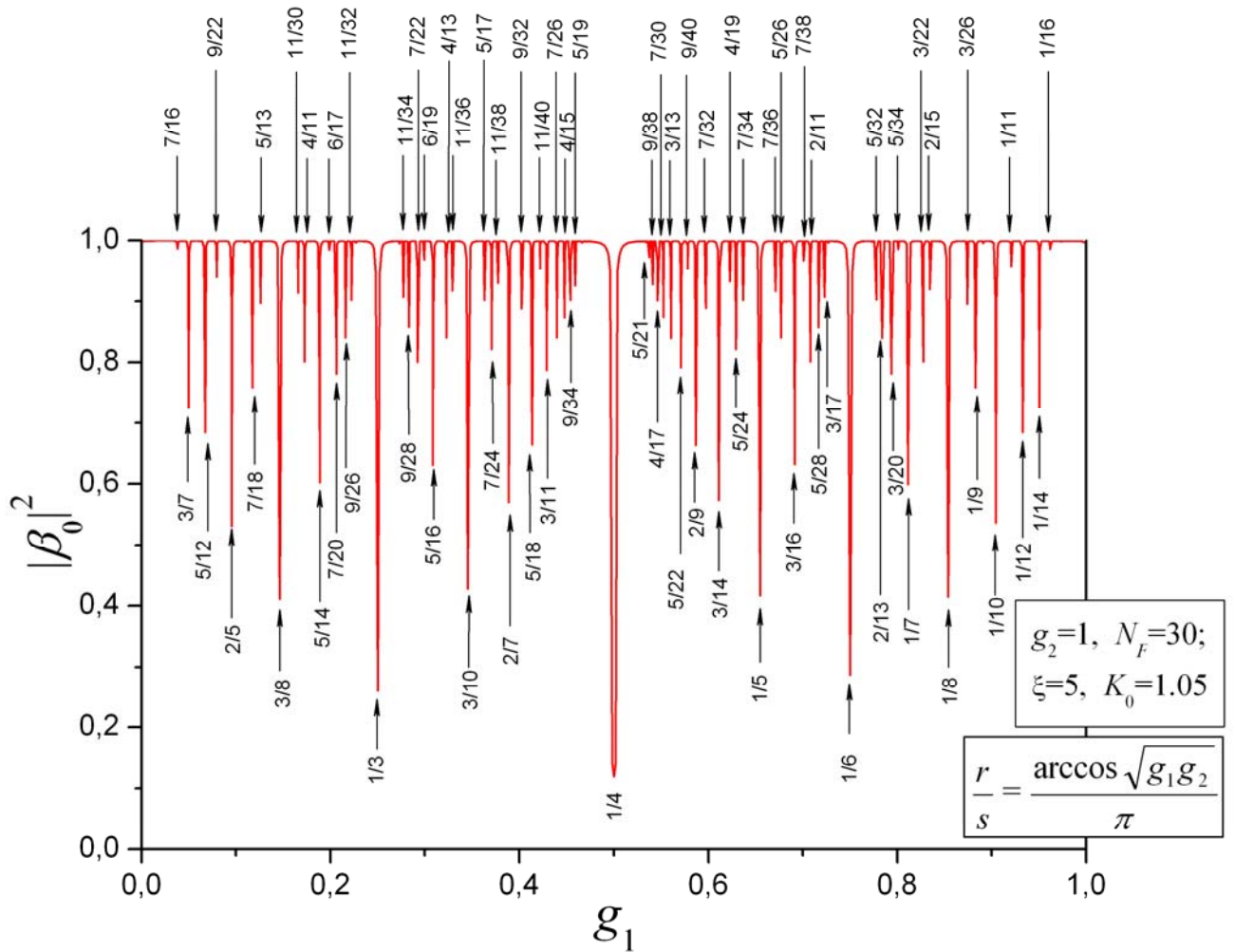


Рис. 1.4 – Зависимость  $|\beta_0|^2$  от конфигурации плоско-сферического резонатора ( $g_1 = 1$ ) при  $\xi = 5$ ,  $K_0 = 1,05$  и  $N_F = 30$ ; рисунок заимствован из работы [32].

Распределения амплитуды основной моды в критических конфигурациях заметно отличаются от гауссового распределения. На зеркале, расположенном около среды с профилированным усилением, распределение состоит из приосевого пика на фоне широкого пьедестала. Для нечетных значений  $s$  распределение амплитуды на противоположном зеркале имеет аналогичный вид, в то время как для четных  $s$  оно представляет набор кольцевых структур, и размер центрального кольца превышает размер нулевой моды пустого резонатора. Распределение амплитуды в критических конфигурациях воспроизводится за полный обход резонатора с разностью набега фаз кратной  $2\pi$  для лаггерр-гауссовых пучков, формирующих моду. Разложение основной моды, формирующейся в критических конфигурациях, по лаггерр-гауссовым функциям

показало, что она преимущественно образована сфазированным на активной среде набором пучков с радиальными индексами  $p = js/2$  ( $j = 0, 1, 2, \dots$ ) в случае четных значений  $s$  и  $p = js$  для нечетных значений.

Работа [33] является продолжением работы [32]. В данной работе изучается влияние параметров резонатора, величины  $\xi$  и  $K_0$  на особенности основной моды. Методом Фокса-Ли рассчитаны зависимости параметра  $|\beta_0|^2$  от  $g_1$  для симметричных резонаторов ( $g_1 = g_2$ ) для  $\xi = 1,5; 2,5; 3,5$  при  $K_0 = 2$  и  $N_F = 9$ . Рост  $\xi$  приводит к увеличению числа критических конфигураций и уменьшению  $|\beta_0|^2$  в каждой из них. Расчет аналогичной зависимости параметра  $|\beta_0|^2$  для различных  $K_0 = 1,05; 2; 3$  при  $\xi = 3$  и  $N_F = 9$  показал, что области, в пределах которых формируется многопучковая мода, сужаются при уменьшении  $K_0$ . Показано, что уменьшение диаметра накачки приводит к увеличению числа лаггер-гауссовых мод, формирующих основную моду в критических конфигурациях.

Естественным способом описания режима синхронизации поперечных мод является построение зависимости параметров  $K$ -фактора Петермана,  $M^2$ ,  $|\beta_0|^2$  от длины резонатора в критических конфигурациях [32, 33, 46, 47]. Для теоретического описания не составляет труда расчетным путем определить  $K$ -фактор Петермана и  $|\beta_0|^2$ . Однако в эксперименте для определения этих параметров необходимо знать амплитудные и фазовые распределения генерируемого распределения, что является непростой задачей. Более реалистичным является подход, основанный на измерении  $M^2$ . Однако в этом случае для каждой конфигурации резонатора необходимо проводить, согласно ГОСТу [48], по 5 измерений ширины лазерного пучка, желательно не менее чем в 10 разных плоскостях в области его перетяжки. При этом неоднозначным является выбор мощности, при которой проводится эксперимент. Представляется целесообразным разработать методику исследования особенностей

синхронизации поперечных мод, которая была бы простой в экспериментальной реализации, наглядной и легко поддающейся независимой проверке.

В большинстве работ экспериментальные исследования синхронизации поперечных мод выполнялись для узкого круга однотипных АЭ. В подавляющей части работ использовался кристалл  $\text{Nd:YVO}_4$  [30, 31, 34, 35, 47, 58, 59], в меньшей степени исследовались кристаллы  $\text{Nd:YAG}$  и  $\text{Nd:YLF}$  [29, 60, 62]. Однако в работе [62] было обнаружено, что пространственная структура излучения для активных сред на основе кристаллов  $\text{Nd:YAG}$  и  $\text{Nd:YLF}$  различна не только при повышенной тепловой нагрузке (накачка одиночным ЛД мощностью до 4 Вт), но и при малой. При этом представляет интерес расширить круг исследуемых активных сред с целью их сравнительного анализа и выявления индивидуальных особенностей. Это позволило бы найти как проявления индивидуальных свойств матриц, так и отличия в термооптике.

Изучение литературных данных по теме диссертации выявило, что детальные исследования синхронизации поперечных мод в нестационарных (импульсных) режимах, в том числе при модуляции добротности, например акустооптическим затвором, не проводились. Оставался открытым даже вопрос о предпочтительном месте расположения в резонаторе акустооптического затвора и как конфигурация резонатора влияет на эффективность его работы. К моменту начала диссертационной работы не была изучена возможность осуществления режима развитой синхронизации поперечных мод при модуляции добротности акустооптическим затвором.

В работе [60] предложена оригинальная методика измерения астигматизма внутрирезонаторных элементов на основе эффекта синхронизации поперечных мод. Для плоско-сферического резонатора  $\text{Nd:YAG}$ -лазера с пропусканием выходного зеркала  $T=1\%$  и радиусом кривизны 150 см при продольной лазерной диодной накачке ( $\xi > 2,6$  для  $r/s = 1/4$ ) вследствие астигматизма АЭ экспериментально наблюдается расщепление критических конфигураций, которому соответствуют две длины резонатора  $L_x^{6bp}$  и  $L_y^{6bp}$ . Так для  $r/s = 1/4$   $L_x^{6bp} = 700$  мм и  $L_y^{6bp} = 734$  мм, а для  $r/s = 1/3$   $L_x^{6bp} = 1084$  мм и  $L_y^{6bp} = 1113$  мм. По

измеренной разности длины расщепления в критических конфигурациях авторы определили оптические силы астигматизма используемых АЭ. Экспериментальные данные дополнены численным моделированием.

Продолжением работы [60] является работа [61], в которой экспериментально и теоретически изучается влияние астигматического резонатора на симметрию пространственной структуры интенсивности излучения при синхронизации поперечных мод. Показано, что связанное с астигматизмом расщепление критических конфигураций, сопровождающееся нарушением круговой симметрии, перестает проявляться при уменьшении длины резонатора и/или увеличении потерь. Теоретические результаты подтверждаются экспериментально для лазеров с АЭ на основе кристаллов Nd:YLF и Nd:YAG при продольной лазерной диодной накачке.

Другим возможным приложением эффекта синхронизации поперечных мод является метод измерения наведенной тепловой линзы в АЭ твердотельного лазера с продольной накачкой [63]. Для этого авторы измеряли изменение длины резонатора, соответствующей критической конфигурации, при изменении мощности накачки. Идентификация длины резонатора осуществлялась по максимальной генерируемой мощности в высших модах.

Все рассмотренные выше эффекты в условиях синхронизации поперечных мод имеют место при осевой продольной накачке. В работе [45] изучаются особенности формирования пространственной структуры излучения при продольной накачке, отстроенной в поперечной плоскости на расстояние, превышающее радиус нулевой моды пустого плоско-сферического резонатора. Показано, что в случае конфигураций резонатора, не отвечающих условию (1.3) вырождения мод по частоте, вне осевая продольная накачка приводит к возникновению айнс-гауссовых мод, рис. 1.5 (заимствован из статьи [45]). Экспериментальные результаты

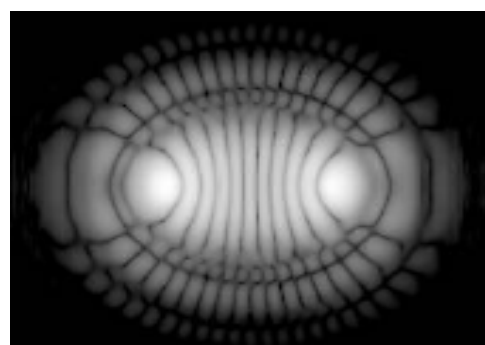


Рис. 1.5 – Айнс-гауссова мода, возбуждаемая при вне осевой продольной накачке; рисунок заимствован из статьи [45].

исследований пространственной структуры излучения лазеров с плоско-сферическими резонаторами при вне осевой продольной накачке, полученные в работах [34, 64], близки к расчетным [45]. При этом, как предполагалось в работе [45], отличить айнс-гауссовы моды от эрмит-гауссовых на практике затруднительно. В полуконфокальной конфигурации плоско-сферического резонатора ( $r/s = 1/4$ ), соответствующей условию (1.3) вырождения мод по частоте, при вне осевой продольной накачке возникают так называемые геометрические моды, которые самовоспроизводятся за  $s$  обходов резонатора.

## § 1.2 Порог генерации твердотельных лазеров с продольной накачкой

Важной энергетической характеристикой лазера является пороговая мощность накачки (порог генерации). Ее величина позволяет правильно выбрать источник накачки и оценить выходную мощность излучения. В случае продольной накачки отличительной чертой является зависимость порога генерации от радиуса пятна накачки в АЭ. В работе [6] в приближении продольной накачки гауссовым пучком без учета явления синхронизации поперечных мод показано, что пороговая мощность накачки определяется выражением:

$$P_{\text{пор}} = \frac{\pi h \nu_n}{2\sigma\eta_n\tau} (w^2 + \rho_n^2) \left( \frac{\delta}{2} + \alpha_i l_{AЭ} + \alpha_l l_{AЭ} \right), \quad (1.6)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $\sigma$  – сечение лазерного перехода,  $\nu_n$  – частота излучения накачки,  $\eta_n$  – эффективность накачки,  $\tau$  – время жизни верхнего лазерного уровня,  $w$  и  $\rho_n$  – радиусы нулевой моды пустого резонатора и пятна накачки в области АЭ соответственно,  $\delta$  – суммарные потери на зеркалах резонатора,  $l_{AЭ}$  – длина АЭ,  $\alpha_i$  – приведенные потери, обусловленные рассеянием и поглощением на неоднородностях в АЭ,  $\alpha_l$  – приведенные потери, обусловленные поглощением в АЭ из-за населенности нижнего лазерного уровня. Из выражения (1.6) видно, что при уменьшении радиуса пятна накачки

и/или радиуса нулевой моды пороговая мощность накачки также уменьшается. Поэтому для получения минимального порога генерации необходимо учитывать не только спектроскопические свойства активной среды, но и геометрические поперечные размеры излучения накачки и нулевой моды. Отметим, что в приведенном выражении не учитывается возможность синхронизации поперечных мод, приводящая к заметному изменению профиля основной моды. Таким образом, рассматриваемая формула не пригодна для описания порога генерации при синхронизации поперечных мод.

В работах [30, 36, 64, 65] частично изучается вопрос, связанный с пороговой мощностью накачки при синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с продольной лазерной диодной накачкой. В работе [30] отмечается, что в области критической конфигурации  $r/s = 1/3$  пороговая мощность накачки снижается. Авторы установили, что такое поведение обуславливается уменьшением поперечного размера основной моды лазерного излучения в АЭ относительно радиуса нулевой моды. Делается вывод о том, что происходит лучшее пространственное согласование накачки (усиления в АЭ) и основной моды в критической конфигурации. В работе [64] формирование более узкой перетяжки основной моды по отношению к радиусу нулевой моды в области критических конфигураций объясняется возбуждением многопроходовых поперечных мод резонатора. В рамках матричной оптики авторы численно оценивают уменьшение величины пороговой мощности накачки в критической конфигурации, соответствующей  $r/s = 1/4$ . Приводится экспериментальная зависимость генерируемой мощности излучения от конфигурации резонатора при мощности накачки немного больше порогового значения в полуконфокальной конфигурации ( $r/s = 1/4$ ,  $g_1g_2 = 0,5$ ). Показано, что в области критических конфигураций  $r/s = 1/6$ ;  $1/5$ ;  $1/4$ ;  $3/10$ ;  $1/3$  происходит резкое возрастание мощности генерируемого излучения. Данное обстоятельство отмечалось и в работе [34]. Стоит отметить, что многопроходовая мода в критической конфигурации может быть представлена суперпозицией соответствующих вырожденных мод [38].



Работы [36, 65] являются продолжением работ [30, 64]. Используя метод Фокса-Ли, авторы в работе [36] рассчитали зависимость радиуса перетяжки в АЭ от длины резонатора лазера при радиусе гауссового пучка накачки 60 мкм ( $\xi \approx 1,7$ ). Показано, что происходит уменьшение диаметра центральной части в распределении амплитуды моды в области АЭ от 100 до 60 мкм при приближении длины резонатора к критической конфигурации  $r/s = 1/3$ , т.е. происходит формирование пучка в распределении амплитуды моды. В работе [65] рассчитаны зависимости порога генерации от радиуса пятна накачки в АЭ для двух длин резонатора: в критической конфигурации  $r/s = 1/3$  и при отстройке от нее по длине резонатора (на 15 мм). При уменьшении радиуса пятна накачки от 108 до 80 мкм происходит уменьшение пороговой мощности накачки, при этом две кривые зависимостей совпадают. При дальнейшем уменьшении радиуса от 80 до 30 мкм кривая зависимости, соответствующая критической конфигурации, имеет более крутой спад. Таким образом, показано, что уменьшение пороговой мощности накачки в области критических конфигураций резонатора при продольной накачке обуславливается изменением эффективного сечения основной моды вследствие синхронизации поперечных мод.

Следует отметить, что в режиме модуляции добротности пиковая мощность импульса  $P_m$  зависит от максимальной запасенной инверсии  $N_m$  и пороговой инверсии  $N_n$  следующим образом [66]:

$$P_m \sim \left[ \frac{N_m}{N_n} - \ln \frac{N_m}{N_n} - 1 \right]. \quad (1.7)$$

В случае модуляции добротности уменьшение радиуса пучка накачки приводит к увеличению максимальной запасенной инверсии  $N_m$ , а переход к критическим конфигурациям сопровождается уменьшением пороговой инверсии  $N_n$ . Исходя из выше сказанного можно сделать вывод о том, что использование продольной накачки узким пучком и выбор критических конфигураций открывают перспективы увеличения пиковой мощности генерируемого излучения в режиме модуляции добротности.

### § 1.3 Режим двухчастотной генерации

Двухчастотная генерация открывает новые возможности использования лазерных систем. Такие устройства находят применение в различных областях, таких как: голографическая интерферометрия, мониторинг окружающей среды, оптической связи и др. Интересной задачей, с которой успешно справляются двухчастотные лазеры, является задача повышения точности измерения доплеровских радаров [67, 68]. Актуальность создания источников двухчастотной генерации подтверждается множеством патентов [69-76].

В настоящее время все большее внимание уделяется источникам терагерцевого излучения, лежащего в области частот от сотен ГГц до сотен ТГц. Спектральный и временной анализ импульсов с терагерцевой длиной волны излучения, прошедших через объект, позволяет получить информацию о свойствах веществ и о протекающих в них процессах [77, 78]. Важной особенностью терагерцевого излучения является отсутствие ионизирующего воздействия, в отличие от рентгеновских источников. Источники такого излучения могут стать безопасной альтернативой диагностическому медицинскому рентгеновскому оборудованию. Терагерцевое излучение находит также применение в решении проблем обеспечения безопасности и создании новых промышленных технологий. Хорошо известны методы получения терагерцевого излучения, использующие фемтосекундные импульсы [77, 79, 80]. Но такие источники являются, как правило, дорогостоящими, громоздкими и сложными в эксплуатации, что затрудняет их широкое применение на практике. Другой перспективный метод генерации основан на использовании двухчастотных лазеров. Такие, в том числе и непрерывные лазеры, должны генерировать излучение, которое преобразуется в терагерцевое излучение с помощью оптоэлектронных эмиттеров или нелинейных кристаллов [79, 81, 82]. Возможно получение терагерцевого излучения с двумя независимыми лазерами [83, 84]. Но в таких системах необходимо согласовывать их параметры (пространственное совпадение пучков и временное совпадение в случае

нестационарной генерации), что накладывает дополнительные трудности создания и использования таких схем. Поэтому источники с одновременной генерацией на двух длинах волн являются более компактными, надежными и дешевыми.

Существуют разные методы и подходы получения двухчастотного режима генерации с целью последующего получения излучения, лежащего в терагерцевой области. В работе [85] для этой цели используется титан-сапфировый лазер. В работах [86, 87] используются двухволновые полупроводниковые лазеры.

Применение твердотельных лазеров с лазерной диодной накачкой для получения двухчастотной генерации в одном образце представляет непосредственный интерес, так как данному типу лазеров характерен ряд преимуществ по сравнению с газовыми лазерами или твердотельными лазерами с ламповой накачкой. Твердотельные лазеры с лазерной диодной накачкой обладают большим КПД как в непрерывном, так и в импульсном режимах генерации. Относительная простота конструкции, длительный ресурс, высокая стабильность способствуют активному развитию таких лазеров в области получения двухчастотных режимов генерации. Использование импульсного режима генерации позволяет повысить эффективность преобразования двухчастотного излучения в терагерцевое излучение.

В лазерах с активным элементом из Nd:YAG имеется принципиальная возможность для генерации не только на длине волны 1064 нм, но и на длине волны 1061,5 нм. Но сечение лазерного перехода в этом случае при комнатной температуре примерно в 2 раза меньше, чем для 1064 нм. При охлаждении лазерного кристалла до температуры 230 К сечения лазерных переходов выравниваются и наблюдается двухчастотная генерация [86-90]. В работе [91] была получена непрерывная двухчастотная генерация с продольной лазерной диодной накачкой в микрочип Nd:YAG-лазерах при комнатной температуре. В работе использовались АЭ длиной 0,5; 1; 2 и 4 мм, установленные на нагревательном элементе. Грани кристаллов являлись зеркалами резонатора. При

такой длине в полосу усиления для каждой длины волны попадало от одной до нескольких продольных мод. Изменение температуры АЭ приводило к тепловому расширению и изменению оптического пути. Это в свою очередь приводило к изменению частот продольных мод на величину 3 ГГц/К. В результате удалось добиться для каждого АЭ двухчастотной генерации. Наибольший температурный интервал для данного режима соответствовал самому короткому АЭ (0,5 мм).

Другим примером двухчастотного режима генерации твердотельного лазера с продольной лазерной диодной накачкой служит работа [92]. Авторы использовали микрочип-лазер с внешними зеркалами и с АЭ на основе кристалла Nd:LSB. Поместив эталон Фабри-Перо в резонатор лазера, путем его тонкой подстройки удалось получить генерацию на двух продольных модах, соответствующих длинам волн 1063,9 и 1061,3 нм. Термостабилизировав АЭ, удалось получить высокую стабильность излучения. Суммарная мощность генерации на двух длинах волн достигала 0,3 Вт. Авторам при использовании полупроводниковой антенны из LT-GaAsSb удалось добиться преобразования двухчастотного излучения в излучение с частотой 0,7 ТГц. Мощность терагерцевого излучения соответствовала уровню нановатт. В дальнейшем авторы планируют усовершенствовать технологию роста полупроводниковой структуры и геометрию антенны с целью повышения выходной мощности терагерцевого излучателя. Подводя итог, отметим, что авторы продемонстрировали возможность использования твердотельных двухчастотных лазеров с продольной лазерной диодной накачкой в качестве бигармонической накачки терагерцевых излучателей.

Известно, что кристалл Nd:YLF ( $\text{Nd:YLiF}_4$ ) обладает рядом преимуществ по сравнению с кристаллом Nd:YAG. Ион  $\text{Nd}^{3+}$  в кристалле тетрафторида лития обладает большим (в 2 раза) временем жизни верхнего лазерного уровня [93], что перспективно для использования кристалла в лазерах, работающих в режиме модуляции добротности. Другой важной особенностью кристалла Nd:YLF являются его термооптические характеристики. Оптическая сила тепловой линзы

в Nd:YLF оказались в несколько раз меньше, нежели в Nd:YAG в аналогичных условиях [94]. В лазерах с АЭ на основе кристалла Nd:YLF (100) существует возможность генерации на длинах волн 1,047 мкм ( $\pi$ -поляризация) и 1,053 мкм ( $\sigma$ -поляризация) [93]. Поляризации таких длин волн излучения взаимно перпендикулярны. Так как сечения усиления для  $\pi$ -поляризации в 1,5 раза больше, чем для  $\sigma$ -поляризации, получение двухчастотного режима возможно при принятии специальных мер по выравниванию усиления для двух длин волн.

В работе [95] получена двухчастотная генерация на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм в условиях модуляции добротности акустооптическим затвором Nd:YLF-лазера с продольной лазерной диодной накачкой. Авторы использовали двойной резонатор с общими АЭ, акустооптическим модулятором и входным зеркалом, рис. 1.6 (заимствован из работы [95]). В результате внесения поляризатора произошло распределение пучка по поляризации на два связанных резонатора, рис. 1.6. Грубое выравнивание усиления для двух длин волн осуществлялось подбором соответствующих коэффициентов пропускания выходных зеркал. Тонкая подстройка осуществлялась путем специальной настройки выходных зеркал (необходима небольшая разъюстировка), в результате чего удалось добиться двухчастотной генерации. При мощности накачки около 10 Вт и оптимальной частоте модуляции 3,9 кГц достигнута средняя выходная мощность порядка 1,8 Вт с соотношением генерируемых компонент излучения 2:1. Изучая временные характеристики с помощью двух синхронизированных каналов осциллографа, авторы убедились в одновременности гигантских импульсов, соответствующих двум длинам волн. Затем, совместив лучи в пространстве и используя нелинейный оптический кристалл GaSe, авторам удалось получить разностную частоту 1,64 ТГц (182 мкм). Средняя мощность терагерцевого излучения составила порядка 1 мкВт. К недостаткам используемого двойного резонатора можно отнести пространственное разделение лучей генерации с длинами волн 1,047 и 1,053 мкм.

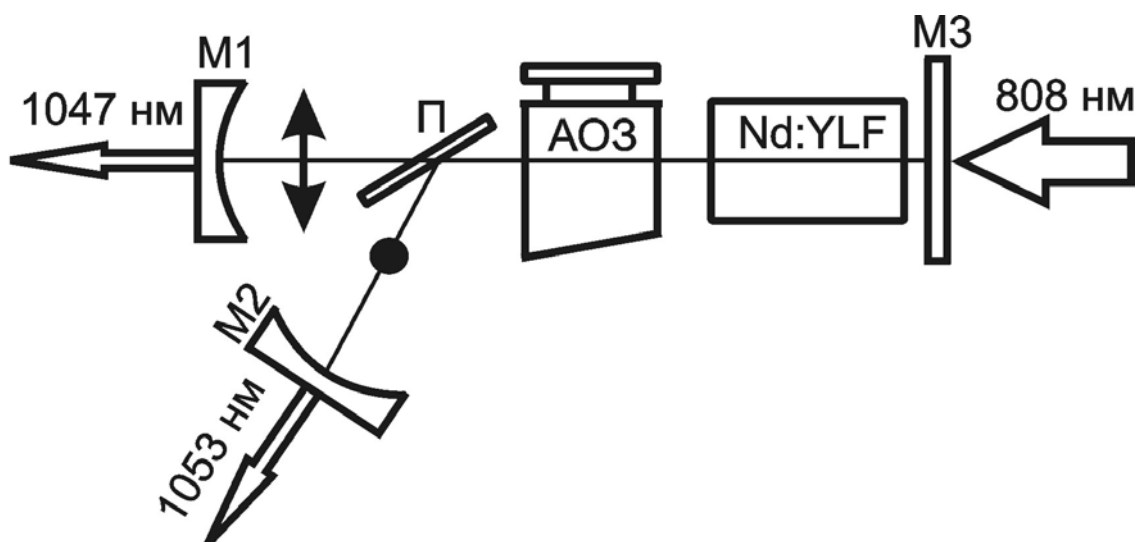


Рис. 1.6 – Схема двойного резонатора [95]: M1, M2, M3 – зеркала резонатора, П – поляризатор, АОЗ – акустооптический затвор.

В работах [82, 96] авторы добились двухчастотного излучения в лазерах, работающих в непрерывном режиме, режиме модуляции добротности и в режиме синхронизации продольных мод. В качестве АЭ были выбраны кристаллы ванадата. Согласно работе [96], получение двухчастотного режима в лазерах на ванадатах возможно несколькими способами: 1) изменением усиления в АЭ для разных длин волн; 2) внесением в резонатор дополнительных устройств со спектрально-селективными потерями; 3) использованием двойных резонаторов для пространственного разделения излучения по поляризации.

В работе [82] в качестве активных элементов использовались кристаллы  $\text{Nd:YVO}_4$ ,  $\text{Nd:GdVO}_4$  и  $\text{Nd:Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{VO}_4$ , вырезанные в направлении (001). Благодаря уширенному спектру люминесценции (см. рис. 1.7, заимствованный из работы [97]) в этих АЭ возможно получение плавной перестройки по длине волны излучения и двухчастотного режима генерации.

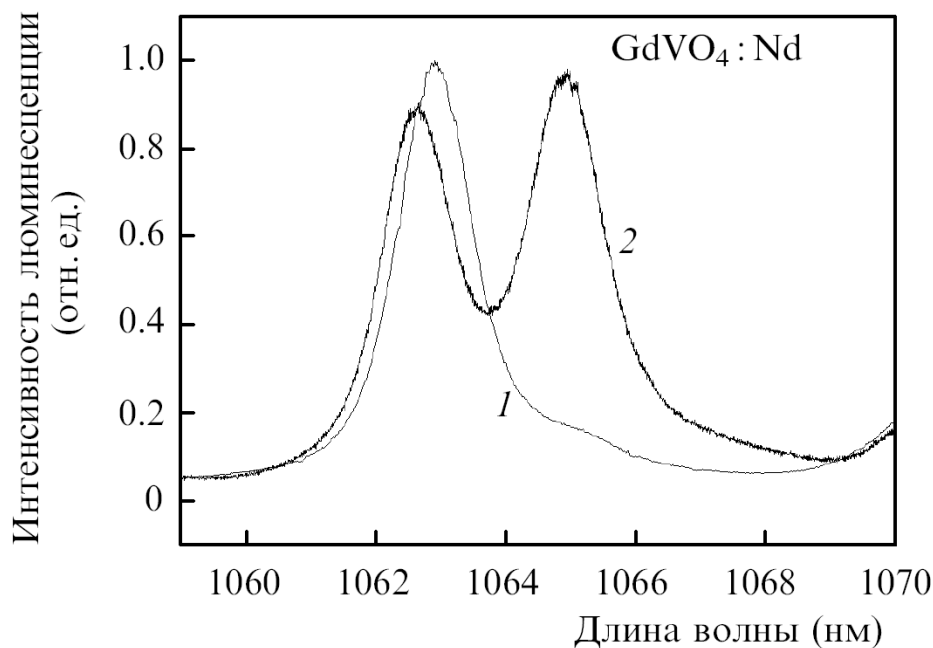


Рис. 1.7 – Спектры люминесценции перехода  ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$  для кристаллов Nd:GdVO<sub>4</sub>, вырезанных в направлении (100) – кривая 1 и в направлении (001) – кривая 2; рисунок заимствован из работы [97].

Спектр люминесценции для кристалла Nd:YVO<sub>4</sub> имеет вид трехгорбой кривой с общей полушириной 5,4 нм. Возможность плавной перестройки длины волны открывает перспективу получения перестраиваемых терагерцевых излучателей, что актуально для задач сканирования и безопасности.

В экспериментах по получению генерации на двух длинах волн со взаимно параллельными поляризациями использовался Z-образный резонатор. Активный элемент с одной закошенной на угол 1,5° гранью размещался вблизи плоского зеркала. Охлаждение АЭ осуществлялось с использованием термоэлектронного модуля или потока воды. Накачка излучения лазерного диодного модуля транспортировалась по волокну диаметром 200 мкм, после чего фокусировалась оптикой в кристалл пятном диаметром от 150 до 400 мкм. Селекция осуществлялась при помощи различных устройств: фильтром Лио, эталоном Фабри-Перо или брестеровской призмой. В лазере на кристалле Nd:GdVO<sub>4</sub> при поглощенной мощности 12 Вт получена непрерывная двухчастотная генерация с максимальной суммарной мощностью 0,64 Вт. В режиме модуляции добротности акустооптическим затвором получена длительность импульсов 40-60 нс на двух

длинах волн с максимальной суммарной средней мощностью 0,59 Вт при частоте модуляции 8 кГц. В режиме активной синхронизации продольных мод получена максимальная средняя суммарная мощность 0,34 Вт при длительности импульсов 40-60 пс.

Для доказательства одновременности генерируемых двух длин волн в непрерывном и импульсном режимах работы авторы предложили оригинальную методику. Двухчастотное излучение пропускать через нелинейный кристалл КТР с последующим изучением спектрального состава преобразованного излучения. Наблюдалось три пика в зеленой области спектра излучения. Два крайних пика соответствовали удвоенной частоте каждой из длин волн. Центральный пик соответствовал суммарной частоте излучения двух длин волн.

Кристаллы ванадатов, вырезанные в направлении (100), как и в случае кристалла Nd:YLF, на переходе  ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$  имеют возможность генерации обыкновенной ( $\sigma$ -поляризация) и необыкновенной ( $\pi$ -поляризация) волн. Так как значение сечения усиления для  $\pi$ -поляризации больше, то в основном предпочитают работать с этой компонентой излучения. В работе [96] исследуется возможность получения двухчастотной генерации в лазерах на кристаллах Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub>, Nd:Gd<sub>1-x</sub>Y<sub>x</sub>VO<sub>4</sub>, вырезанных в направлении (001) и (100), в непрерывном режиме, в режиме модуляции добротности и в режиме синхронизации продольных мод. Показано, что спектры люминесценции для  $\sigma$ -поляризации в АЭ, вырезанных в направлении (100), уширены так же, как и в случае кристаллов, вырезанных в направлении (001). Для получения излучения на двух длинах волн со взаимно параллельной поляризацией использовались АЭ, вырезанные в направлении (100), в виде призмы со скошенной гранью на 1,5-2°. Поворотом выходного зеркала авторы добились генерации излучения на  $\sigma$ -поляризации, так как направление обыкновенной и необыкновенной волн вне АЭ отличаются на угол, определяемый разностью показателей коэффициента преломления обыкновенной и необыкновенной волн и углом наклона передней грани кристалла. Авторы, используя методы, применяемые ими ранее и описанные выше, получили двухчастотную генерацию



обыкновенных волн с параллельной поляризацией в непрерывном режиме, в режимах активной и пассивной модуляции добротности и в режиме синхронизации продольных мод. В работе впервые продемонстрирована возможность получения двухчастотной генерации при помощи управления усилением в кристаллах ванадатов. Для этой цели использовался тот факт, что при повороте в плоскости оси резонатора кристаллов ванадатов, вырезанных в направлении (001), происходит изменение спектров люминесценции, а в кристаллах, вырезанных в направлении (100) наблюдается такая же зависимость при повороте АЭ вокруг оси резонатора при переходе от  $\pi$ -поляризации к  $\sigma$ -поляризации.

В работе [96] также продемонстрирована возможность получения излучения со взаимно перпендикулярной поляризацией на двух длинах волн в лазерах на ванадатах, вырезанных в направлении (100) или (001), при использовании двойных резонаторов с пространственным разделением поляризации излучения.

#### § 1.4 Выводы к главе 1

1. Представляется целесообразным разработать методику исследования особенностей синхронизации поперечных мод, которая была бы простой в экспериментальной реализации, наглядной и легко поддающейся независимой проверке.
2. К началу диссертационной работы слабо освещенным оставался вопрос о синхронизации поперечных мод в нестационарных (импульсных) режимах, в том числе при модуляции добротности, например, акустооптическим затвором.
3. Экспериментальные исследования синхронизации поперечных мод, как правило, выполнялись для однотипных активных элементов. В подавляющей части работ использовался кристалл  $\text{Nd:YVO}_4$ . Желательно

расширить круг активных сред с целью их сравнительного анализа и выявления индивидуальных особенностей.

4. Представляется достойным внимания применение синхронизации поперечных мод для управления генерационными характеристиками твердотельных лазеров с продольной накачкой.
5. Синхронизация поперечных мод дает предпосылку для получения двухчастотной генерации в Nd:YLF-лазере как в непрерывном режиме генерации, так и в режиме модуляции добротности.

## **ГЛАВА 2. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СИНХРОНИЗАЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В РЕЖИМАХ НЕПРЕРЫВНОЙ И ИМПУЛЬСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПРОДОЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ**

В данной главе экспериментально изучены особенности синхронизации поперечных мод в лазерах, работающих в режиме непрерывной генерации и в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором, с АЭ на основе широко распространенных активированных ионами  $\text{Nd}^{3+}$  сред при продольной лазерной диодной накачке. Выполнен сравнительный анализ пространственных распределений интенсивности генерируемого излучения для различных АЭ вблизи полуконфокальной конфигурации резонатора при синхронизации поперечных мод. Выявлены особенности работы акустооптического затвора при синхронизации поперечных мод, приводящих к снижению эффективности формирования гигантских импульсов.

По результатам экспериментов сконструирован Nd:YLF-лазер с продольной лазерной диодной накачкой узким пучком ( $\xi > 1$ ) и акустооптической модуляцией добротности, генерирующий излучение с высоким пространственным качеством ( $M^2 < 1,1$ ). Пиковая мощность излучения составила более 80 кВт при длительности импульса 6 нс. Проведены эксперименты по использованию сконструированного лазера в тонкопленочных технологиях.

Основное содержание главы опубликовано в работах [98-100].

### **§ 2.1 Оптическая схема накачки**

В исследуемых твердотельных лазерах в качестве источника излучения накачки использовался одиночный ЛД с длиной волны излучения около 808 нм и с шириной полоскового контакта  $2 \times 150$  мкм. Размеры полупроводникового

кристалла составляли  $3 \times 0,5 \times 0,25$  мм. Измеренная ватт-амперная характеристика представлена на рис. 2.1. При накачке током 10 А выходная мощность в непрерывном режиме генерации составила более 9 Вт.

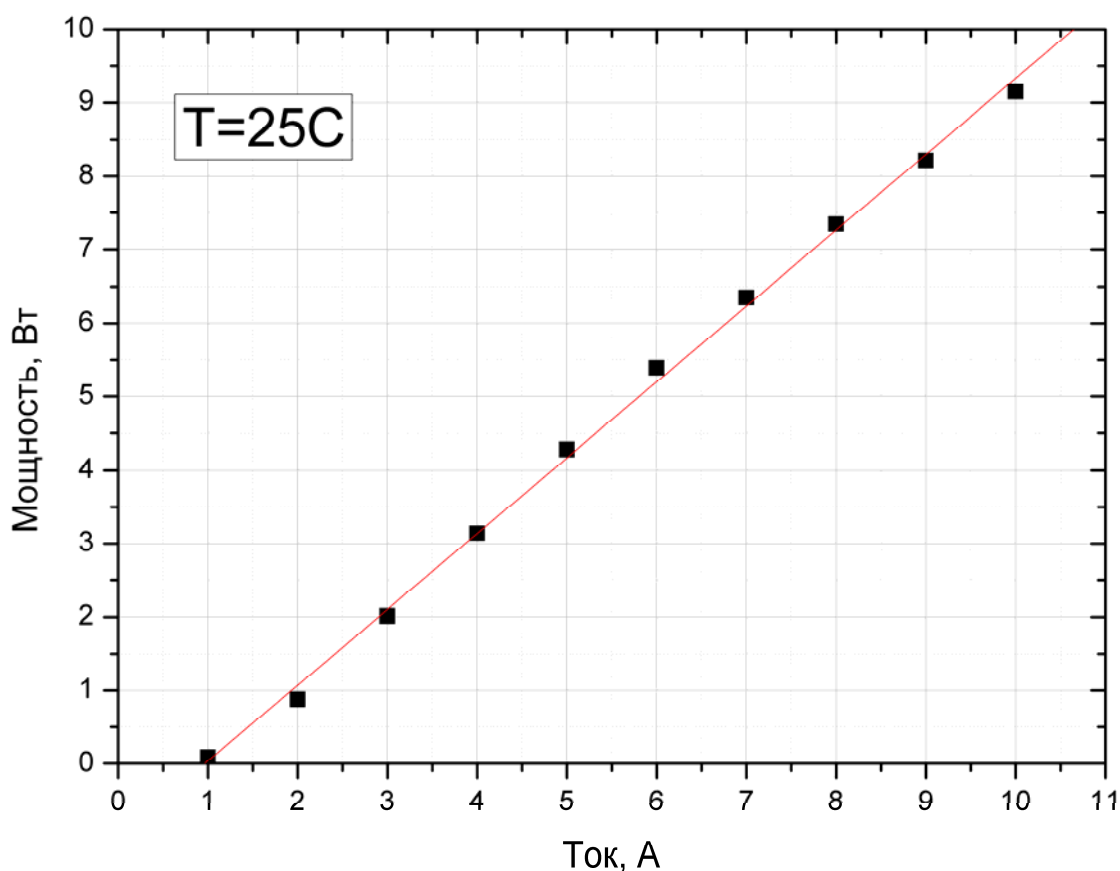


Рис. 2.1 – Ватт-амперная характеристика лазерного диода, используемого в экспериментах.

Особенностью ЛД является зависимость максимума спектра излучения от температуры полупроводникового кристалла. Для типичных полупроводниковых лазеров характерным значением данной зависимости является величина  $0,3$  нм/К. Согласование линии излучения ЛД с полосами поглощения различных активированных ионами  $\text{Nd}^{3+}$  сред осуществлялось путем изменения температуры термоэлектрического модуля (ТЭМ), на котором располагался медный металлизированный теплоотвод (типа C-mount) с полупроводниковым кристаллом. Точность фиксации и поддержания температуры составляла  $0,1^{\circ}\text{C}$ . Спектры излучения используемого ЛД при двух различных температурах ( $30,4$  и  $38,0^{\circ}\text{C}$ ) ТЭМ и токе накачки  $4$  А представлена на рис. 2.2.

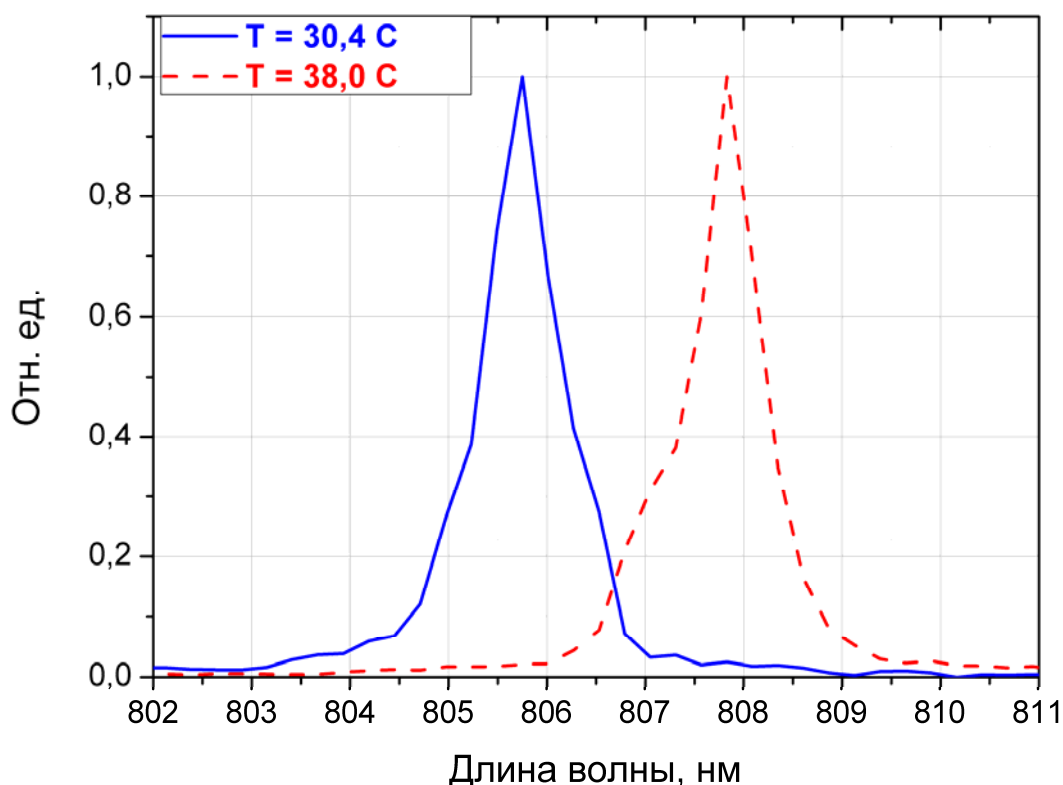


Рис. 2.2 – Спектр излучения лазерного диода, используемого в экспериментах, при различных температурах термоэлектрического модуля.

Другой особенностью излучения ЛД является существенное различие угловой расходимости в различных плоскостях. В направлении, перпендикулярном р-п переходу, распространение излучения ЛД может быть описано закономерностями, справедливыми для гауссового пучка с  $M^2 \sim 1$ . Вдоль перехода излучение ЛД многомодово ( $M^2 \sim 30$ ). Расходимость излучения составляла  $30^\circ$  в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, и  $8^\circ$  в плоскости, параллельной р-п переходу. Эти особенности накладывают определенные ограничения на технику коллимации и фокусировки излучения ЛД, которые необходимо учитывать при построении систем, использующих излучение ЛД. Для коллимации излучения ЛД в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, использовалась цилиндрическая линза (ЦЛ), наклеенная непосредственно на теплоотвод ЛД. Сферической линзой (СЛ) осуществлялось формирование пучка накачки в АЭ. Диаметр ЦЛ составил 0,5 мм, фокусное расстояние СЛ – 4,24 мм. Показатель преломления материала линз  $n = 1,79$ . Расстояние между ЛД и АЭ во всех экспериментах составляло 17,5 мм, расстояние между ЛД и ЦЛ 70 мкм.

На рис. 2.3 представлена фотография прецизионного столика для юстировки ЦЛ. На рис. 2.4 приведена фотография ЛД с наклеенной ЦЛ.

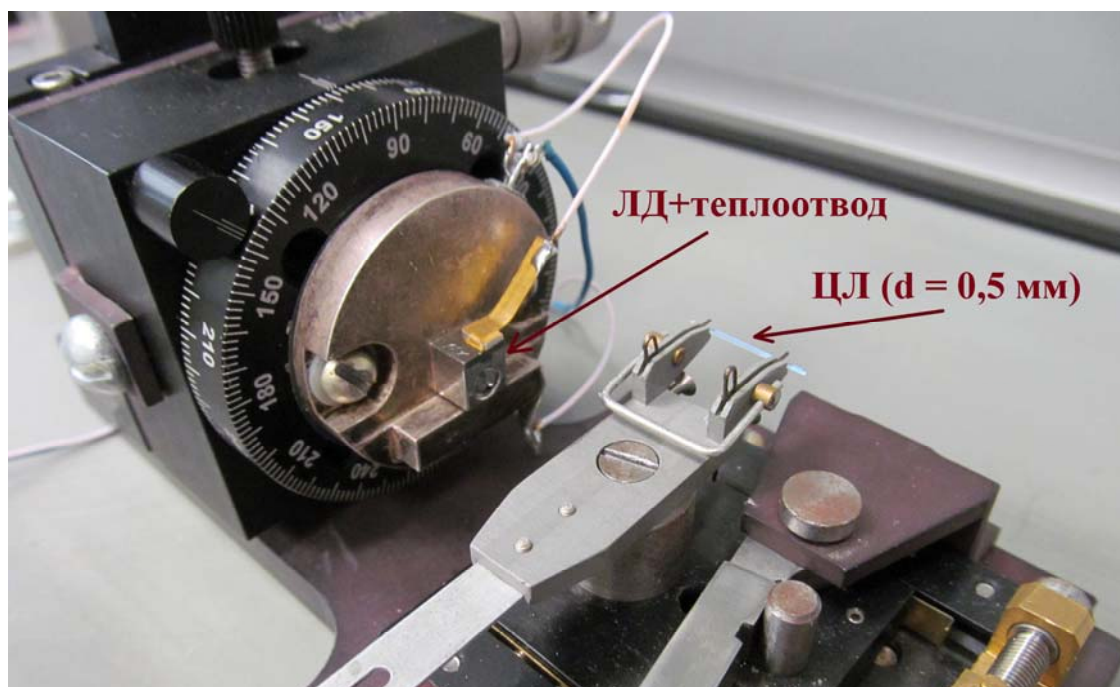


Рис. 2.3 – Фотография столика для прецизионной юстировки цилиндрической линзы (ЦЛ) и последующей наклейки на лазерный диод (ЛД).

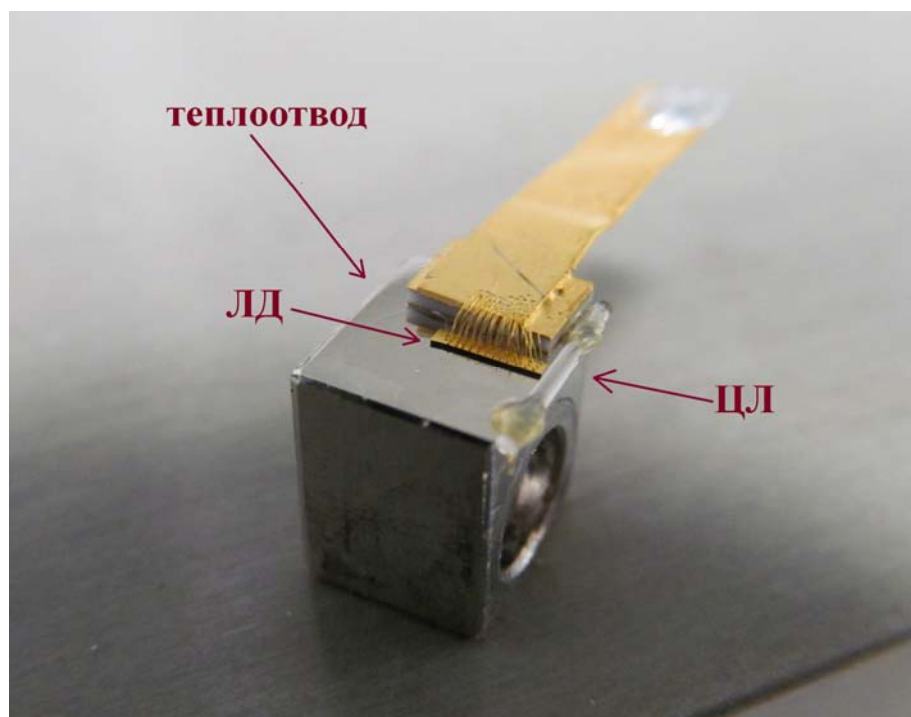


Рис. 2.4 – Фотография лазерного диода (ЛД) на теплоотводе с наклеенной цилиндрической линзой (ЦЛ).

Изменение расстояния, осуществляемое с помощью микрометрического винта, между СЛ и ЛД приводило к изменению размеров пучка накачки в АЭ. Использовались два варианта рабочих отрезков (расстояние между СЛ и ЛД),

соответствующих различному увеличению. Первый случай соответствовал длине  $l_1 = 10$  мм, второй  $l_2 = 7$  мм. Оптическая схема накачки в плоскостях, перпендикулярной и параллельной р-п переходу, представлена на рис. 2.5.

Для численной оценки поперечных размеров пятна накачки в АЭ использовался специализированный программный пакет «Rezonator» [101], который позволяет смоделировать прохождение

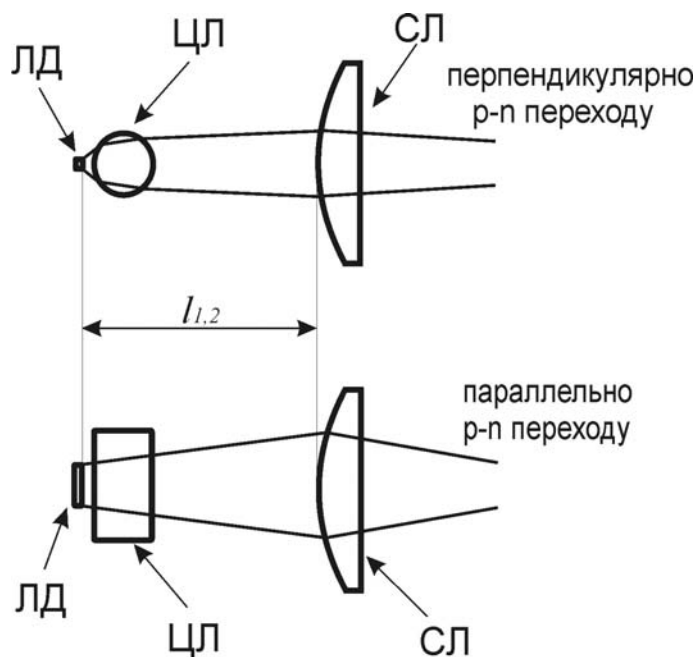


Рис. 2.5 – Оптическая схема накачки:  
ЛД – лазерный диод, ЦЛ – цилиндрическая линза; СЛ –

лазерных пучков с различными значениями  $M^2$  через оптическую систему. Данная программа реализует расчеты на основе матричной оптики. Пятно излучения накачки в АЭ, формируемое такой оптической системой, имеет форму прямоугольника, размеры сторон которого меняются по всей длине кристалла вследствие особенности угловой диаграммы ЛД. Расчет оптической схемы проводился в двух плоскостях. На рис. 2.6 представлены расчетные размеры излучения накачки для соответствующих рабочих отрезков  $l_1$  (а) и  $l_2$  (б) в плоскости, перпендикулярной р-п переходу (сплошная линия), и в плоскости, параллельной р-п переходу (пунктирная линия). Размеры пятна накачки в АЭ на расстоянии 1,5 мм от его грани составили для  $l_1$   $200 \times 160$  мкм и для  $l_2$  –  $260 \times 280$  мкм по уровню  $1/e$  амплитуды поля.

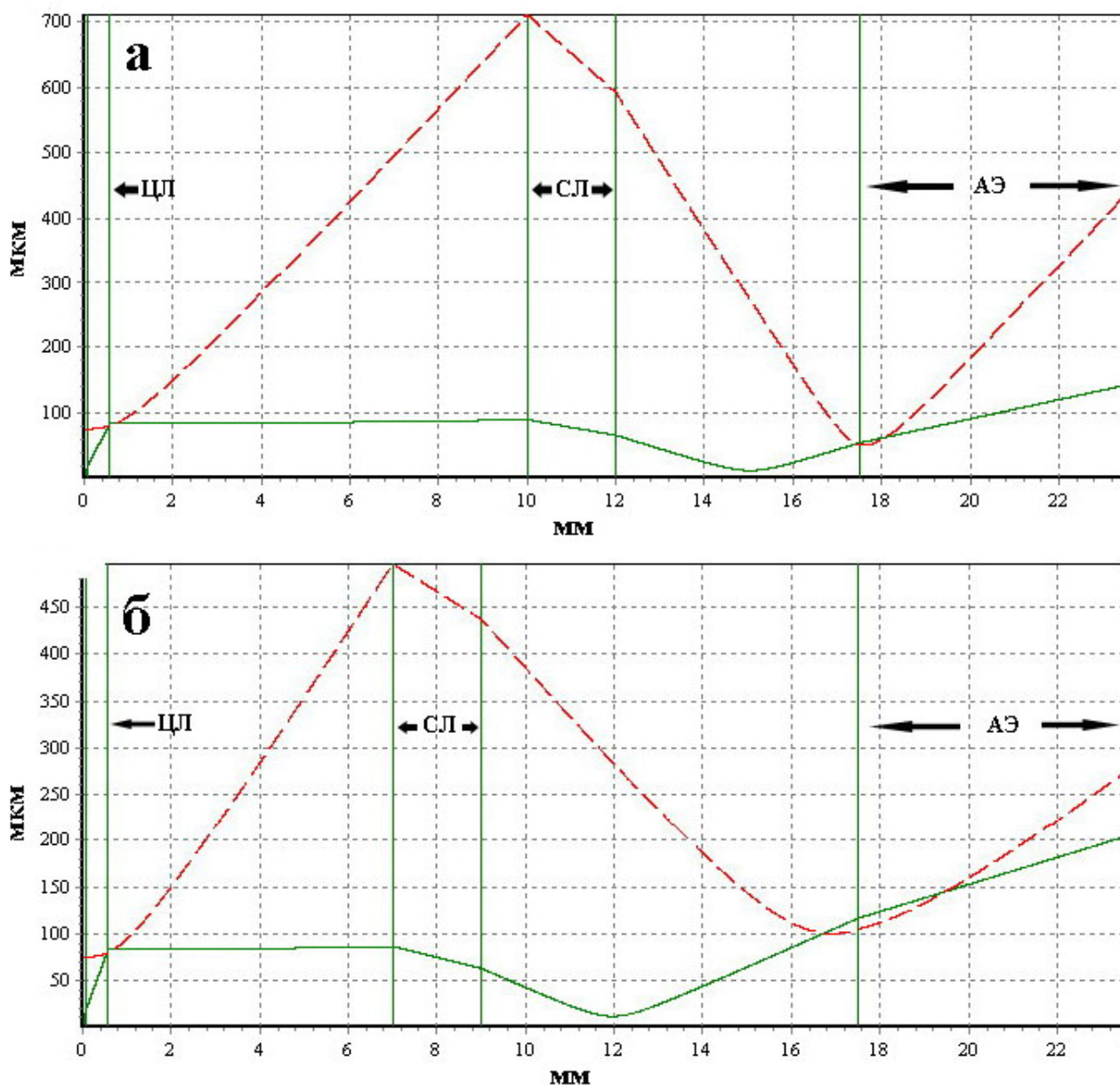


Рис. 2.6 – Поперечные размеры излучения накачки (сплошная кривая – в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, пунктирная кривая – в плоскости, параллельной р-п переходу) для  $l_1$  (а) и  $l_2$  (б).

Полученные расчетные оценки размеров пятна накачки были проверены экспериментально прямым измерением профилей пучка накачки с помощью ПЗС-камеры ДельтаТех 1329×1040 пикселей с динамическим диапазоном  $\sim 10^3$ . Изображение профиля пучка накачки в области предполагаемого расположения АЭ, проецировалось на ПЗС-матрицу, перед которой располагались поглощающие светофильтры  $\Phi$  с целью ослабления интенсивности регистрируемого пучка, с помощью высококачественного лазерного объектива с



исправленной сферической aberrацией, рис. 2.7. ПЗС-камера и объектив были закреплены на одной подвижке с целью сканирования излучения накачки в области расположения АЭ.

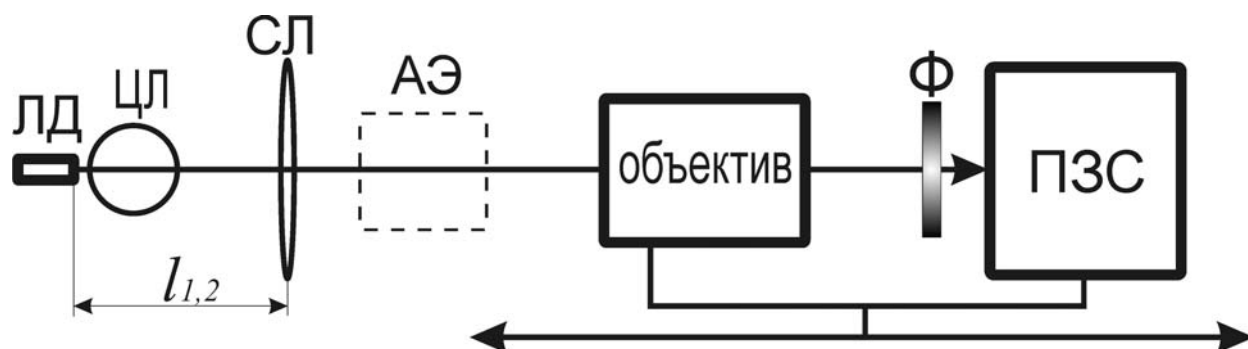


Рис. 2.7 – Схема эксперимента по измерению пространственной структуры пучка накачки в области расположения активного элемента (АЭ): ЛД – лазерный диод, ЦЛ – цилиндрическая линза, СЛ – сферическая линза, Ф – светофильтры.

Эксперименты проводились при мощности излучения ЛД около 1 Вт. На рис. 2.8 представлены пространственные распределения интенсивности излучения накачки для  $l_1=10$  мм (а) и  $l_2=7$  мм (б) в области перетяжки, расположенной на расстоянии 1,5 мм от ближайшего к ЛД торца АЭ.

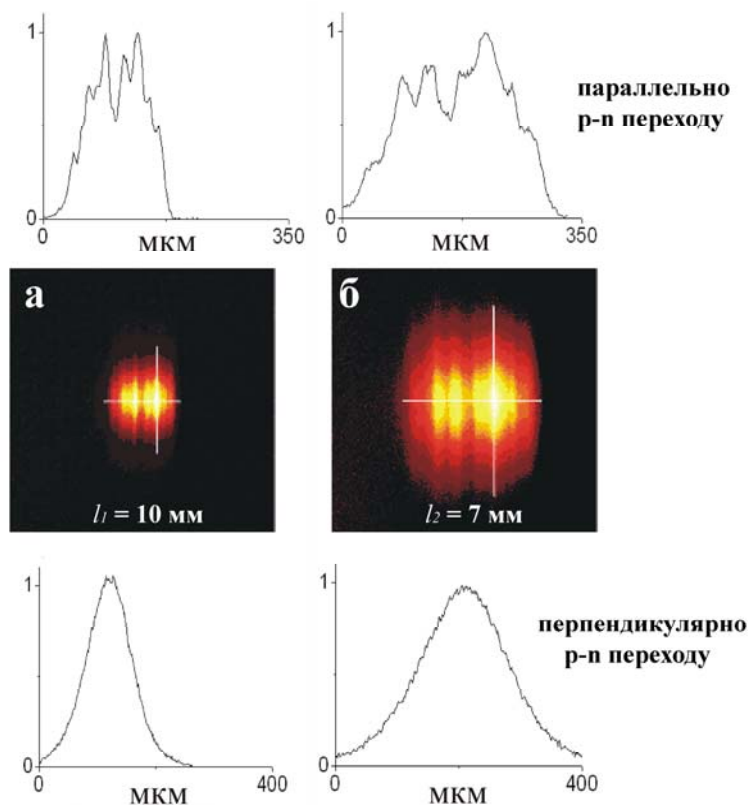


Рис. 2.8 – Пространственные распределения интенсивности излучения накачки для  $l_1=10$  мм (а) и  $l_2=7$  мм (б) в области расположения АЭ.

Измеренные по уровню  $1/e$  интенсивности размеры пятен накачки близки к квадратам с размерами 120 и 250 мкм для  $l_1$  и  $l_2$  соответственно. Стоит отметить, что, например, для кристалла Nd:YAG толщиной 1,5 мм с концентрацией ионов-активаторов 1% поглощение накачки на длине волны 808 нм ( $\beta = 4,3 \text{ см}^{-1}$  [102]) составляет около 50%. Поперечные размеры накачки могут быть аппроксимированы окружностями с радиусами 60 мкм (жесткая фокусировка накачки) и 125 мкм (мягкая фокусировка накачки).

В дальнейшем всюду в диссертации будет идти речь только о продольной накачке лазерным диодом. При этом во всех случаях измеренный радиус пятна накачки  $\rho_n$  меньше радиуса нулевой моды  $w$  пустого резонатора в АЭ, и, следовательно, величина  $\xi = \frac{w}{\rho_n} > 1$ . Однако физически различают два случая, когда радиус накачки равен либо 60 мкм (жесткая фокусировка), либо 125 мкм (мягкая фокусировка). В случае жесткой фокусировки накачки величина  $\xi$  принимает большее значение и, следовательно, проявляется большее количество критических конфигураций [32].

## § 2.2 Непрерывный режим генерации и синхронизация поперечных мод

Схемы экспериментальных установок по изучению пространственной структуры излучения при синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с продольной накачкой, работающих в режиме непрерывной генерации, представлены на рис. 2.9 для плоскопараллельных (а) и плоско-выпуклых (б) АЭ.

Резонаторы лазеров образованы двумя зеркалами 31 и 32. Плоское выходное зеркало 32 с просветленной внешней гранью устанавливалось на трансляционный столик с шаговым двигателем, что позволяло изменять длину резонатора. Минимальный шаг перемещения используемого транслятора составлял 2,5 мкм. Распределения интенсивности генерируемого излучения регистрировались ПЗС-камерой ДельтаТех 1329×1040 пикселей с динамическим диапазоном  $\sim 10^3$ , установленной на расстоянии 30 см от 31. Ослабление

мощности излучения, падающего на ПЗС-камеру, осуществлялось светофильтрами  $\Phi$  и за счет отражения от поверхности плоскопараллельных пластин П1. Для определения мощности генерируемого излучения твердотельных лазеров использовался измеритель мощности FieldMaster с измерительной головкой LM-10.

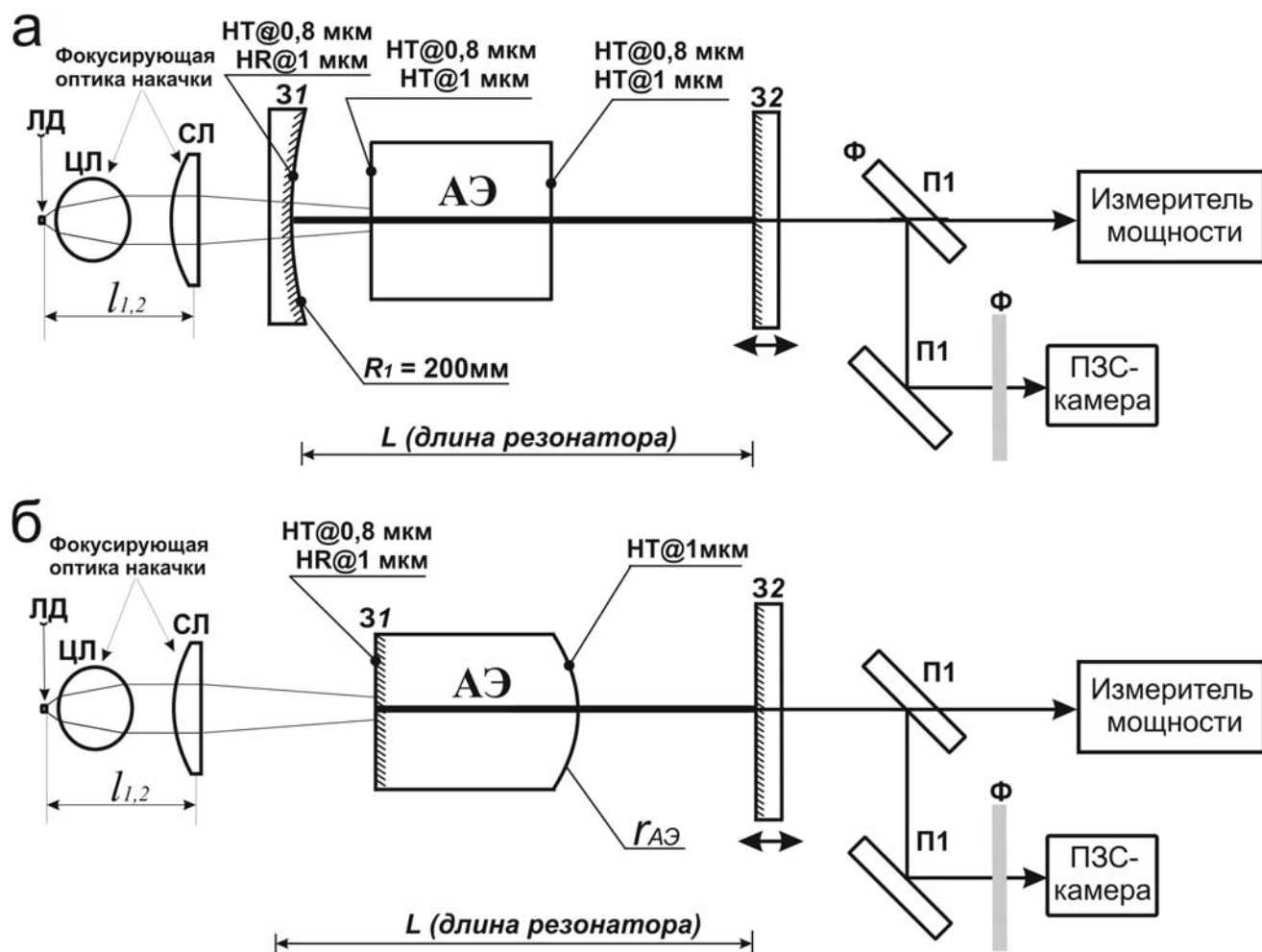


Рис. 3.4 – Схемы экспериментальных установок с плоскопараллельными и плоско-выпуклыми активными элементами (АЭ): ЛД – лазерный диод, ЦЛ – цилиндрическая линза, СЛ – сферическая линза, 31 и 32 – зеркала резонатора, П1 – плоскопараллельная пластина,  $\Phi$  – светофильтры,  $HT@\lambda$  и  $HR@\lambda$  – высокое пропускание и отражение для длины волны  $\lambda$  соответственно.

В случае плоскопараллельных АЭ (рис. 2.9-а), Зеркало 31, глухое для длины волны генерации и просветленное для длины волны накачки, было нанесено на подложку с радиусом кривизны  $R_1 = 200$  мм. Плоскопараллельные

АЭ, грани которых были просветлены на длины волн накачки и генерации, имели форму цилиндра либо параллелепипеда.

В случае плоско-выпуклых АЭ (рис. 3.4-б), с различными диаметрами сечения, зеркало  $ZI$ , глухое для длины волны генерации и просветленное для длины волны накачки, было нанесено на плоскую сторону АЭ. Противоположная сторона АЭ – сферическая с радиусом кривизны  $r_{AЭ}$ , на нее нанесено просветляющее покрытие для длины волны генерации.

В качестве источника накачки использовался одиночный термостабилизированный ЛД. Расстояние между ЛД и АЭ, независимо от его формы, составляло 17,5 мм. Излучение ЛД фокусировалось в активную среду оптической системой, состоящей из сферической линзы СЛ и цилиндрической линзы ЦЛ. Положение СЛ изменялось в поперечном направлении относительно оси резонатора при помощи двух взаимно перпендикулярных микрометрических винтов. Получение пространственного распределения излучения, которое регистрировалось ПЗС-камерой, близкого к гауссовому, вне критических конфигураций свидетельствовало о совмещении пучка накачки и оси резонатора при юстировке СЛ микрометрическими винтами. Независимо от этого, о совмещении пучка накачки и оси резонатора свидетельствует достижение минимального порога генерации.

Вогнутое зеркало  $ZI$ , используемое в случае плоскопараллельных АЭ, не оказывало существенного влияния на изменение поперечных размеров пятна накачки в АЭ. В экспериментах использовались жесткая ( $\rho_n \approx 60$  мкм) и мягкая ( $\rho_n \approx 125$  мкм) фокусировки накачки. В случае полуконфокальной конфигурации ( $r/s=1/4$ ) радиус нулевой моды пустого резонатора на зеркале  $ZI$  составлял около 200 мкм для лазеров с плоско-выпуклыми АЭ и 260 мкм для лазеров с плоскопараллельными АЭ. При жесткой фокусировке отношение радиуса нулевой моды пустого резонатора к радиусу пятна накачки в АЭ в случае полуконфокальной конфигурации составило  $\xi \approx 3,3$  для лазеров с плоско-выпуклыми АЭ и  $\xi \approx 4,3$  для лазеров с плоскопараллельными АЭ.

Плоско-выпуклые АЭ были изготовлены на основе кристаллов Nd:YAG, Nd:YLF и керамики Nd:YAG, характеристики которых указаны в таблице 2.1. Во всех экспериментах с кристаллом Nd:YLF, вырезанном в направлении (100), направление поляризации излучения твердотельного лазера совпадало с направлением поляризации излучения ЛД. В случае использования кристалла Nd:YLF с целью подавления возможного переключения генерации на  $\sigma$ -поляризацию (1,053 мкм) в резонатор лазера помещалась плоскопараллельная пластинка Б под углом Брюстера для  $\pi$ -поляризации (1,047 мкм).

Таблица 2.1. Значения основных параметров плоско-выпуклых активных элементов.

	Диаметр АЭ, мм	Длина АЭ, мм	Радиус кривизны $r_{АЭ}$ , мм	Концентрация ионов $Nd^{3+}$ в АЭ, %	Направление, вдоль которого вырезан АЭ
кристалл Nd:YLF	4 мм	6 мм	60 мм	1	(100)
кристалл Nd:YAG	4 мм	5 мм	100 мм	1	(111)
керамика Nd:YAG	4мм	5 мм	100 мм	1	–

Для исследуемой схемы лазера с плоско-выпуклым АЭ (рис.2.9-б) произведение параметров конфигурации резонатора  $g_1g_2$  определяется соотношением:

$$g_1g_2 = \left[ 1 + \left( L' - \frac{l_{АЭ}}{n_{АЭ}} \right) \left( \frac{n_{АЭ} - 1}{r_{АЭ}} \right) \right] \cdot \left[ 1 - \frac{l_{АЭ}(n_{АЭ} - 1)}{r_{АЭ}n_{АЭ}} \right], \quad (2.1)$$

где  $l_{AM}$  – длина АЭ,  $l'$  – расстояние между АЭ и зеркалом 32,  $n_{АЭ}$  – показатель преломления АЭ,  $L' = \frac{l_{АЭ}}{n_{АЭ}} + l'$ ,  $r_{АЭ}$  – радиус кривизны просветленной сферической поверхности АЭ. В экспериментах длина резонатора изменялась от 30 до 130 мм, что соответствует изменению  $g_1g_2$  в случае Nd:YLF-лазера от 0,8 до 0,1. Чтобы минимизировать влияние тепловой линзы в АЭ на смещение положения

критических конфигураций, коэффициент пропускания выходного зеркала был выбран  $T = 8\%$ .

На рис. 2.10 представлено изменение профиля сечения генерируемого излучения Nd:YLF-лазера с плоско-выпуклым АЭ (рис.2.9-б) при изменении длины резонатора (указана на соответствующих фотографиях) вблизи полуконфокальной конфигурации ( $r/s = 1/4$ ). Эксперименты выполнены в случае жесткой фокусировки накачки. Поглощенная мощность излучения накачки не превышала 0,1 Вт. Профилю излучения с наибольшим количеством колец соответствует полуконфокальная (критическая) конфигурация. При отстройке от нее профиль излучения приближается к гауссовому.

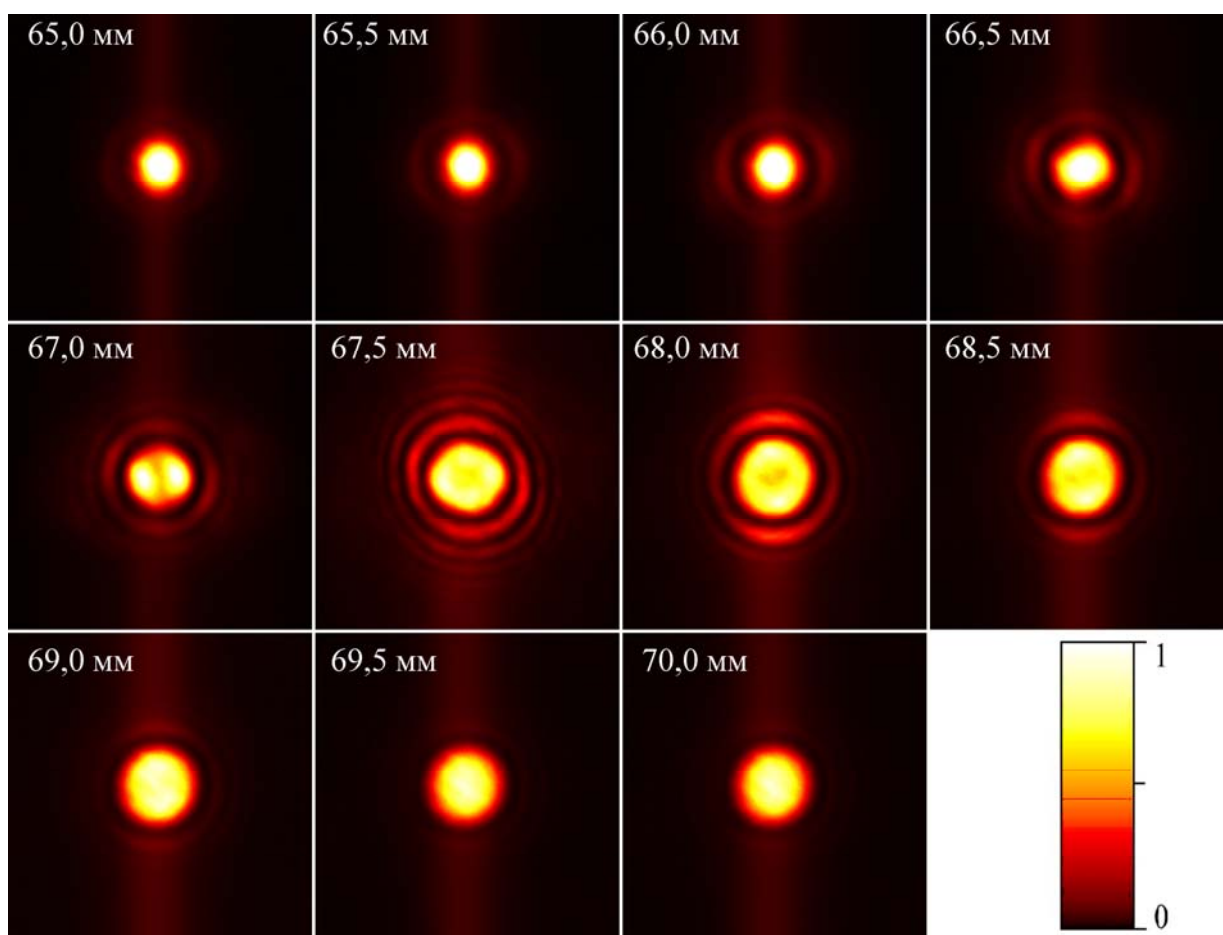


Рис. 2.10 – Профили излучения генерации Nd:YLF-лазера вблизи полуконфокальной конфигурации ( $L = 67,5$  мм).

На рис. 2.11 представлены экспериментальные профили пучка генерации в соответствующих критических конфигурациях ( $r/s = 1/4, 2/7, 3/10, 5/16, 1/3, 5/14, 3/8, 2/5$ ) для Nd:YLF-лазера с плоско-выпуклым АЭ, рис.2.9-б. Эксперименты

выполнены в случае жесткой фокусировки накачки. Поглощенная мощность излучения накачки не превышала 0,2 Вт. Зафиксированные профили близки к расчетным [32].

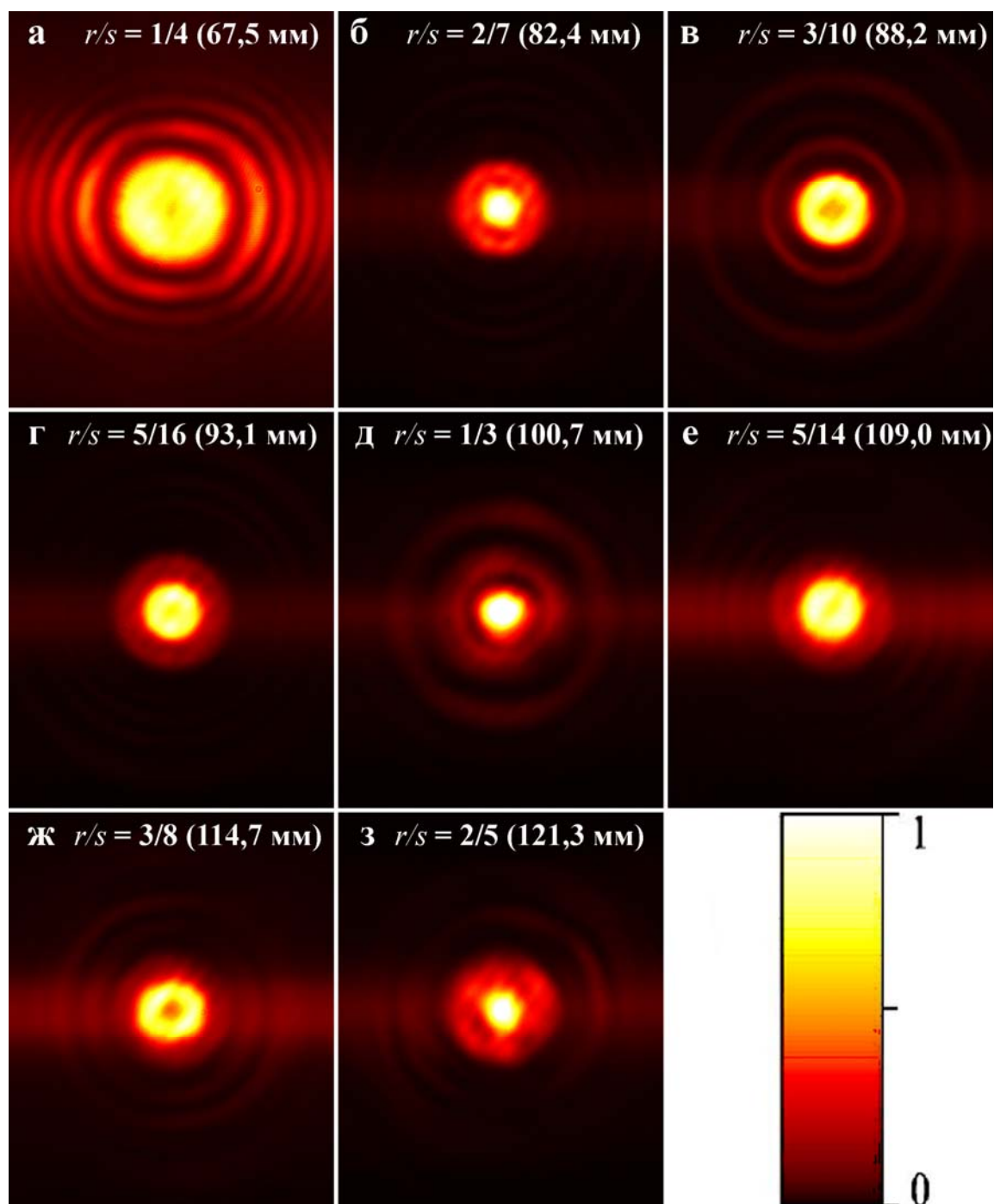


Рис. 2.11 – Профили пучка генерации в соответствующих критических конфигурациях Nd:YLF-лазера.

Получено хорошее соответствие экспериментальных  $L_3$  значений длин резонатора, при которых наблюдаются наибольшие отличия в распределении

интенсивности излучения от гауссового (рис. 2.11), с расчетными значениями  $L_p$  (таблица 2.2).

Таблица 2.2. Расчетные  $L_p$  и экспериментальные  $L_э$  значения длин резонатора для соответствующих критических конфигураций Nd:YLF-лазера.

r/s	1/4	2/7	3/10	5/16	1/3	5/14	3/8	2/5
$L_p$ , мм	67,7	82,4	88,1	93,0	100,7	108,8	114,3	121,1
$L_э$ , мм	67,5	82,4	88,2	93,1	100,7	109,0	114,7	121,3

Использование выходного зеркала 32 с большим коэффициентом пропускания  $T$  приводило к увеличению области, в которой формируется заметно негауссова структура излучения вследствие синхронизации поперечных мод. Данное обстоятельство соответствует расчетным предсказаниям [33].

Для лазеров с плоско-выпуклыми АЭ (рис.2.9-б) на основе кристалла Nd:YAG и керамики Nd:YAG зафиксированы заметные отличия пространственной структуры излучения в критических конфигурациях по сравнению с кристаллом Nd:YLF, рис. 2.12 (а – в). В экспериментах использовалась жесткая фокусировка накачки. Отстройка длины резонатора от критических конфигураций заметно упрощает структуру излучения, рис. 2.12-г. Поглощенная мощность накачки в данных экспериментах не превышала 0,1 Вт. Пространственное распределение интенсивности излучения для кристалла Nd:YLF представляет собой набор четких кольцевых структур с выраженным провалом в центре. Для кристалла Nd:YAG пространственное распределение интенсивности излучения несколько отлично от расчетных значений: центральная часть в данном случае заметно уширена. Для керамики Nd:YAG пространственное распределение интенсивности излучения имеет заметно большее число колец по сравнению с кристаллом Nd:YLF. Кроме того, заметна модуляция в кольцевых структурах по азимутальной координате (по углу).



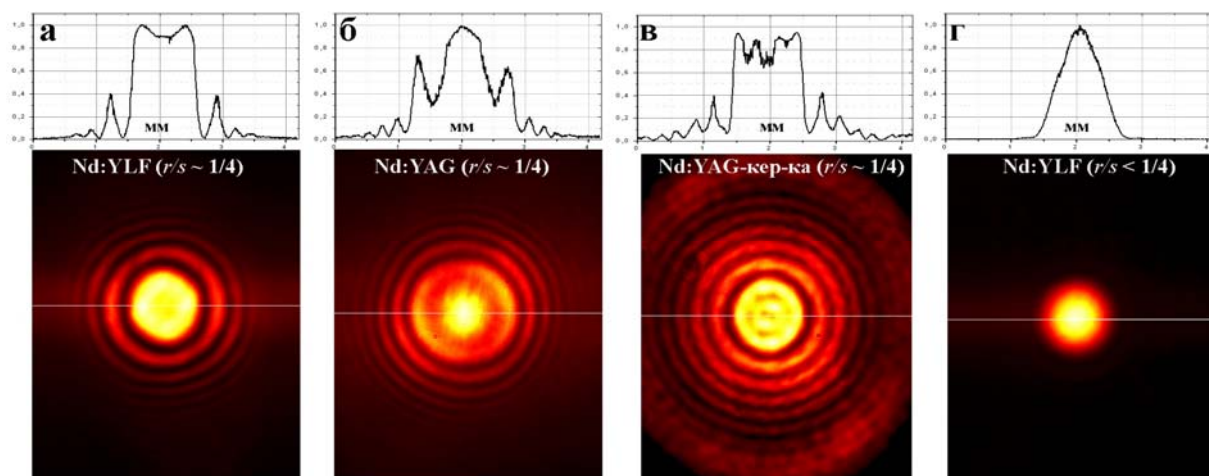


Рис. 2.12 – Экспериментальные профили генерируемого излучения вблизи полуконфокальной конфигурации в условиях жесткой фокусировки накачки для кристаллов Nd:YLF (а), Nd:YAG (б), керамики Nd:YAG (в) и при отстройке от нее по длине резонатора для кристалла Nd:YLF (г).

С целью исследования особенностей синхронизации поперечных мод круг исследуемых активных сред был существенно расширен (см. таблица 2.3). Использовались плоскопараллельные АЭ (см. рис. 2.9-а).

Таблица 2.3. Значения основных параметров плоскопараллельных активных элементов (АЭ), используемых в экспериментах.

	Поперечный размер АЭ, мм	Длина АЭ, мм	Атомарная концентрация ионов $Nd^{3+}$ в АЭ, %	Направление, вдоль которого вырезан АЭ
кристалл Nd:YLF	Ø 5	10	1	(100)
кристалл Nd:GdVO <sub>4</sub>	3×3	4	0,5	(100)
кристалл Nd:YVO <sub>4</sub>	3×3	11	0,3	(100)
кристалл Nd:KGW	Ø 4	6	3	(010)
кристалл Nd:YAG	Ø 5	10	1	(100)
керамика Nd:YAG	10×10	3	1	–
кристалл Nd:GGG	Ø 6,3	5	3	(111)
Nd-стекло КНФС	Ø 4,7	5	8	–

В области синхронизации поперечных мод пространственные структуры непрерывно генерируемого излучения для каждого из исследованных лазеров имеют индивидуальные особенности. Тем не менее, существенный результат проведенных исследований – вывод о том, что наилучшим образом соотносится с полученными ранее результатами расчетов [32] пространственная структура генерируемого излучения Nd:YLF-лазера.

### **§ 2.3 Генерация в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором**

В данном параграфе описано исследование пространственной структуры излучения при синхронизации поперечных мод в лазере с акустооптической модуляцией добротности. В резонатор лазера, схема которого приведена на рис. 2.9-б, помещался акустооптический затвор (АОЗ) MZ-308 для модуляции добротности. Он располагался на расстоянии 32 мм от АЭ. Его длина составляла 20 мм, эффективность дифракции – 60%. Поперечные размеры области акустооптического взаимодействия составляли 0,5×3 мм. Радиус нулевой моды пустого резонатора в области рабочей апертуры АОЗ составлял около 150 мкм. Для управления затвором использовался высокочастотный генератор (80 МГц) мощностью 8 Вт. Наличие АОЗ в резонаторе лазера не привело к существенному изменению радиуса нулевой моды в области АЭ в соответствующих конфигурациях. Коэффициент пропускания выходного зеркала составлял  $T = 25\%$ , что близко к оптимальному расчетному значению [103]

Известно, что при синхронизации поперечных мод структура излучения, сформированная в резонаторе, различна для конфигураций с четным и нечетным значениями  $s$ , наибольшее отличие наблюдается в профиле излучения на выходном зеркале [32]. Для нечетных значений  $s$  распределение амплитуды имеет вид узкого по сравнению с нулевой модой пустого резонатора приосевого пика на фоне широкого пьедестала, в то время как для четных  $s$  оно

представляет набор кольцевых структур, при этом размер центрального кольца превышает размер нулевой моды [32]. Указанные особенности могут повлиять на эффективность работы расположенного около выходного зеркала резонатора АОЗ, у которого, как правило, размер области акустооптического взаимодействия не на много превышает размер гауссовой моды. Очевидно, что в случае нечетных значений  $s$  эффективность закрытия затвора, размер области акустооптического взаимодействия которого полностью перекрывает пичок в пространственном распределении излучения, будет выше. Это делает конфигурации с нечетным значением  $s$  перспективными с точки зрения увеличения пиковой плотности мощности генерируемого излучения. Отдельным, но не менее важным, является вопрос о возможности получения выходного излучения, соответствующего развитой синхронизации поперечных мод, в режиме модуляции добротности АОЗ.

На рис. 2.13 представлены профили генерируемого излучения Nd:YLF-лазера в полуконфокальной ( $L = 74,5$  мм,  $r/s = 1/4$ ) конфигурации (верхний ряд) и при уменьшении длины резонатора (нижний ряд) в различных режимах работы лазера: АОЗ закрыт (а, е), модуляция добротности АОЗ с различной частотой (б-г, ж-и), режим непрерывной генерации (д, к). Использовалась мягкая фокусировка накачки. АОЗ располагался около выходного зеркала резонатора. Мощность излучения накачки составляла 5 Вт. В случае закрытого АОЗ, установленного около выходного зеркала полуконфокального резонатора формируется пространственная структура излучения в виде суперпозиции поперечных мод, обеспечивающей близкую к нулю интенсивность в области акустооптического взаимодействия (рис. 3.12-а). Непрерывная генерация в случае закрытого АОЗ приводит к насыщению усиления, что препятствует накоплению инверсии к моменту его открытия. Увеличение частоты модуляции АОЗ (рис. 3.12-в, г) позволяет избежать проявления этого негативного эффекта. При использовании жесткой фокусировки накачки формирование пространственной структуры излучения, препятствующей накоплению инверсии при закрытии АОЗ, проявляется более наглядно.

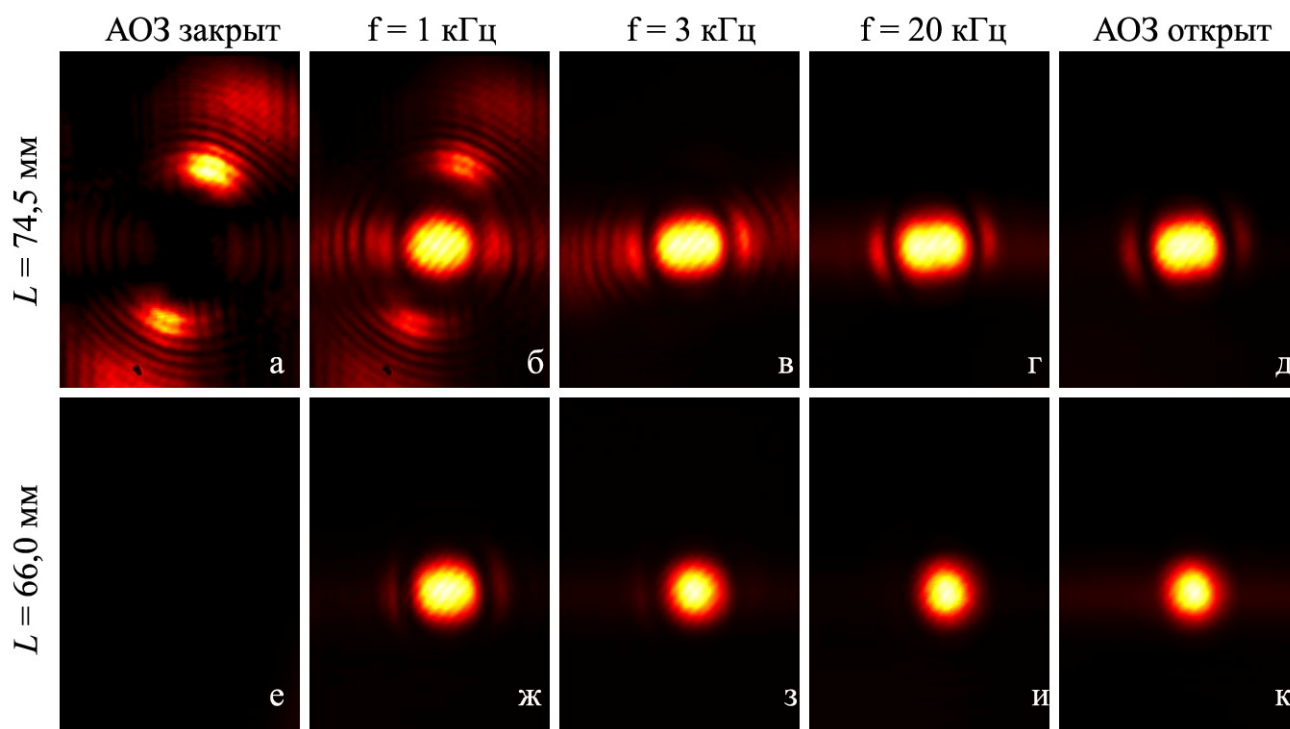


Рис. 2.13 – Профили генерируемого излучения Nd:YLF-лазера в полуконфокальной конфигурации (верхний ряд) и при отстройке длины резонатора от нее (нижний ряд): акустооптический затвор (АОЗ) закрыт (а, е), модуляция добротности АОЗ с различной частотой (б-г, ж-и), непрерывная генерация (д, к) – АОЗ открыт.

Формирование пространственной структуры излучения в виде суперпозиции поперечных мод, обеспечивающей близкую к нулю интенсивность в области акустооптического взаимодействия, может осуществляться при поперечной накачке или при продольной накачке пучком, радиус которого существенно больше радиуса нулевой моды резонатора. Но в этом случае поперечные моды высокого порядка будут усиливаться за счет периферийных областей в активной среде. Поэтому такой эффект в лазерах с продольной накачкой узким пучком имеет иную природу.

Радиус нулевой моды пустого резонатора в области акустооптического взаимодействия составлял около 150 мкм. Поэтому при уменьшении длины резонатора от полуконфокальной конфигурации ( $r/s = 1/4$ ) апертура лазерного пучка полностью перекрывается зоной дифракции АОЗ. В этом случае, как и следовало ожидать, наблюдается полный срыв генерации излучения при закрытом АОЗ, рис. 2.13-е.

Как предполагалось, переход от полуконфокальной конфигурации к конфигурациям, соответствующим нечетным значениям  $s$ , приводил к существенному изменению режима модуляции добротности. Были исследованы конфигурации  $r/s = 1/3$  ( $L = 107,5$  мм) и  $r/s = 1/5$  ( $L = 54,4$  мм). На рис. 2.14 представлены профили генерируемого излучения Nd:YLF-лазера в окрестности критической конфигурации  $r/s = 1/3$  в различных режимах работы лазера: АОЗ закрыт (а), модуляция добротности АОЗ с частотой 1кГц (б), режим непрерывной генерации (в). Аналогичное поведение было зафиксировано для  $r/s = 1/5$ . Использовалась жесткая фокусировка накачки. АОЗ располагался около выходного зеркала резонатора. Мощность излучения накачки составляла 3 Вт.

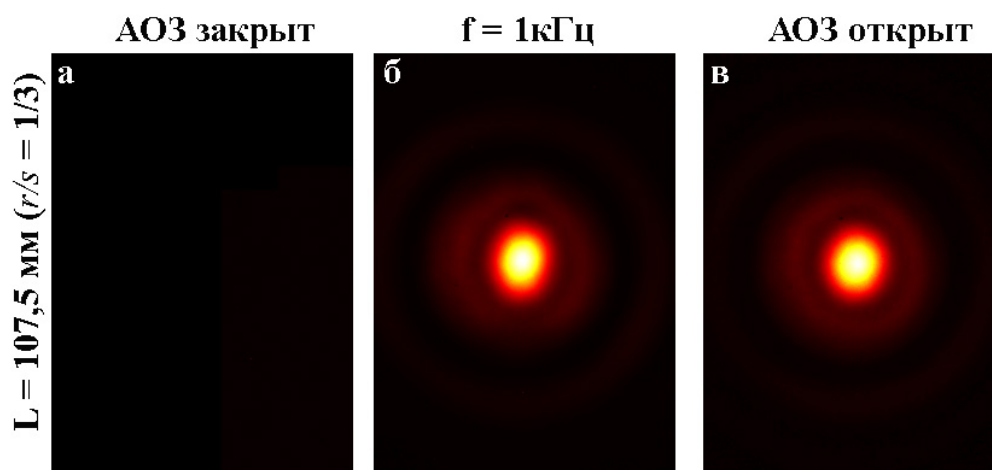


Рис. 2.14 – Профили генерируемого излучения Nd:YLF-лазера в окрестности критической конфигурации  $r/s = 1/3$ : акустооптический затвор (АОЗ) закрыт (а), модуляция добротности АОЗ с частотой 1кГц (б), непрерывная генерация (в) – АОЗ открыт.

Таким образом, было показано, что установка АОЗ около выходного зеркала в случае критических конфигураций, соответствующих нечетным значениям  $s$  ( $r/s = 1/5$ ;  $1/3$ ), позволяет получать мощные гигантские импульсы с пространственной структурой излучения на выходном зеркале в виде узкого (по отношению к диаметру нулевой моды пустого резонатора) приосевого пика на фоне широко пьедестала, рис. 2.14-б. Пространственная структура излучения соответствует синхронизации поперечных мод в непрерывном режиме генерации (ср. рис. 2.14-б и рис. 2.14-в). Следует отметить, что аналогичного поведения

можно было бы достичь при размещении АОЗ вблизи АЭ как для четных, так и для нечетных значений  $s$ .

Уменьшение частоты модуляции приводит к увеличению ширины области формирования заметно негауссовой структуры излучения вблизи критических конфигураций, что, возможно, объясняется увеличением усиления в АЭ при уменьшении частоты модуляции, рис. 2.15. Использовалась мягкая фокусировка накачки. АОЗ располагался около выходного зеркала резонатора. Мощность излучения накачки составляла 5 Вт.

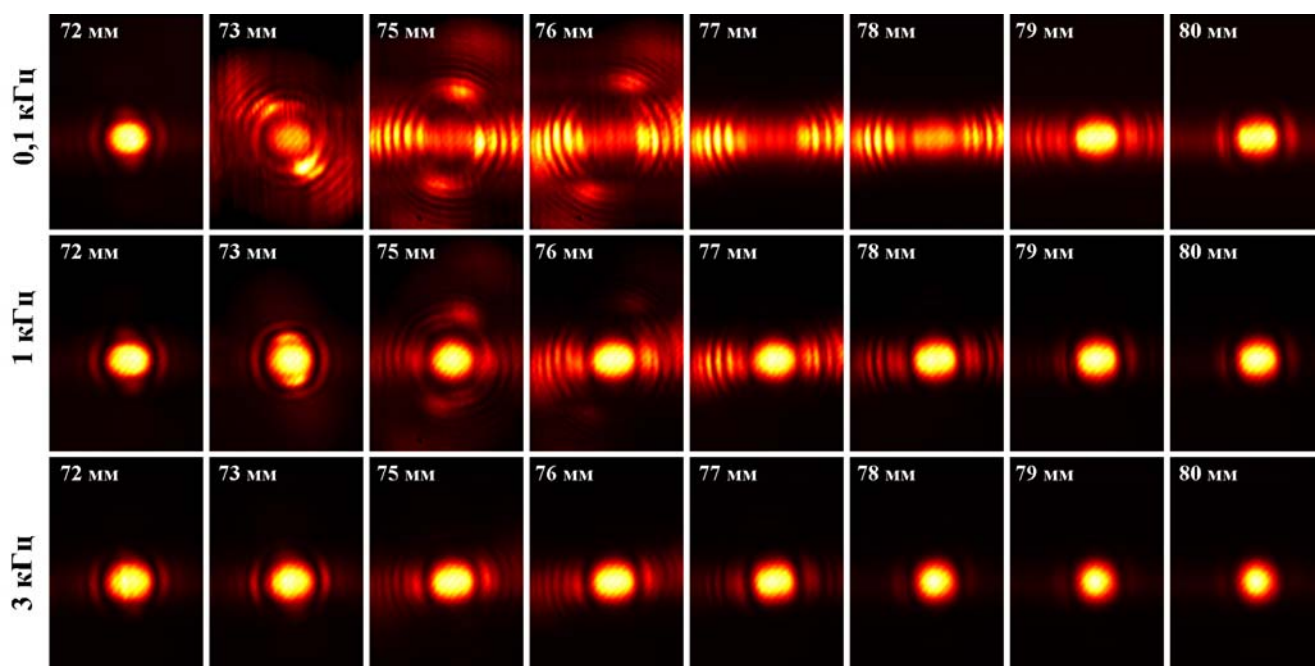


Рис. 2.15 – Профили генерируемого излучения Nd:YLF-лазера в области критической (полуконфокально) конфигурации в зависимости от длины резонатора при различной частоте модуляции добротности акустооптическим затвором (0,1; 1 и 3 кГц).

## § 2.4 Оптимизация параметров Nd:YLF-лазера импульсно-периодического действия с модуляцией добротности акустооптическим затвором

Результаты проведенных исследований позволили предложить методику оптимизации выходных параметров твердотельного лазера импульсно-периодического действия с модуляцией добротности АОЗ. Целью оптимизации

является создание высокоэффективного компактного твердотельного лазера с продольной накачкой мощным одиночным ЛД. Такой лазер в режиме модуляции добротности АОЗ должен обладать высоким пространственным качеством выходного излучения и возможностью работать в широком диапазоне частот повторения. В качестве наилучшего был выбран АЭ на основе кристалла Nd:YLF, который, как известно, обладает малой термооптикой. Такой выбор подтвержден результатами работы [62], в которой показано, что при продольной накачке узким пучком кристалл Nd:YLF имеет существенное преимущество по сравнению с кристаллом Nd:YAG с точки зрения получения генерации с пространственной структурой, близкой к гауссовой.

Использовалась мягкая фокусировка накачки лазера с плоско-выпуклым АЭ, коэффициент пропускания выходного зеркала составил  $T = 25\%$ . С точки зрения практического использования представляют интерес динамические стабильные резонаторы. Для таких резонаторов в случае близкого расположения тепловой линзы к входному зеркалу, что справедливо для исследуемых в данной работе твердотельных лазеров,  $\frac{\partial w}{\partial f} = 0$ , где  $w$  – поперечный размер нулевой моды пустого резонатора,  $f$  – фокусное расстояние тепловой линзы в АЭ [104]. Такой конфигурацией резонатора является полуконфокальная [104]. В случае продольной накачки узким пучком ( $\xi > 1$ ) для получения устойчивой генерации гигантских импульсов в широком диапазоне частот повторения при сохранении высоких пространственных характеристик излучения для Nd:YLF-лазера необходимо отстраиваться в сторону уменьшения длины резонатора от критических конфигураций, к которым относится полуконфокальная конфигурация ( $r/s = 1/4$ ). Увеличение длины от полуконфокальной конфигурации не обеспечивает высокого пространственного качества излучения при накачке узким пучком. Такое аномальное поведение при высокой мощности накачки исследовано и применено в § 4.2. В оптимизированном лазере длина резонатора составила 62 мм. Распределение интенсивности генерируемой моды в таком лазере близко к гауссовому вплоть до мощностей накачки 8 Вт. На

рис. 2.16 представлен профиль генерируемого излучения при мощности накачки 6 Вт и частоте модуляции 1 кГц.

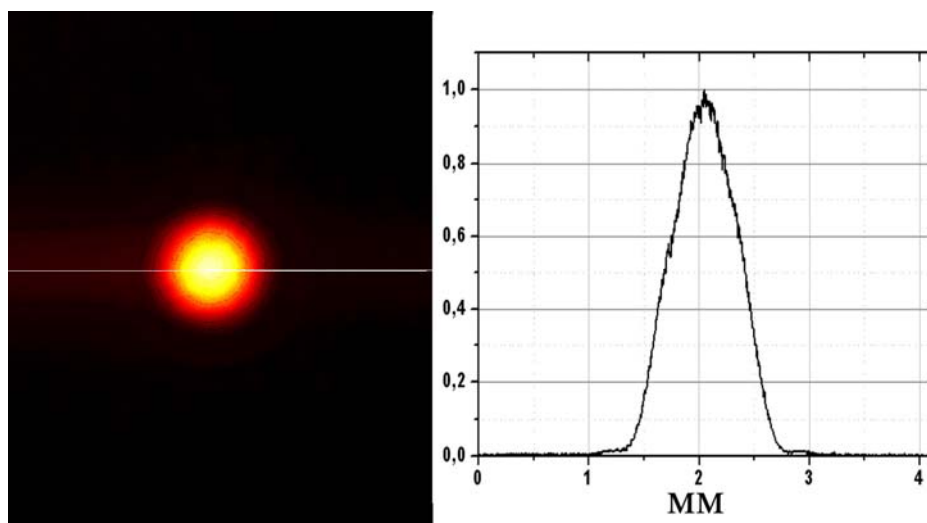


Рис. 2.16 – Пространственное распределение интенсивности излучения при мощности накачки 6 Вт и частоте модуляции 1 кГц.

Временная структура излучения регистрировалась быстродействующим фотодиодом ЛФД-2 и осциллографом Tektronix TDS-4032 с полосой пропускания 350 МГц. В режиме модуляции добротности с помощью акустооптического затвора лазер генерирует одиночные импульсы с длительностью от 6 до 50 нс при изменении мощности накачки от 7 до 2 Вт и частоте модуляции 1 кГц. Пример зарегистрированного импульса при мощности накачки 4 Вт и частоте модуляции 1 кГц представлен на рис. 2.17.

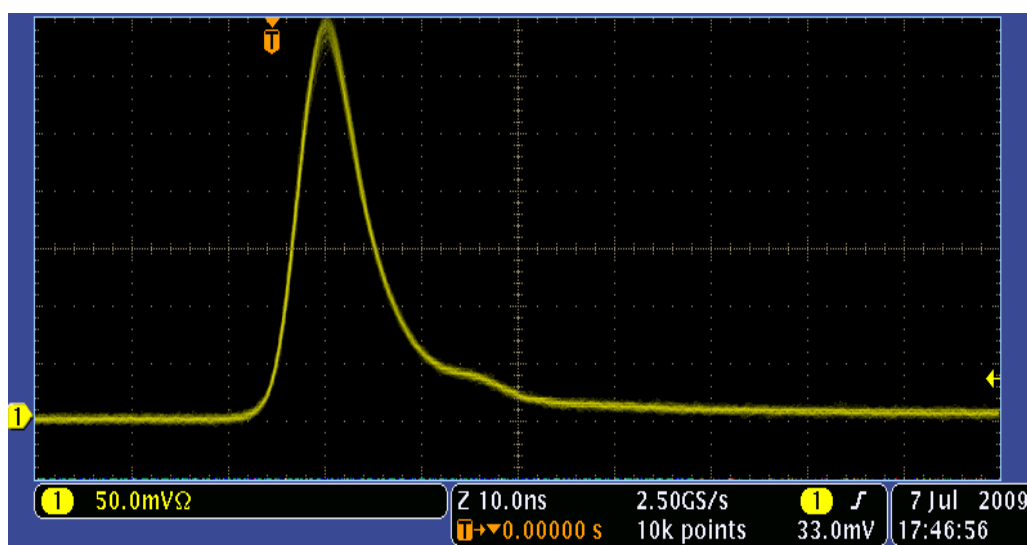


Рис. 2.17 – Осциллограмма лазерного импульса, полученная при мощности накачки 4 Вт и частоте модуляции 1 кГц.



Энергетические и временные зависимости от частоты модуляции АОЗ при разных мощностях накачки представлены на рис. 2.18.

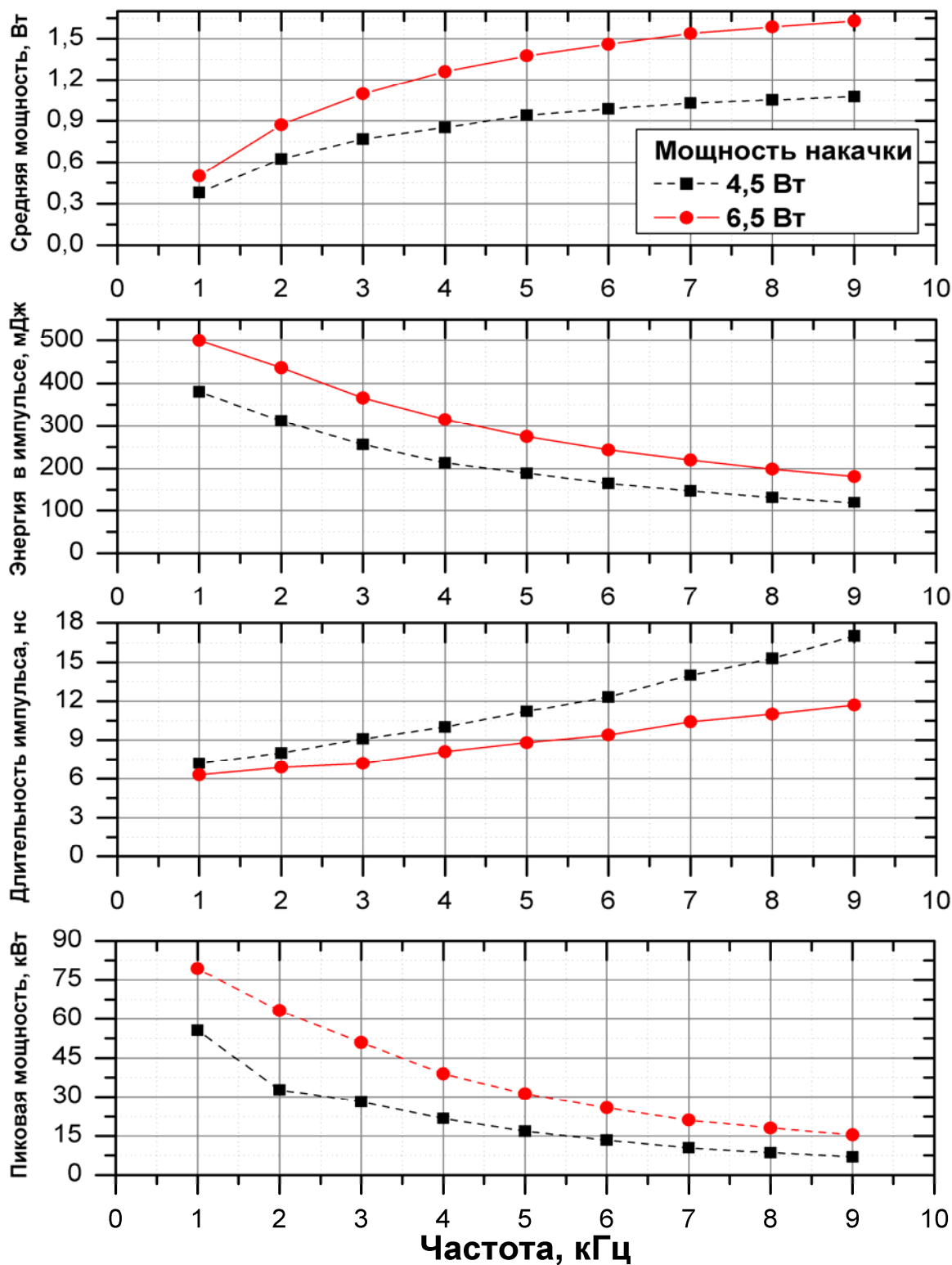


Рис. 2.18 – Энергетические и временные характеристики излучения в зависимости от частоты модуляции АОЗ при разных мощностях накачки.

Экспериментально апробировано использование такого лазера в тонкопленочных технологиях в микроэлектронике: лазерная подгонка элементов СВЧ плат, тримминг резисторов (рис. 2.19). Показана перспективность его использования в промышленных установках.

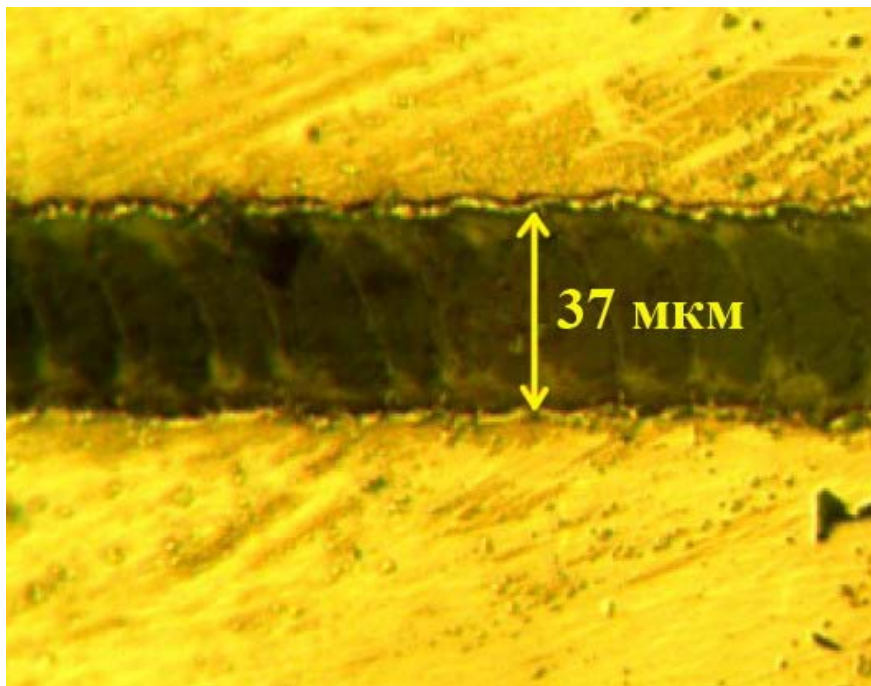


Рис. 2.19 – Микрофотография лазерного реза резистора на основе нихрома, ширина реза 37 мкм.

С использованием сконструированного лазера также были выполнены эксперименты по чернению поверхности кремниевых пластин, формированию в них переходных отверстий – элементов технологии солнечной энергетики. Были получены переходные отверстия диаметром около 20 мкм в кремниевой пластине толщиной 200 мкм. Использование твердотельного лазера с короткой длительностью импульса позволило сформировать отверстия практически без выноса материала на поверхность кремниевой пластины, рис.2.20.

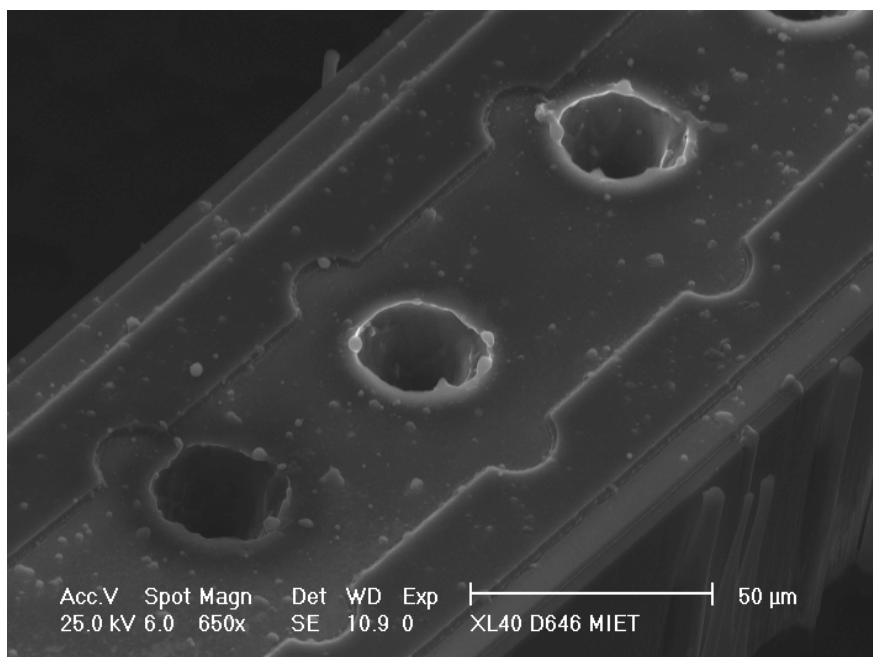


Рис. 2.20 – Переходные отверстия в кремниевых пластинах, полученные с использованием Nd:YLF-лазера.

Чернение кремниевой пластины под действием лазерного импульса наносекундной длительности обусловлено формированием на ее поверхности наноразмерных структур, рис. 2.21. Этим методом удастся снизить коэффициент отражения кремниевой пластины до 3-5%, что существенно повысит эффективность элементов солнечных батарей.

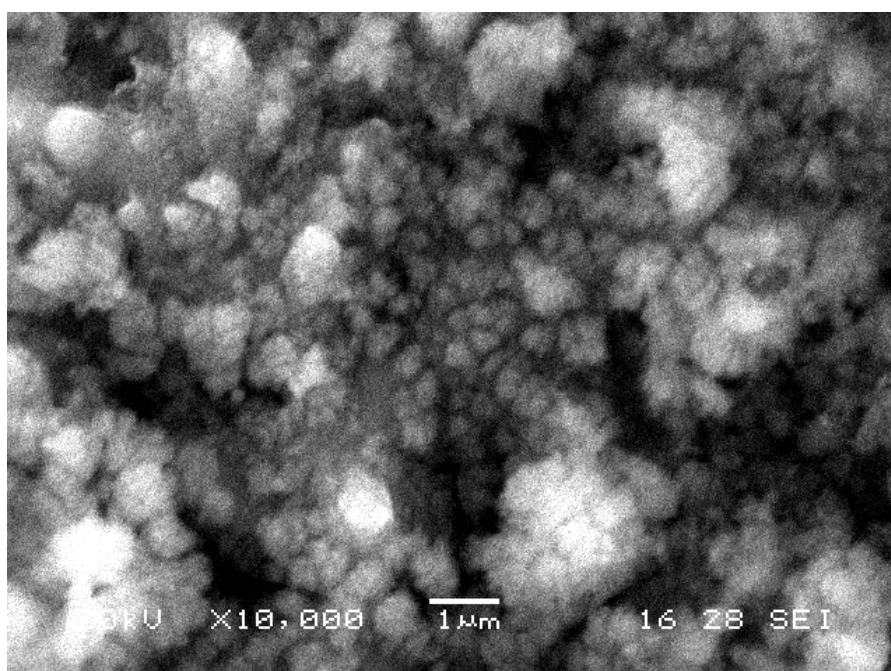


Рис. 2.21 – Изображение поверхности кремниевой монокристаллической пластины после лазерного воздействия.

Суммируя результаты измерений генерационных характеристик оптимизированного Nd:YLF-лазера с продольной лазерной диодной накачкой, работающего в режиме непрерывной генерации и в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором, выделим следующие параметры:

- длина волны излучения – 1,047 мкм;
- поляризация – линейная;
- диаметр пучка на выходном зеркале – 0,3 мм;
- пространственное качество пучка  $M^2 < 1,1$ ;
- мощность генерации в непрерывном режиме генерации до 3 Вт;
- энергия в импульсе излучения (при частоте модуляции 1 кГц) – 0,5 мДж;
- длительность импульса (при частоте модуляции 1 кГц) – 6 нс.

В дальнейшем планируется продолжить оптимизацию исследуемого твердотельного лазера за счет повышения мощности накачки.

## § 2.5 Выводы к главе 2

1. Сравнительный анализ показал, что в области синхронизации поперечных мод пространственные структуры непрерывно генерируемого излучения для лазеров с активными элементами на основе распространенных сред имеют индивидуальные особенности. Наилучшим образом соотносится с полученными ранее результатами расчетов пространственная структура генерируемого излучения Nd:YLF-лазера.
2. В компактных твердотельных лазерах с продольной накачкой, резонаторы которых соответствуют нечетным значениям знаменателя дробей, описывающих условия вырождения мод по частоте, использование акустооптического затвора, расположенного около выходного зеркала, позволяет получить при синхронизации поперечных мод эффективную генерацию гигантских импульсов с пространственной структурой излучения на выходном зеркале в виде узкого (по отношению к диаметру

нулевой моды пустого резонатора) приосевого пичка на фоне широко пьедестала.

3. Разработан компактный твердотельный Nd:YLF-лазер импульсно-периодического действия с продольной лазерной диодной накачкой и акустооптической модуляцией добротности. Найдены конфигурации резонатора Nd:YLF-лазера, в которых генерируется излучение с высокими пространственным качеством ( $M^2 < 1,1$ ). Пиковая мощность излучения составила более 80 кВт при длительности импульса 6 нс. Проведены эксперименты по использованию такого лазера в тонкопленочных технологиях: получены отверстия диаметром 20 мкм в кремниевой пластине толщиной 200 мкм.

### **ГЛАВА 3. ВЛИЯНИЕ СИНХРОНИЗАЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД НА ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Nd<sup>3+</sup> КРИСТАЛЛОВ, КЕРАМИКИ И СТЕКЛА**

В данной главе теоретически и экспериментально изучена зависимость пороговой мощности накачки от длины (конфигурации) резонатора лазеров на основе активированных ионами Nd<sup>3+</sup> сред с продольной накачкой. Обнаружен немонотонный ход зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора. Методом, основанным на разложении комплексной амплитуды поля по лаггерр-гауссовым модам холодного резонатора, рассчитаны зависимости пороговой мощности накачки от длины (конфигурации) резонатора. Наилучшее соответствие результатам проведенных расчетов получено для лазера с активным элементом на основе кристалла Nd:YLF. Для лазеров с активными элементами на основе кристаллов Nd:YAG, Nd:GGG, керамики Nd:YAG и Nd-стекла марки КНФС наблюдается скачкообразный рост пороговой мощности накачки в экспериментальных зависимостях вблизи критических конфигураций.

Основное содержание главы опубликовано в работах [105, 106].

#### **§ 3.1 Зависимость пороговой мощности накачки от длины резонатора (численная модель)**

Для полноты изложения материала далее изложена модель расчета порога генерации, учитывающая явление синхронизации поперечных мод в лазерах с продольной накачкой. Модель разработана П.В. Кострюковым на основе матричного представления комплексной амплитуды поля. Представим комплексную амплитуду поля  $u(r)$  в виде разложения по лаггерр-гауссовым пучкам [60, 107]:

$$u(r) = \sum_{n=0}^{N_{\max}} \beta_n u_n(r) \quad (3.1)$$

Набор коэффициентов разложения  $\beta_m$ , соответствующий основной моде (т.е. такой конфигурации поля, которая обладает наибольшим усилением за полный обход резонатора) является собственным решением системы уравнений:

$$\sum_m a_{mn}(P^{noz}, T, \rho_n) \beta_m = \chi(P^{noz}, T, \rho_n) \beta_n \quad (3.2)$$

где  $a_{mn}(P^{noz}, T, \rho_n)$  – комплексная матрица  $A$ , описывающая преобразование коэффициентов разложения  $\beta_m$  за полный обход резонатора, зависящая, в том числе, от поглощённой мощности накачки  $P^{noz}$ , идущей на создание инверсии, радиуса пучка накачки  $\rho_n$  и пропускания выходного зеркала  $T$ .

Рассмотрим резонатор, изображенный на рис. 3.1. Резонатор состоит из сферического зеркала 31 с радиусом кривизны  $R_1 = 200$  мм, расположенной рядом с ним тонкой активной среды, участка свободного пространства протяженностью  $L$  и плоского выходного зеркала 32 с пропусканием  $T$ . Пронумеруем плоскости при обходе резонатора следующим образом: 1 – вход активной среды, 2 – выход активной среды, 3 – перед выходным зеркалом, 4 – после выходного зеркала.

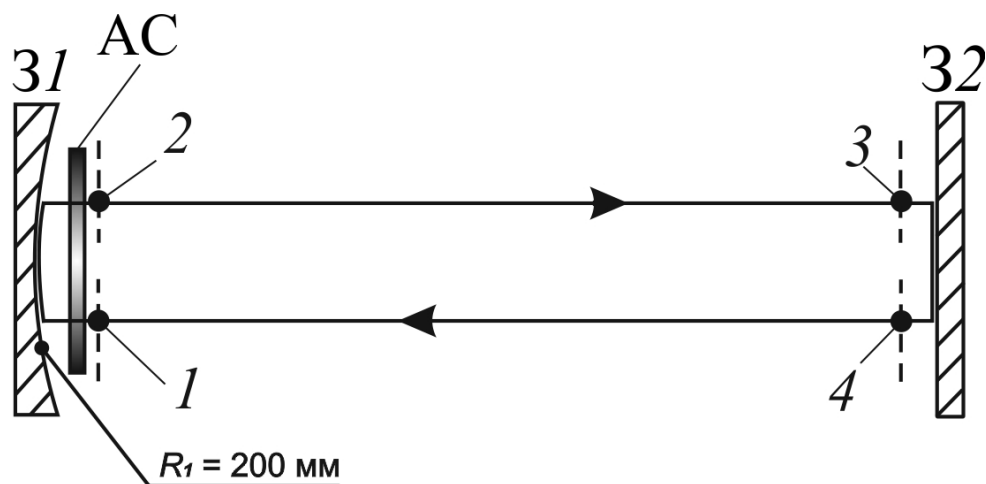


Рис. 3.1. Схема модельного лазера: АС – активная среда.

В качестве стартовой точки выберем входную плоскость 1. Тогда матрица полного обхода  $A$  представляется в виде:

$$A = A^{СПП} \times A^{B3} \times A^{СПО} \times A^{АС} \quad (3.3)$$

Матрицы  $A^{АС}$  и  $A^{B3}$  описывают преобразование  $\beta_m$  при усилении в активной среде (1→2) и при отражении от выходного зеркала (3→4).  $A^{СПП}$  и  $A^{СПО}$  – матрицы,

описывающие фазовые набегги при распространении в свободном пространстве в прямом (2→3) и обратном (4→1) направлениях соответственно. Для лаггер-гауссовых пучков элементы данных матриц имеют вид:

$$a_{mn}^{AC} = \int_0^{D/2} u_m^*(r) K(r) u_n(r) 2\pi r dr \quad (3.4\_a)$$

$$a_{mn}^{СПП} = \delta_{mn} \cdot e^{-i \left[ \arctg \left( \frac{\text{Re}(1/q_3)}{\text{Im}(1/q_3)} \right) - \arctg \left( \frac{\text{Re}(1/q_2)}{\text{Im}(1/q_2)} \right) \right]}, \quad (3.4\_б)$$

$$a_{mn}^{СПО} = \delta_{mn} \cdot e^{-i \left[ \arctg \left( \frac{\text{Re}(1/q_1)}{\text{Im}(1/q_1)} \right) - \arctg \left( \frac{\text{Re}(1/q_4)}{\text{Im}(1/q_4)} \right) \right]} \quad (3.4\_в)$$

$$a_{mn}^{B3} = \delta_{mn} \cdot \sqrt{1-T}, \quad (3.4\_г)$$

где  $D$  – диаметр активной среды,  $k=2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны генерируемого излучения,  $\delta_{nm}$  – символ Кронекера.  $K(r)$  – профиль усиления комплексной амплитуды,  $q_i$  – значение комплексного параметра кривизны, определяемого параметрами резонатора, в  $i$ -й плоскости.

Матрицы  $A^{B3}$ ,  $A^{СПП}$  и  $A^{СПО}$  коммутируют как диагональные, и их порядок в (3.3) можно поменять:

$$A = A^{СПП} \times A^{B3} \times A^{СПО} \times A^{AC} = A^{СПП} \times A^{СПО} \times A^{B3} \times A^{AC} = A^{СП} \times A^{B3} \times A^{AC}, \quad (3.5)$$

где  $A^{СП} = A^{СПП} \times A^{СПО}$  – матрица, описывающая фазовые набегги при распространении по участку резонатора без активной среды в прямом и обратном направлениях. Элементы данной матрицы имеют вид (см. например [37]):

$$a_{mn}^{СП} = \delta_{mn} \cdot \exp[2ikL - 2i(2m+1)\arccos \pm \sqrt{g_1 g_2}] \quad (3.6)$$

Знак перед радикалом выбирается совпадающим со знаками  $g_{1,2}$ .

На пороге генерации насыщением усиления за счет съема инверсии населенностей лазерным излучением можно пренебречь. Тогда профиль усиления  $K(r)$  комплексной амплитуды поля в приближении гауссова пучка накачки радиусом  $\rho_n$  на пороге генерации имеет вид:

$$K(r) = \exp \left[ \frac{\sigma P^{noz} \tau}{\pi \rho_n^2 h \nu_n} e^{-\frac{r^2}{\rho_n^2}} \right] \quad (3.7)$$



где  $h$  – постоянная Планка,  $\sigma$  – сечение лазерного перехода,  $\tau$  – время жизни верхнего лазерного уровня,  $\nu_n$  – частота излучения накачки.

Пороговая (поглощенная) мощность накачки  $P^{noz}$  является корнем уравнения:

$$\chi(P^{noz}, T, \rho_n) = 1 \quad (3.8)$$

Уравнение (3.7) решалось методом касательных, для нахождения собственных значений  $\chi(P^{noz}, T, \rho_n)$  использовался степенной итерационный метод.

В качестве собственных мод холодного резонатора использовались лаггер-гауссовы пучки с нулевым угловым индексом в силу цилиндрической симметрии задачи:

$$u_n(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w} \cdot L_n\left(\frac{2r^2}{w^2}\right) \cdot \exp\left[-i\frac{kr^2}{2R} - \frac{r^2}{w^2}\right], \quad (3.9)$$

где радиус моды (параметр ширины)  $w$  и радиус кривизны волнового фронта  $R$  выражаются через комплексный радиус кривизны  $q_1$  во входной плоскости АС:

$$w = \sqrt{-\frac{2}{k \operatorname{Im}(1/q_1)}}, \quad R = \frac{1}{\operatorname{Re}(1/q_1)} \quad (3.10)$$

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{L(1-g_1)} - \frac{i}{L} \sqrt{\frac{g_1(1-g_1g_2)}{g_2}}, \quad (3.11)$$

где  $g_1 = l - L/R_1$ ,  $g_2 = 1$ .

Мощность ЛД  $P_{nop}$  связана с  $P^{noz}$  соотношением  $P^{noz} = \eta \cdot P_{nop}$ , где  $\eta$  – безразмерный коэффициент, включающий в себя потери мощности накачки в оптической схеме лазера, неполное поглощение в активной среде и прочее:  $\eta \approx 0,8$ . При проведении расчётов зависимости пороговой мощности накачки  $P_{nop} = P^{noz}/0,8$  от длины (конфигурации) резонатора в случае активной среды на основе кристалла Nd:YLF для длины волны 1,047 мкм ( $\pi$ -поляризация) в формулу (3.7) подставлялись следующие величины:  $\sigma = 2,8 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-2}$ ,  $\tau = 480 \text{ мкс}$ ,  $\nu_p \approx 3,75 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$ . Использовались следующие значения параметров: количество лаггер-гауссовых мод –  $N_{\max} = 42$ ; число узлов сетки для расчета интеграла (3.4\_a) – 1024 при  $D = 5 \text{ мм}$ . Шаг изменения длины резонатора составлял 0,1 мм.

Кроме пороговой мощности накачки вычислялось значение параметра  $|\beta_0|^2$  по формуле (1.6).

На рис. 3.2 приведены расчеты зависимости пороговой мощности накачки (а, б) и  $|\beta_0|^2$  (в, г) от длины резонатора для коэффициента пропускания выходного зеркала  $T=4\%$ , при этом радиусы пятна накачки составляли  $\rho_H = 60$  мкм (а, в),  $\rho_H = 125$  мкм (б, г). Критические конфигурации обозначены соответствующими значениями дроби  $r/s$ .

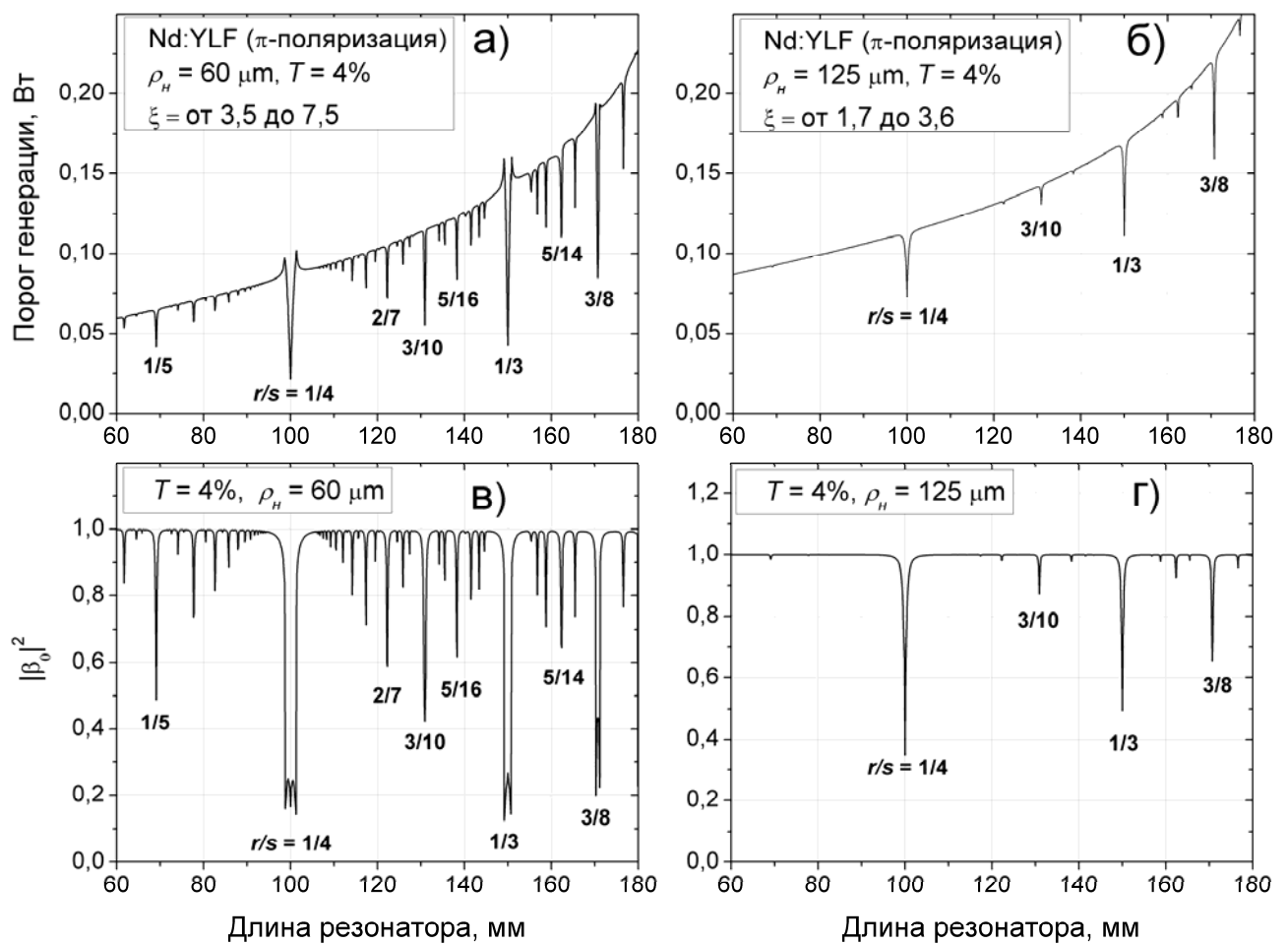


Рис. 3.2 – Расчетные зависимости порога генерации и  $|\beta_0|^2$  от длины резонатора в случае кристалла Nd:YLF при коэффициенте пропускания зеркала  $T = 4\%$  для радиусов накачки  $\rho_H = 60$  мкм (а, в) и  $\rho_H = 125$  мкм (б, г).

При увеличении длины резонатора наблюдается заметный средний рост пороговой мощности накачки (рис. 3.2), обусловленный увеличением радиуса нулевой моды на сферическом зеркале (т.е. в области активной среды) при

приближении к границе области устойчивости. При изменении длины резонатора от 60 до 180 мм радиус нулевой моды на зеркале  $3l$  увеличивается от 210 до 450 мкм. Увеличение радиуса нулевой моды при неизменном радиусе накачки приводит к уменьшению эффективного усиления, что и ведёт к повышению пороговой мощности накачки. Некоторый вклад в повышение пороговой мощности генерации вносит увеличение дифракционных потерь.

Наличие областей снижения порога генерации (провалов) в зависимостях пороговой мощности накачки от длины резонатора (рис. 3.2) обусловлено синхронизацией поперечных мод, которая приводит к появлению узкого пика в распределении поля на зеркале  $3l$  на оси резонатора, в соответствии с выполненными методом Фокса – Ли расчётами [32]. Появление узкого пика на зеркале, к которому примыкает АЭ, наблюдалось экспериментально в [30, 64]. Наличие этого узкого пика приводит к увеличению эффективного усиления за счёт лучшего согласования с накачкой и, следовательно, к уменьшению пороговой мощности накачки. Локальные минимумы порога, обусловленные синхронизацией поперечных мод, соответствуют конфигурациям резонатора, удовлетворяющим условию (1.3) вырождения мод по частоте. Количество областей снижения порога генерации увеличивается с уменьшением диаметра пятна накачки (ср. рис. 3.2-а и рис. 3.2-б).

На рис. 3.3 представлены расчетные зависимости пороговой мощности накачки (а, б) и  $|\beta_0|^2$  (в, г) от длины резонатора для радиуса пятна накачки  $\rho_n = 60$  мкм и коэффициентов пропускания выходного зеркала  $T = 4\%$  (а, в) и  $T = 8\%$  (б, г). Увеличение коэффициента пропускания зеркала сопровождается расширением областей синхронизации поперечных мод [33], что проявляется в увеличении областей снижения порога генерации в зависимостях от длины резонатора, при этом количество этих областей не изменяется.

Зависимости порога генерации от длины резонатора (рис. 3.2 и рис. 3.3) были получены при различных условиях фокусировки (изменение  $\rho_n$ ) для различных коэффициентов пропускания выходного зеркала  $3l$ . Это позволило оценить возможность применения данного метода для характеристики

синхронизации поперечных мод. Поведение провалов в зависимостях пороговой мощности накачки от длины резонатора близко к поведению провалов в зависимостях параметра  $|\beta_0|^2$ , изученному в [32, 33]. При изменении длины резонатора наблюдается последовательность провалов, которые соответствуют положению критических конфигураций для различных значений  $r/s$ , в зависимостях порога генерации и параметра  $|\beta_0|^2$ . Близость поведения зависимостей  $|\beta_0|^2$  и порога генерации проявляется в независимости количества критических конфигураций от коэффициента пропускания зеркала  $\mathcal{R}$  и существенном увеличении областей провалов при увеличении  $T$ . Количество провалов заметно уменьшается с увеличением радиуса пятна накачки в АЭ.

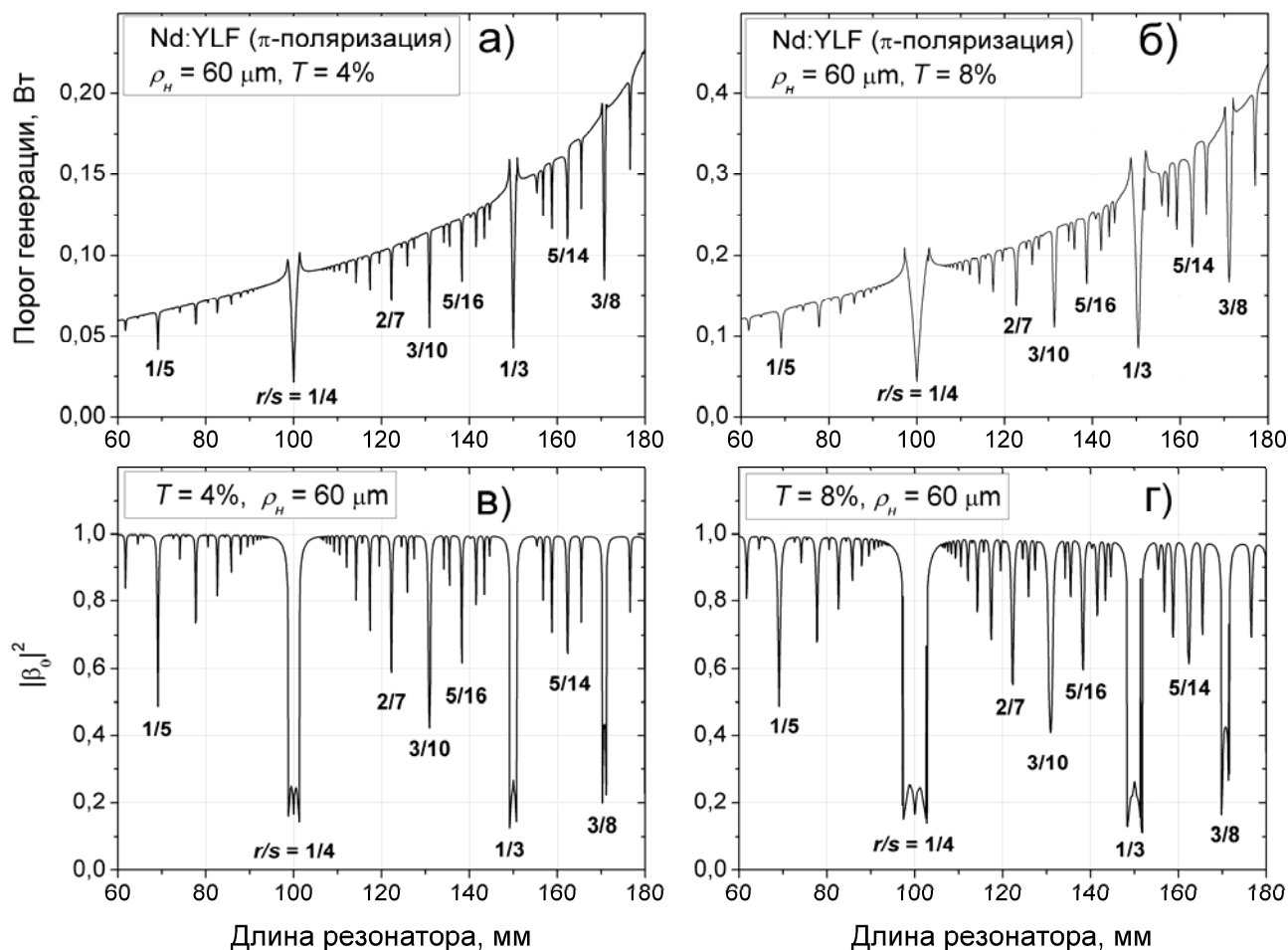


Рис. 3.3 – Расчетные зависимости порога генерации и  $|\beta_0|^2$  от длины резонатора Nd:YLF-лазера для радиуса пятна накачки  $\rho_n = 60$  мкм и коэффициентов пропускания зеркала  $T = 4\%$  (а, в) и  $T = 8\%$  (б, г).

Таким образом, представленная численная модель позволила обнаружить основные особенности поведения порога генерации в критических конфигурациях.

### **§ 3.2 Экспериментальные исследования зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора для различных активных элементов**

Для экспериментального исследования зависимостей порога генерации от длины резонатора лазеров с плоскопараллельными и плоско-выпуклыми АЭ при продольной диодной накачке были созданы соответствующие установки. Схемы экспериментальных установок представлены на рис. 3.4 для лазеров с плоскопараллельными (а) и плоско-выпуклыми (б) АЭ.

Резонаторы лазеров образованы двумя зеркалами 31 и 32. Плоское выходное зеркало 32 с просветленной внешней гранью устанавливалось на трансляционный столик с шаговым двигателем, что позволяло изменять длину резонатора. Минимальный шаг перемещения используемого транслятора составлял 2,5 мкм. В качестве выходных зеркал использовались зеркала с коэффициентами пропускания  $T = 8; 4$  и 2%. Для определения начала генерации лазера использовалась ПЗС-камера THORLABS BC106-VIS с динамическим диапазоном  $\sim 10^3$  и размерами пикселя  $6,45 \times 6,45$  мкм, установленная на расстоянии  $\sim 30$  см от 31. По измеренной заранее зависимости мощности ЛД от тока накачки определялся порог генерации твердотельного лазера. Ослабление мощности излучения, падающего на ПЗС-камеру, осуществлялось светофильтрами Ф и за счет отражения от поверхности плоскопараллельной пластины П1.

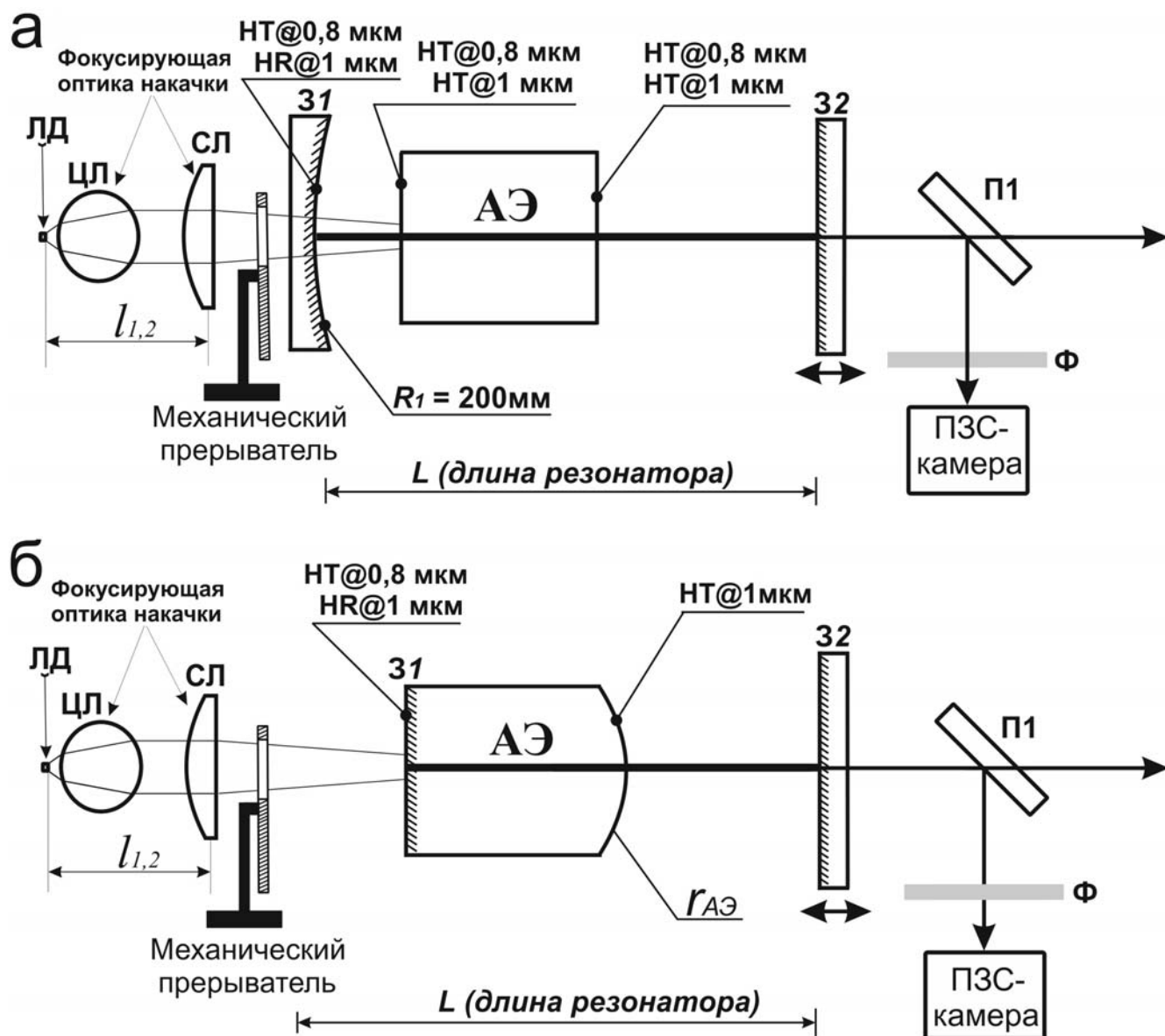


Рис. 3.4 – Схемы экспериментальных установок с плоскопараллельными и плоско-выпуклыми активными элементами (АЭ): ЛД – лазерный диод, ЦЛ – цилиндрическая линза, СЛ – сферическая линза, 31 и 32 – зеркала резонатора, П1 – плоскопараллельная пластина, Ф – светофильтры, НТ@ $\lambda$  и HR@ $\lambda$  – высокое пропускание и отражение для длины волны  $\lambda$  соответственно.

В случае плоскопараллельных АЭ (рис. 3.4-а), Зеркало 31, глухое для длины волны генерации и просветленное для длины волны накачки, было нанесено на подложку с радиусом кривизны  $R_1 = 200$  мм. Плоскопараллельные АЭ, грани которых были просветлены на длины волн накачки и генерации, имели форму цилиндра либо параллелепипеда.

В случае плоско-выпуклых АЭ (рис. 3.4-б), с различными диаметрами сечения, зеркало  $ZI$ , глухое для длины волны генерации и просветленное для длины волны накачки, было нанесено на плоскую сторону АЭ. Противоположная сторона АЭ – сферическая с радиусом кривизны  $r_{AЭ}$ , на нее нанесено просветляющее покрытие для длины волны генерации.

В качестве источника накачки использовался одиночный термостабилизированный ЛД. Расстояние между ЛД и АЭ, независимо от его формы, составляло 17,5 мм. Излучение ЛД фокусировалось в активную среду оптической системой, состоящей из сферической линзы СЛ и цилиндрической линзы ЦЛ (подробное описание см. в § 2.1). Положение СЛ изменялось в поперечном направлении относительно оси резонатора при помощи двух взаимно перпендикулярных микрометрических винтов. Получение пространственного распределения излучения, которое регистрировалось ПЗС-камерой, близкого к гауссовому, вне критических конфигураций свидетельствовало о совмещении пучка накачки и оси резонатора при юстировке СЛ микрометрическими винтами. Независимо от этого, о совмещении пучка накачки и оси резонатора свидетельствует достижение минимального порога генерации.

Вогнутое зеркало  $ZI$ , используемое в случае плоскопараллельных АЭ, не оказывало существенного влияния на изменение поперечных размеров пятна накачки в АЭ. В экспериментах использовались жесткая ( $\rho_n \approx 60$  мкм) и мягкая ( $\rho_n \approx 125$  мкм) фокусировки накачки. С целью уменьшения тепловой линзы между АЭ и СЛ был установлен механический прерыватель, который обеспечивал импульсный режим накачки: частота следования импульсов – 10 Гц, длительность импульсов – 5 мс (скважность 20) и 0,5 мс (скважность 200). Во всех экспериментах по изучению зависимостей порога генерации от длины резонатора с жесткой фокусировкой накачки значение скважности механического прерывателя составляло 20.

В экспериментах с плоскопараллельными АЭ длина резонатора менялась от 60 до 180 мм, что соответствует изменению  $g_1g_2$  от 0,1 до 0,7. При этом радиус

нулевой моды на входном зеркале менялся от 210 до 450 мкм соответственно, а величина  $\xi$  примерно от 3,5 до 7,5 соответственно. В экспериментах с плоско-выпуклыми АЭ длина резонатора менялась от 30 до 120 мм, что соответствует изменению  $g_1g_2$  от 0,1 до 0,75. При этом радиус нулевой моды на входном зеркале менялся от 150 до 380 мкм, а величина  $\xi$  примерно от 2,5 до 6,3 соответственно.

Стоит отметить, что даже при малых мощностях генерации ЛД его спектр излучения представлял собой узкую линию, рис. 3.5. Это позволило измерять порог генерации в широком диапазоне мощностей и исключало возможность распада спектра при минимальных значениях тока накачки, соответствующих локальным минимумам порога генерации исследуемых твердотельных лазеров.

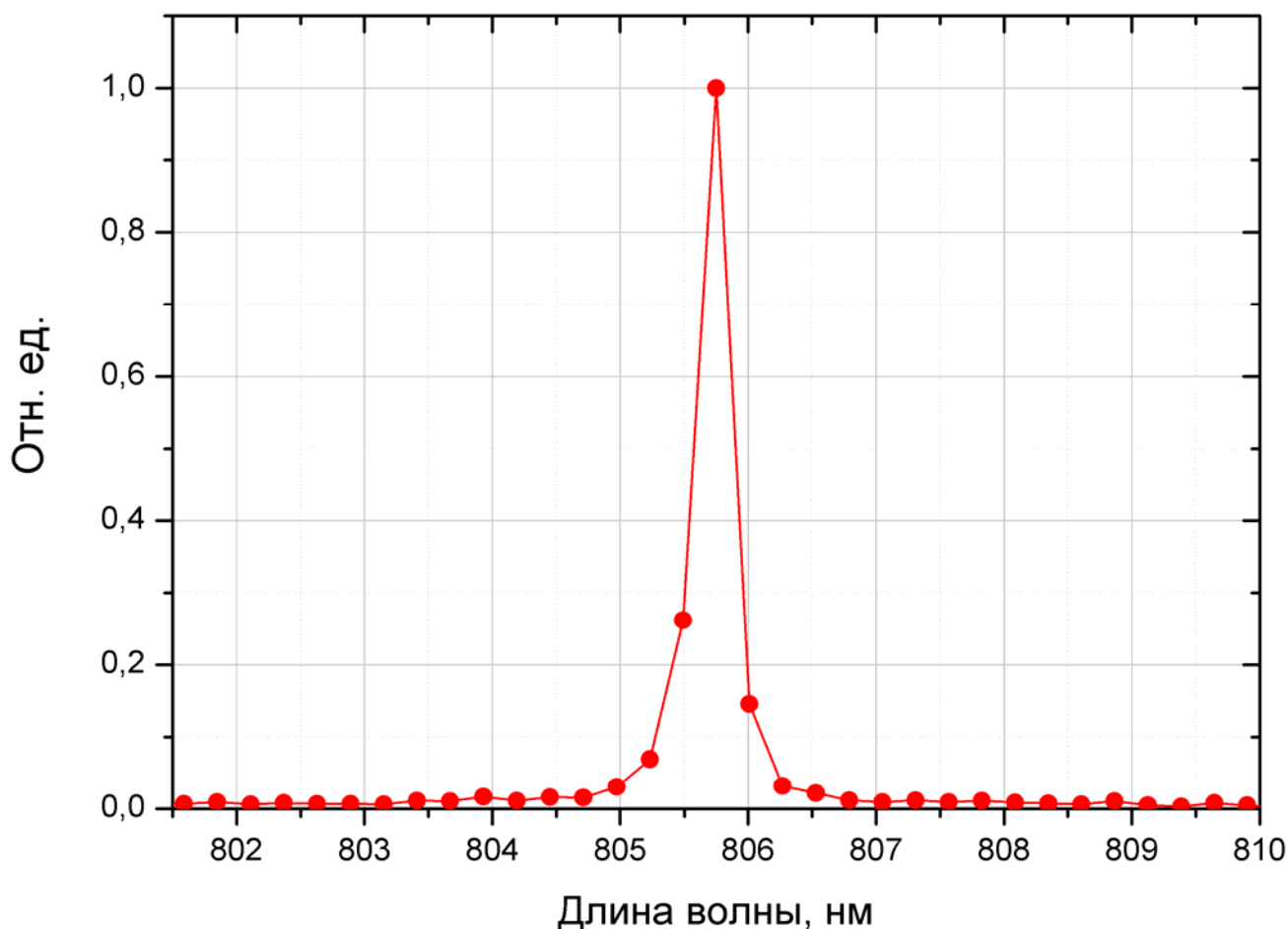


Рис. 3.5 – Спектр излучения лазерного диода, используемого в экспериментах, при мощности генерации 10 мВт.

В качестве плоскопараллельных АЭ использовались кристаллы Nd:YLF, Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub>, Nd:KGW, Nd:YAG, Nd:GGG, керамика Nd:YAG и Nd-



стекло марки КНФС, характеристики которых указаны в таблице 2.3. В качестве плоско-выпуклых АЭ использовались кристалл Nd:YAG и керамика Nd:YAG, характеристики которых указаны в таблице 2.1. В экспериментах с кристаллами Nd:YLF, Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub> и Nd:KGW поляризация излучения ЛД была параллельна поляризации излучения твердотельных лазеров.

### **3.2.1 Исследование лазеров с плоскопараллельными активными элементами на основе кристаллов Nd:YLF, Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub> и Nd:KGW**

На основе экспериментальных исследований зависимостей порога генерации от длины резонатора все АЭ можно было условно разделить на две группы. К первой группе относятся элементы ход зависимостей порога генерации близок к расчетному. На рис. 3.6 приведены зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора лазеров с АЭ на основе кристаллов Nd:YLF (а), Nd:GdVO<sub>4</sub> (б), Nd:YVO<sub>4</sub> (в) и Nd:KGW (г) при жесткой фокусировке накачки. Следует отметить, что расчёт был выполнен в предположении гауссового профиля накачки. Несмотря на отличие профиля излучения используемого от гауссового согласие между расчётом и экспериментом (количество наблюдаемых в эксперименте областей снижения порога генерации и значения величин локальных минимумов в них) в случае АЭ на основе кристалла Nd:YLF достаточно хорошее (сравнить рис. 3.2-в и рис. 3.6-а).

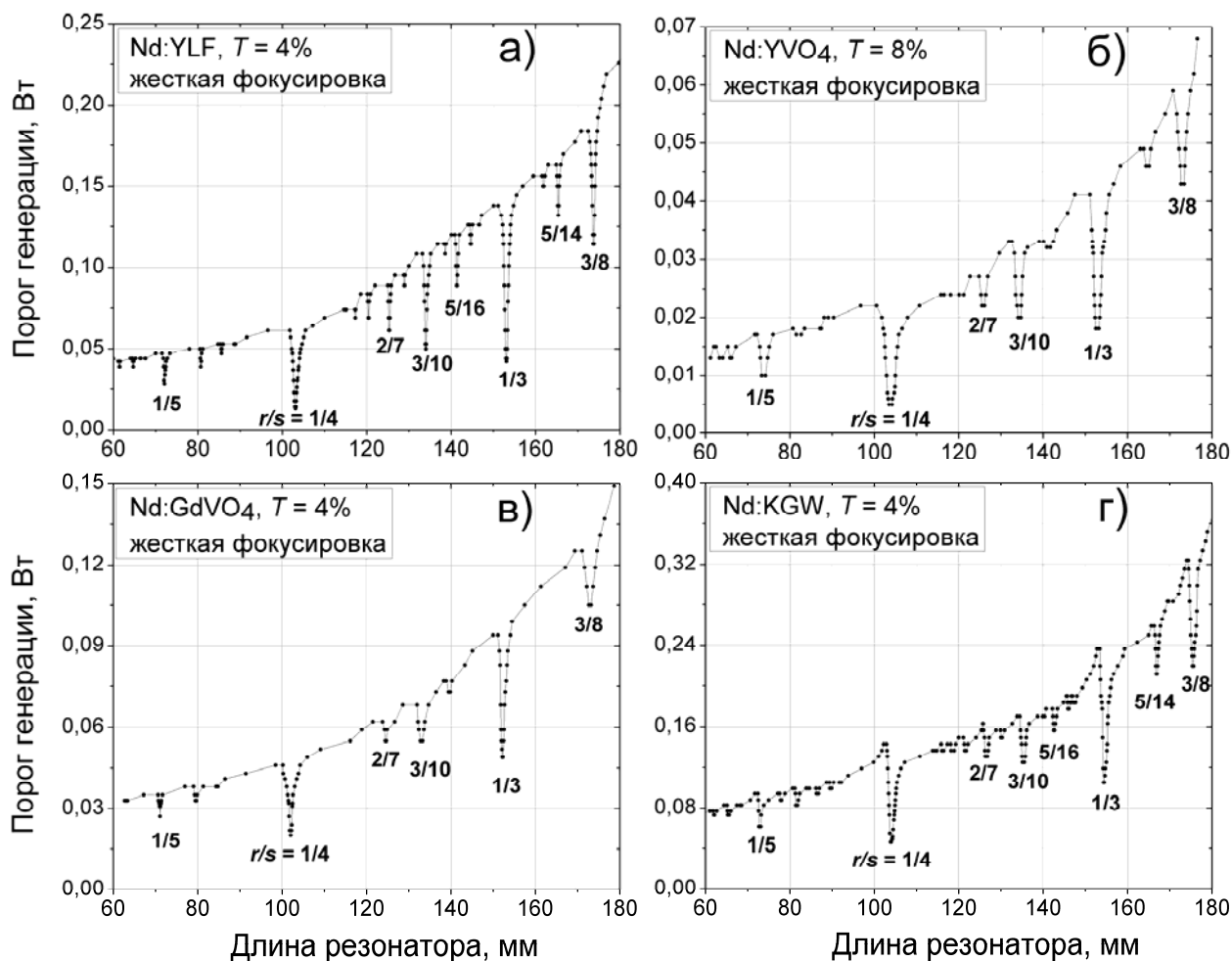


Рис. 3.6 – Зависимости порога генерации от длины резонатора лазеров с активными элементами на основе кристаллов Nd:YLF (а), Nd:GdVO<sub>4</sub> (б) Nd:YVO<sub>4</sub> (в) и Nd:KGW (г) при жесткой фокусировке накачки.

Наименьшее количество областей снижения порога генерации, соответствующих синхронизации поперечных мод, в экспериментальных зависимостях пороговой мощности накачки от длины резонатора обнаружено для лазеров с АЭ на основе кристаллов Nd:GdVO<sub>4</sub> и Nd:YVO<sub>4</sub>, рис. 3,6-б и 3,6-в соответственно. Данное обстоятельство объясняется наименьшим поперечным размером АЭ (см. таблицу 2.3), что ведет к уменьшению числа Френеля и, следовательно, к уменьшению количества критических конфигураций [32].

Экспериментально подтверждено, что увеличение коэффициента пропускания зеркала сопровождается расширением областей снижения порога генерации, обусловленного синхронизацией поперечных мод, в зависимостях от длины резонатора, при этом количество этих областей не изменяется, рис. 3.7.

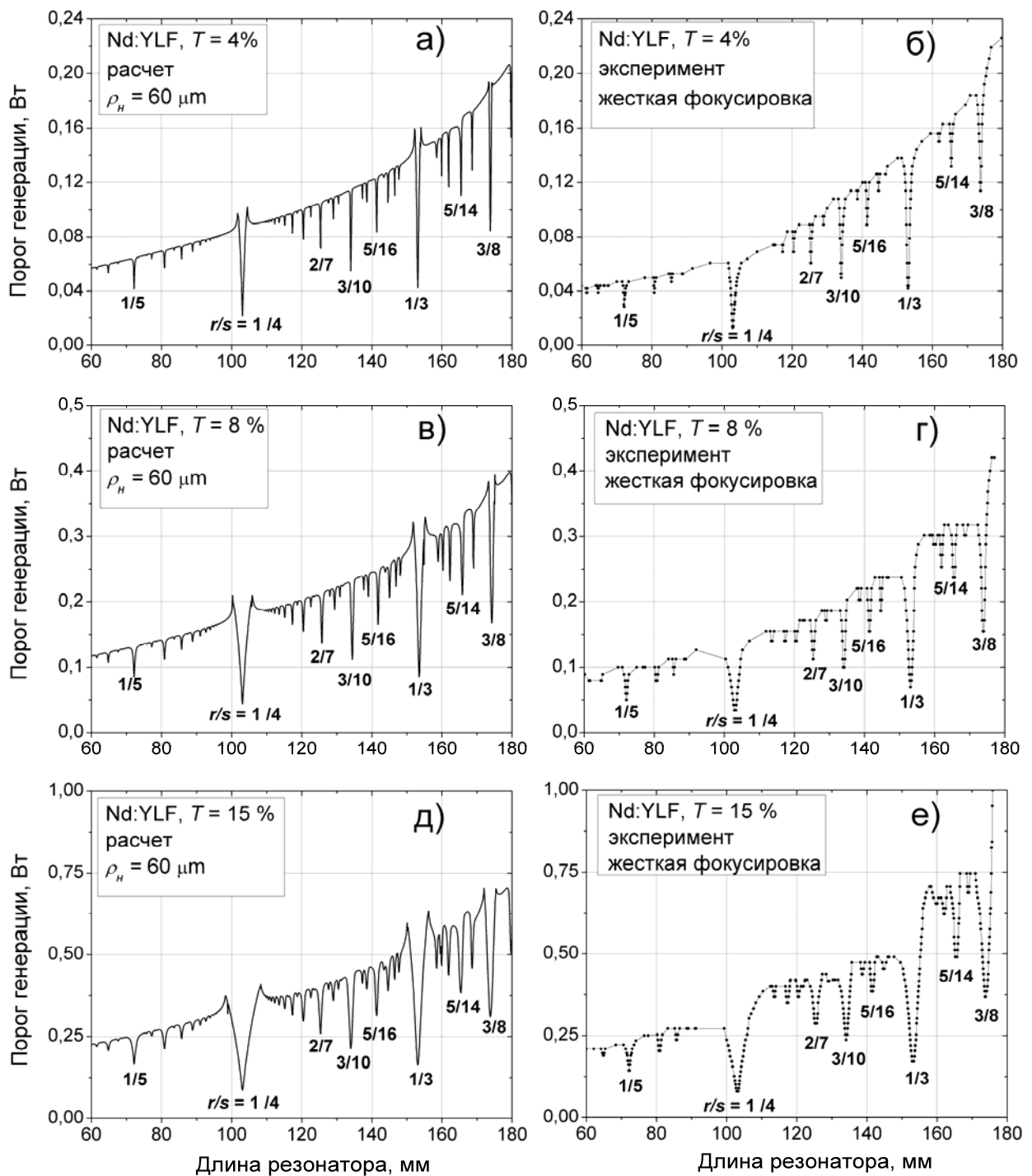


Рис. 3.7 – Расчетные (а, в, д) и экспериментальные (б, г, е) зависимости порога генерации Nd:YLF-лазера в случае жесткой фокусировки накачки ( $\rho_H = 60 \mu\text{m}$ ) для разных коэффициентов пропускания выходного зеркала  $T = 4, 8$  и  $15\%$ .

На примере Nd:YLF-лазера экспериментально продемонстрировано, что количество областей снижения порога генерации увеличивается с уменьшением диаметра пятна накачки, рис. 3.8.

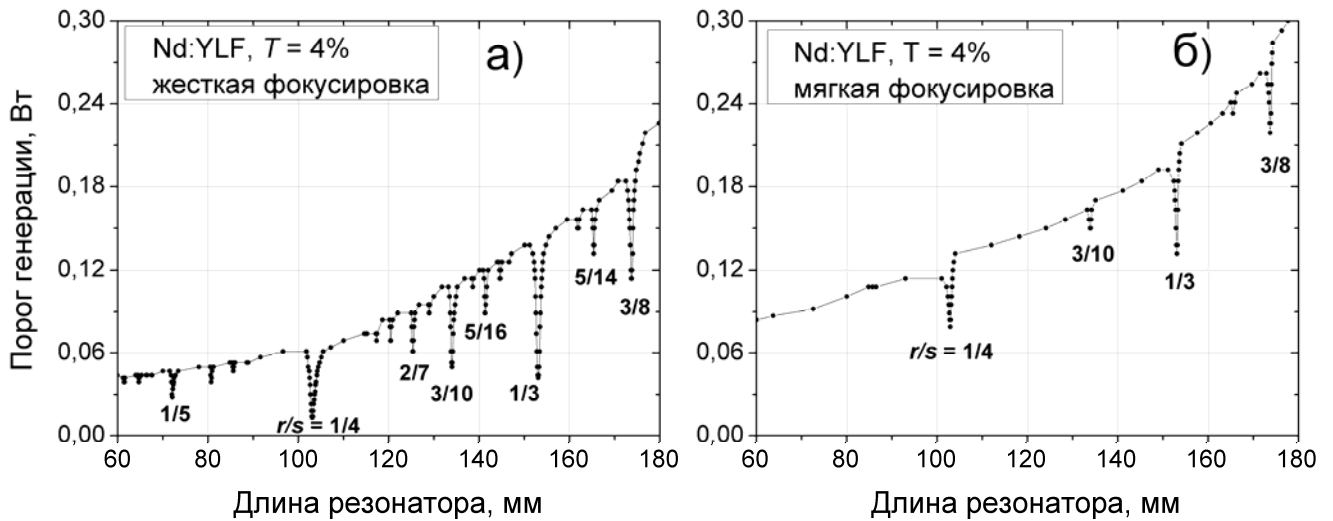


Рис. 3.8 – Зависимости порога генерации Nd:YLF-лазера в случаях жесткой (а) и мягкой (б) фокусировок накачки.

### 3.2.2 Исследование лазеров с плоскопараллельными активными элементами на основе кристаллов Nd:YAG, Nd:GGG, керамики Nd:YAG и Nd-стекла марки КНФС

В другую группу элементов попали элементы, для которых был обнаружен существенный скачкообразный рост порога генерации в области синхронизации поперечных мод при уменьшении длины резонатора от конфигураций, соответствующих условию (1.3) вырождения мод по частоте. На рис. 3.9 приведены экспериментальные зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора для лазеров с АЭ на основе кристаллов Nd:YAG (а), Nd:GGG (в), керамики Nd:YAG (б) и Nd-стекла марки КНФС (г) при жесткой фокусировке накачки.

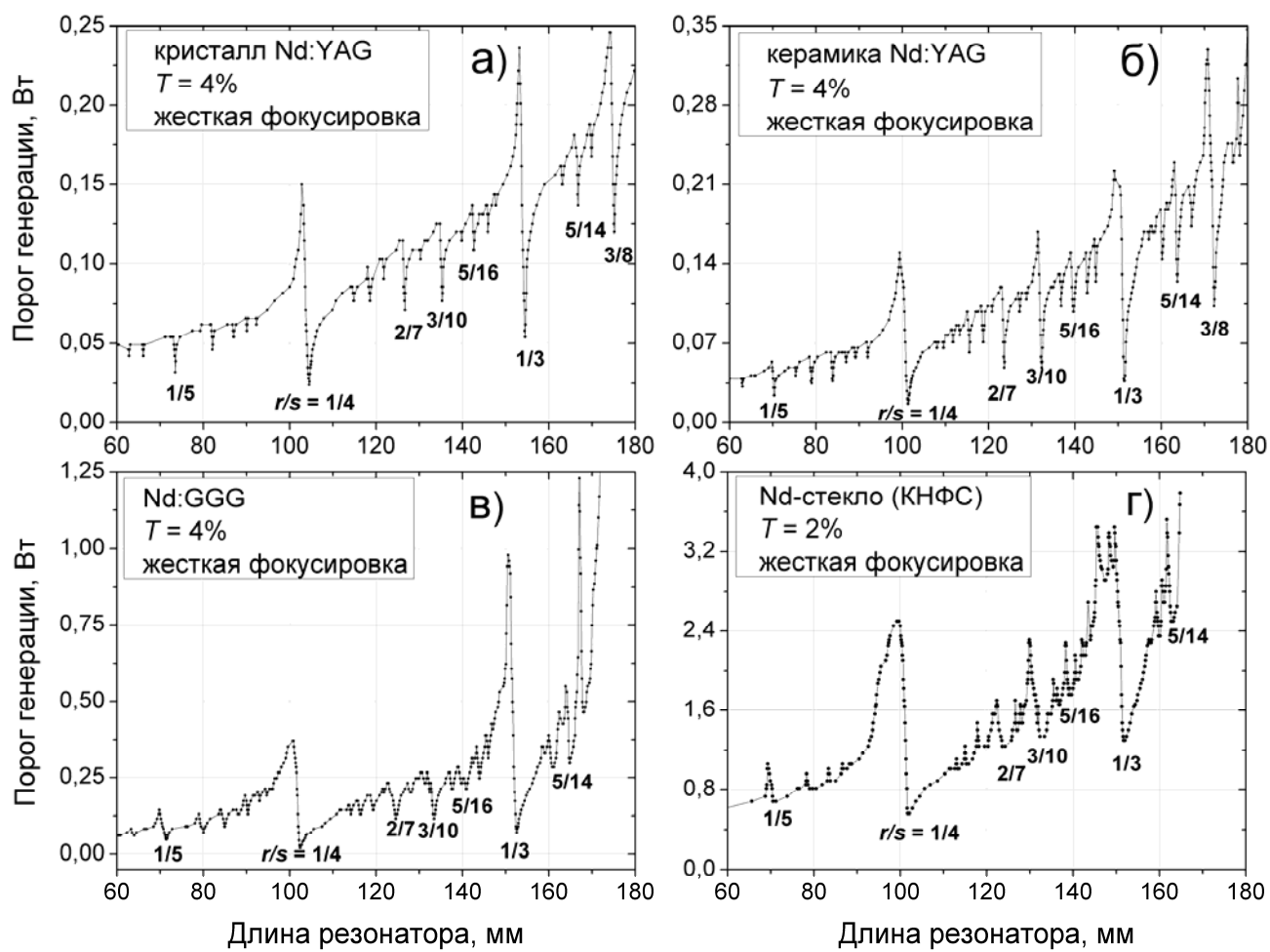


Рис. 3.9 – Зависимости порога генерации от длины резонатора лазеров с активными элементами на основе кристаллов Nd:YAG (а), Nd:GGG (в), керамики Nd:YAG (б) и Nd-стекла марки КНФС (г).

В таблице 3.1 приведены расчетные значения длин резонатора  $L_p$  для соответствующих дробей  $r/s$  и используемых в исследованиях активных элементов и экспериментальные значения положения локальных минимумов порога генерации  $L_3$ . Несмотря на то, что ход кривых порога генерации индивидуален для исследованных лазеров на основе различных активных сред, локальные минимумы порога генерации, обусловленные синхронизацией поперечных мод, с высокой степенью точности соответствуют конфигурациям резонатора, удовлетворяющим условию (1.3) вырождения мод по частоте.

Таблица 3.1. Расчетные значения длин резонатора  $L_p$  для соответствующих дробей  $r/s$  и используемых в исследованиях активных элементов и экспериментальные значения положения локальных минимумов порога генерации  $L_3$ .

$r/s$		1/5	1/4	2/7	3/10	5/16	1/3	5/14	3/8
кристалл Nd:YLF	$L_p$ , мм	72,3	103,1	125,4	134,1	141,5	153,1	165,5	173,9
	$L_3$ , мм	72,1	103,2	125,4	134,0	141,4	153,1	165,4	173,8
кристалл Nd:YVO <sub>4</sub>	$L_p$ , мм	74,5	105,3	127,6	136,3	143,7	155,3	167,7	176,1
	* $L_p$ , мм	73,1	103,3	125,2	133,7	140,9	152,3	164,5	172,7
	$L_3$ , мм	73,2	103,3	125,2	133,8	140,7	152,3	164,2	172,5
кристалл Nd:GdVO <sub>4</sub>	$L_p$ , мм	71,3	102,1	124,4	133,1	140,5	152,1	164,5	172,9
	$L_3$ , мм	71,1	102,1	124,6	132,2	139,7	152,2	–	173,0
кристалл Nd:KGW	$L_p$ , мм	72,1	102,9	125,2	133,9	141,3	152,9	165,3	173,7
	* $L_p$ , мм	72,8	103,9	126,4	135,2	142,7	154,4	166,9	175,4
	$L_3$ , мм	72,9	103,9	126,5	135,3	142,6	154,4	166,9	175,5
кристалл Nd:YAG	$L_p$ , мм	73,7	104,5	126,8	135,5	142,9	154,5	166,9	175,3
	$L_3$ , мм	73,5	104,5	126,7	135,3	142,7	154,5	166,8	175,2
керамика Nd:YAG	$L_p$ , мм	70,5	101,3	123,6	132,3	139,7	151,3	163,7	172,1
	$L_3$ , мм	70,4	101,4	123,6	132,3	139,6	151,4	163,7	172,2
кристалл Nd:GGG	$L_p$ , мм	71,6	102,4	124,7	133,4	140,8	152,4	164,8	173,2
	$L_3$ , мм	71,5	102,5	124,5	133,5	140,9	152,6	164,9	173,3
Nd-стекло КНФС	$L_p$ , мм	71,1	101,9	124,2	132,9	140,3	151,9	164,3	172,7
	$L_3$ , мм	70,9	101,9	124,0	132,8	139,6	151,9	–	–

\* $L_p$  – расчетные значения с учетом подгоночного параметра кривизны, обусловленного погрешностью обработки (полировки) торцов АЭ. Для АЭ на основе кристаллов Nd:YVO<sub>4</sub> и Nd:KGW параметры составили 8,55 м и 19,6 м соответственно.

В случае лазеров с АЭ на основе кристаллов Nd:YAG, Nd:GGG, керамики Nd:YAG и Nd-стекла марки КНФС (рис. 3.9) наблюдается скачкообразный рост порога генерации вблизи критических конфигураций. В этом смысле зависимости порога генерации от длины (конфигурации) резонатора для этих элементов существенно отличаются от соответствующих зависимостей для лазеров с АЭ на основе Nd:YLF, Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub> и Nd:KGW (рис. 3.6). В области скачкообразного роста пороговой мощности накачки также наблюдается существенное отличие профиля лазерного излучения от гауссового, рис. 3.10. Поэтому положения локальных минимумов порога генерации в критических конфигурациях, определяются, как правило, с высокой степенью точности и дают более точную информацию о положении критических конфигураций,

удовлетворяющих условию (1.3) вырождения мод по частоте, на шкале длин резонатора, чем распределения интенсивности излучения лазера.

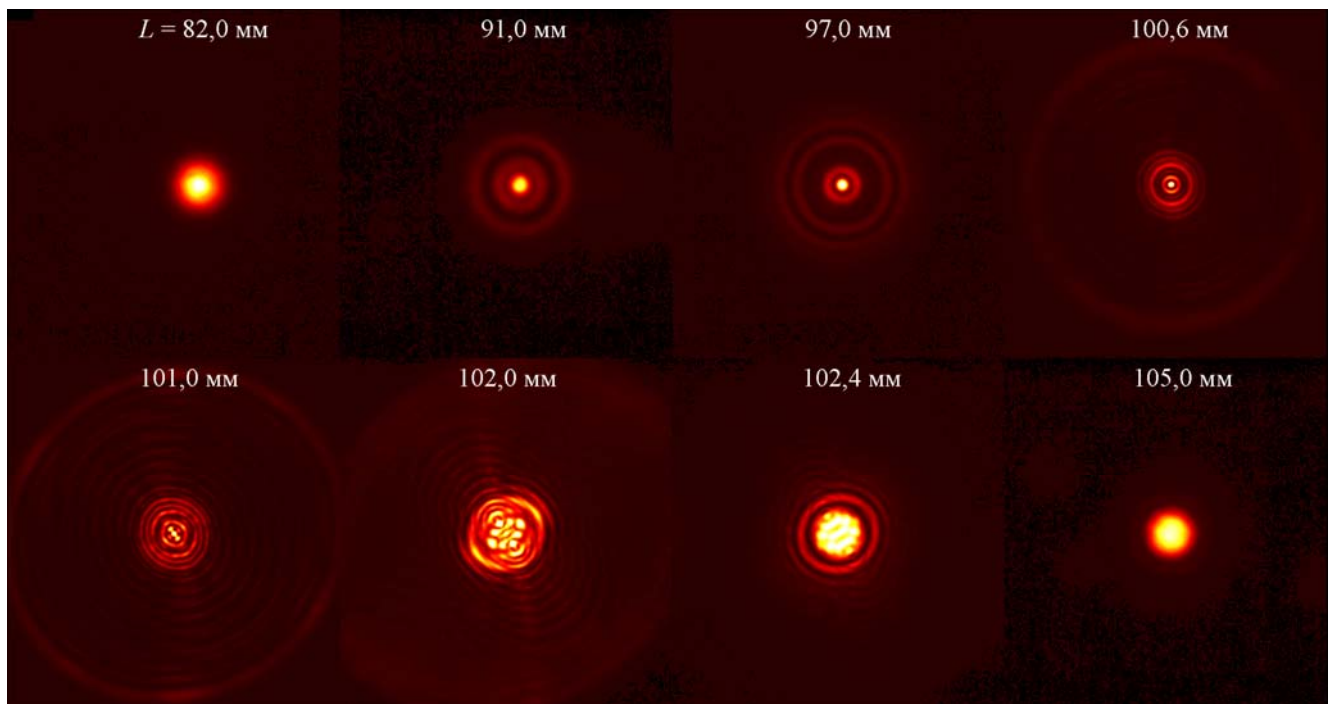


Рис. 3.10 – Профили излучения генерации Nd:GGG-лазера вблизи полуконфокальной конфигурации (102,4 мм) при незначительном превышении пороговой мощности накачки в случае жесткой фокусировки.

Изменение скважности механического прерывателя заметно не повлияло на поведение зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора, рис. 3.11. Поэтому тепловая линза в АЭ не является причиной возникновения наблюдаемых скачков пороговой мощности накачки вблизи критических конфигураций. При уменьшении  $\xi$  (мягкая фокусировка) скачки пороговой мощности вблизи критических конфигураций стали менее выраженными (ср. рис. 3.9-а и рис. 3.11).

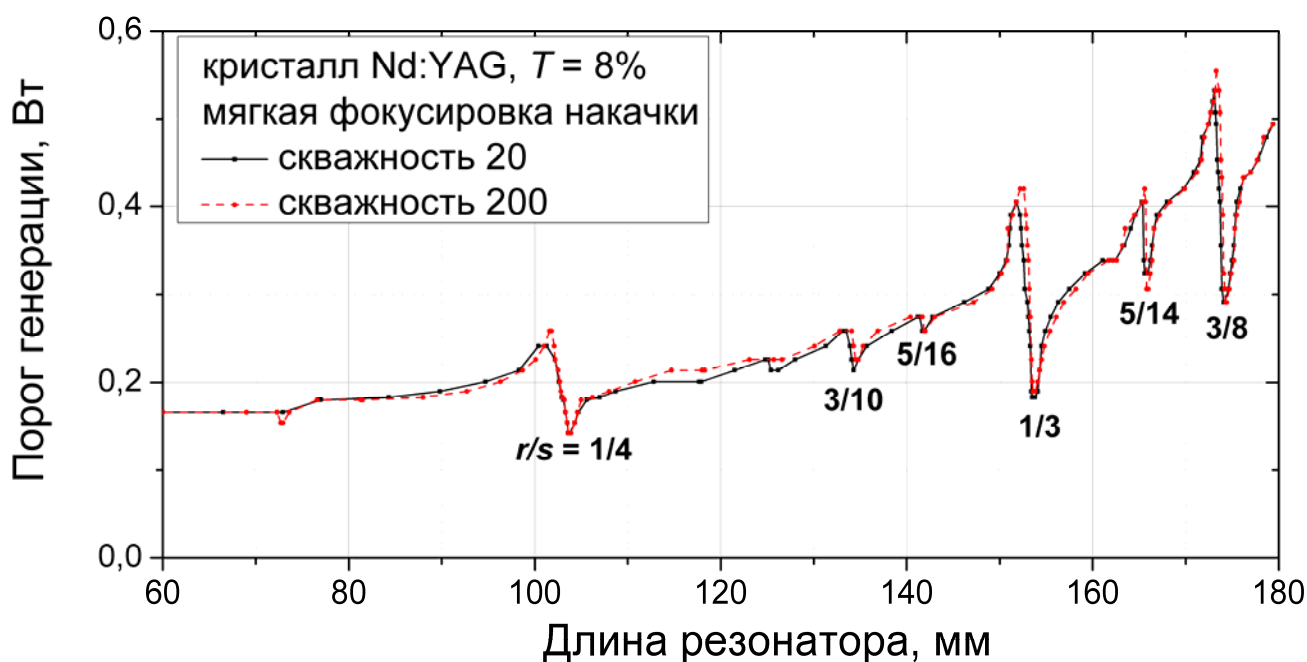


Рис. 3.11 – Зависимости порога генерации для разной скважности механического прерывателя в случае лазера с активным элементом на основе кристалла Nd:YAG при мягкой фокусировке накачки.

Изучалось влияние диаметра внутрирезонаторной диафрагмы, расположенной вблизи АЭ, на амплитуду скачка пороговой мощности генерации вблизи полуконфокальной конфигурации, рис. 3.12. В качестве АЭ использовался кристалл Nd:YAG. Эксперименты проводились при жесткой фокусировке накачки. Из графиков видно, что при уменьшении диаметра диафрагмы с 5 до 1 мм происходит «сглаживание» скачка пороговой мощности накачки, при этом значение величины локального минимума увеличивается. В случае использования диафрагмы с диаметром 0,7 мм в области полуконфокальной конфигурации генерируется мода с распределением интенсивности излучения, близким к гауссовому.



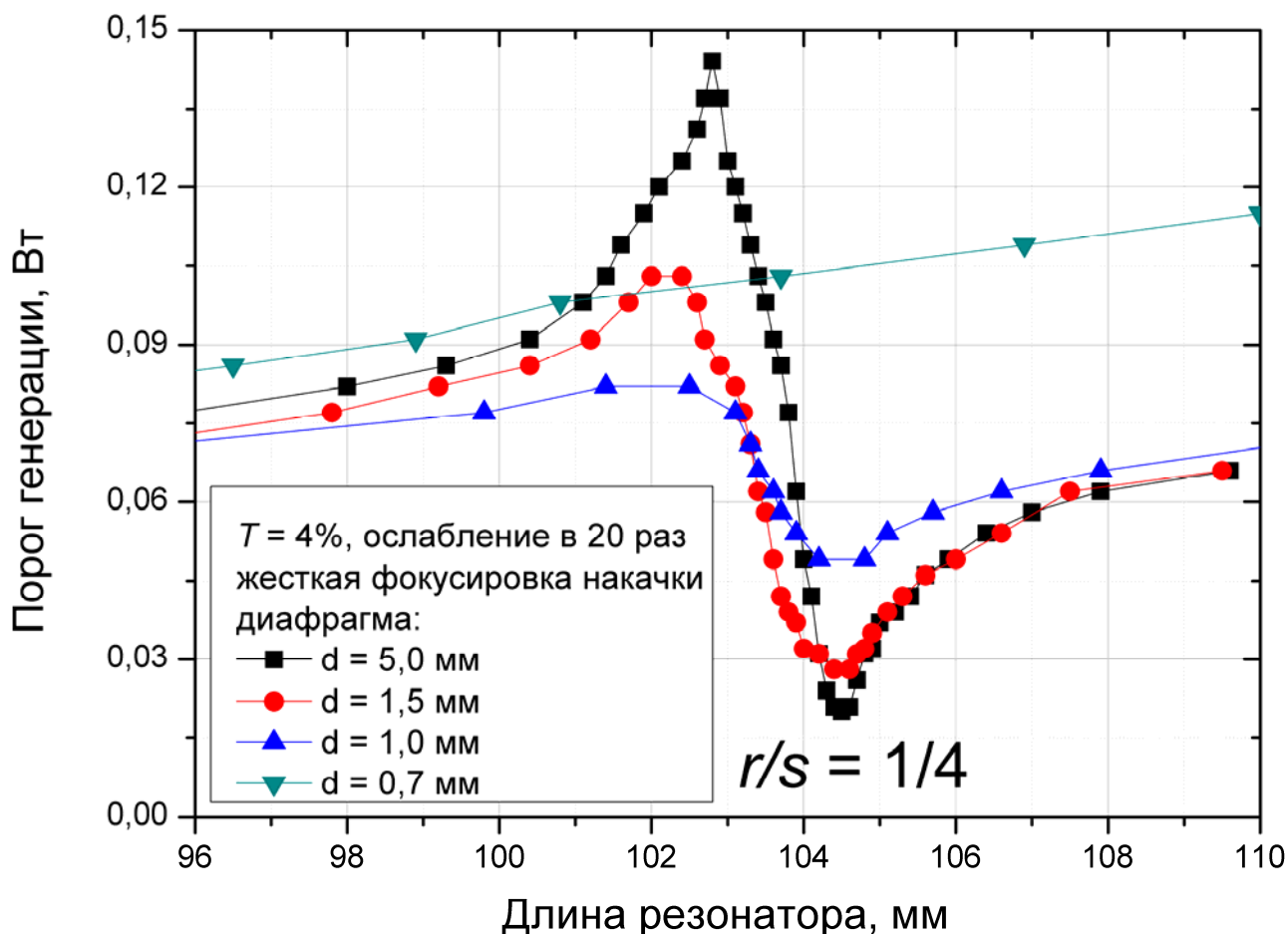


Рис. 3.12 – Зависимости порога генерации от длины резонатора вблизи полуконфокальной конфигурации Nd:YAG-лазера для различных диаметров внутрирезонаторной диафрагмы.

На основе полученных результатов приходим к выводу о том, что уменьшение диаметра внутрирезонаторной диафрагмы и/или увеличение радиуса пятна накачки сопровождается уменьшением асимметричности поведения пороговой мощности накачки вблизи критических конфигураций. По-видимому, в области скачков пороговой мощности накачки формируется суперпозиция поперечных мод, распределение интенсивности которой ухудшает пространственное согласование с усилением в АЭ.

### 3.2.3 Исследование лазеров с плоско-выпуклыми активными элементами на основе кристалла Nd:YAG и керамики Nd:YAG

Для проверки влияния форм АЭ на пороговые характеристики были проведены дополнительные эксперименты с плоско-выпуклыми АЭ. На рис. 3.13 приведены экспериментальные зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора для лазеров с плоско-выпуклыми АЭ на основе кристалла Nd:YAG (а) и керамики Nd:YAG (б) при жесткой фокусировке накачки.

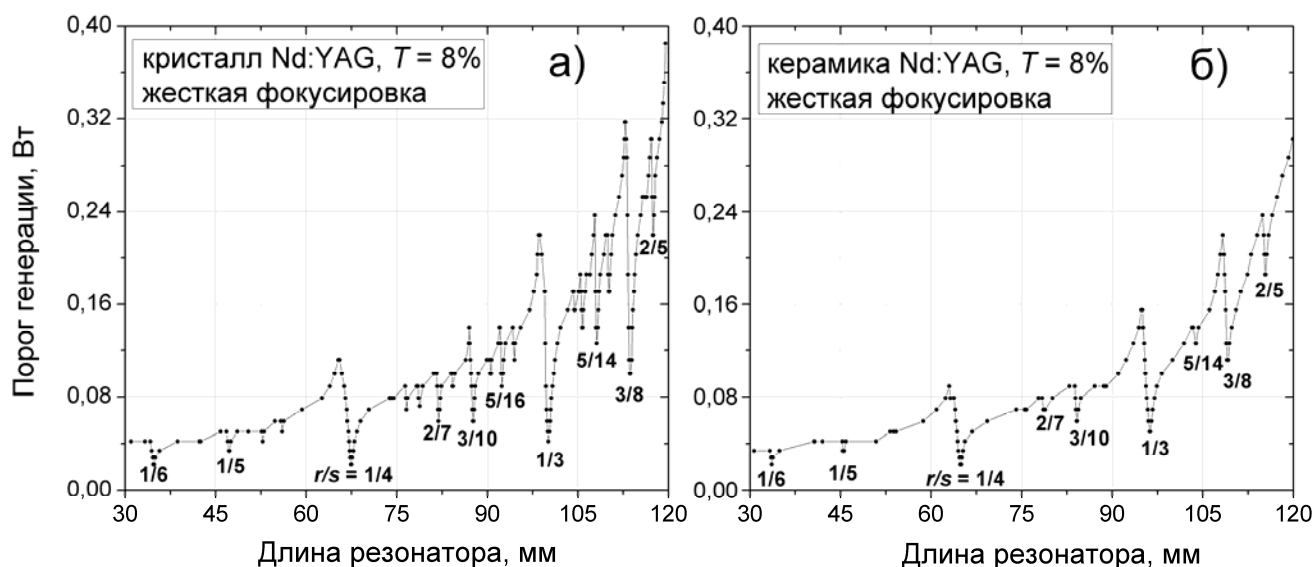


Рис. 3.13 – Зависимости порога генерации от длины резонатора лазеров с активными элементами на основе кристалла Nd:YAG (а) и керамики Nd:YAG (б) при жесткой фокусировке накачки.

Для плоско-выпуклых АЭ на основе кристалла Nd:YAG и керамики Nd:YAG, так же как и для плоскопараллельных АЭ, в экспериментальных зависимостях наблюдаются скачки пороговой мощности накачки вблизи критических конфигураций. Амплитуда скачков для плоско-выпуклых АЭ меньше, что, по-видимому, связано с меньшим значением  $\xi$ . Таким образом, различие кривизны фронта волны в активной среде для лазеров с плоскопараллельными и плоско-выпуклыми АЭ не привело к существенному изменению поведения зависимостей пороговой мощности накачки от длины резонатора.

### § 3.3 Идентификация критических конфигураций в условиях меняющейся тепловой нагрузки активных элементов твердотельных лазеров с продольной лазерной диодной накачкой

Измерение положения локальных минимумов пороговой мощности накачки при использовании механического прерывателя и без него дает возможность определить оптическую силу тепловой линзы в АЭ. Вначале определялась длина резонатора, соответствующая положению локального минимума пороговой мощности накачки при включенном механическом прерывателе (скважность 200). При этом предполагалось, что значение оптической силы тепловой линзы в АЭ равно нулю. Затем по значению смещения  $\Delta L(P)$  положения локального минимума при переходе к непрерывной накачке вычислялась оптическая сила  $D(P)$  тепловой линзы с помощью программного пакета «Rezonator» [101] или по формуле, полученной в приближении бесконечно тонкой тепловой линзы для плоско-сферического резонатора (рис. 3.1):

$$D(P) = \frac{1 - g_1 g_2}{R_1 \cdot (1 - g_1 g_2) + \Delta L(P)} - \frac{1}{R_1} = \frac{\sin^2(\pi \cdot r / s)}{R_1 \cdot \sin^2(\pi \cdot r / s) + \Delta L(P)} - \frac{1}{R_1} \quad (3.12)$$

где  $R_1$  – радиус кривизны сферического зеркала резонатора.

Так как различным критическим конфигурациям (локальным минимумам порога генерации) соответствуют различные значения пороговой мощности, то можно построить зависимость оптической силы тепловой линзы в АЭ от мощности накачки. На рис. 3.14 представлены экспериментальные результаты изменения положения критических конфигураций ( $r/s = 1/4, 1/3, 3/8$ ) при импульсной накачке и при непрерывной накачке (рис. 3.14-а) и соответствующая вычисленная зависимость оптической силы линзы от поглощенной мощности накачки, рис. 3.14-б. Эксперименты проведены для лазера с плоскопараллельным АЭ на основе кристалла Nd:YLF с жесткой фокусировкой накачки. Коэффициент пропускания выходного зеркала составлял  $T = 25\%$ . Оптическая сила тепловой линзы для  $\pi$ -поляризации имеет отрицательный знак.

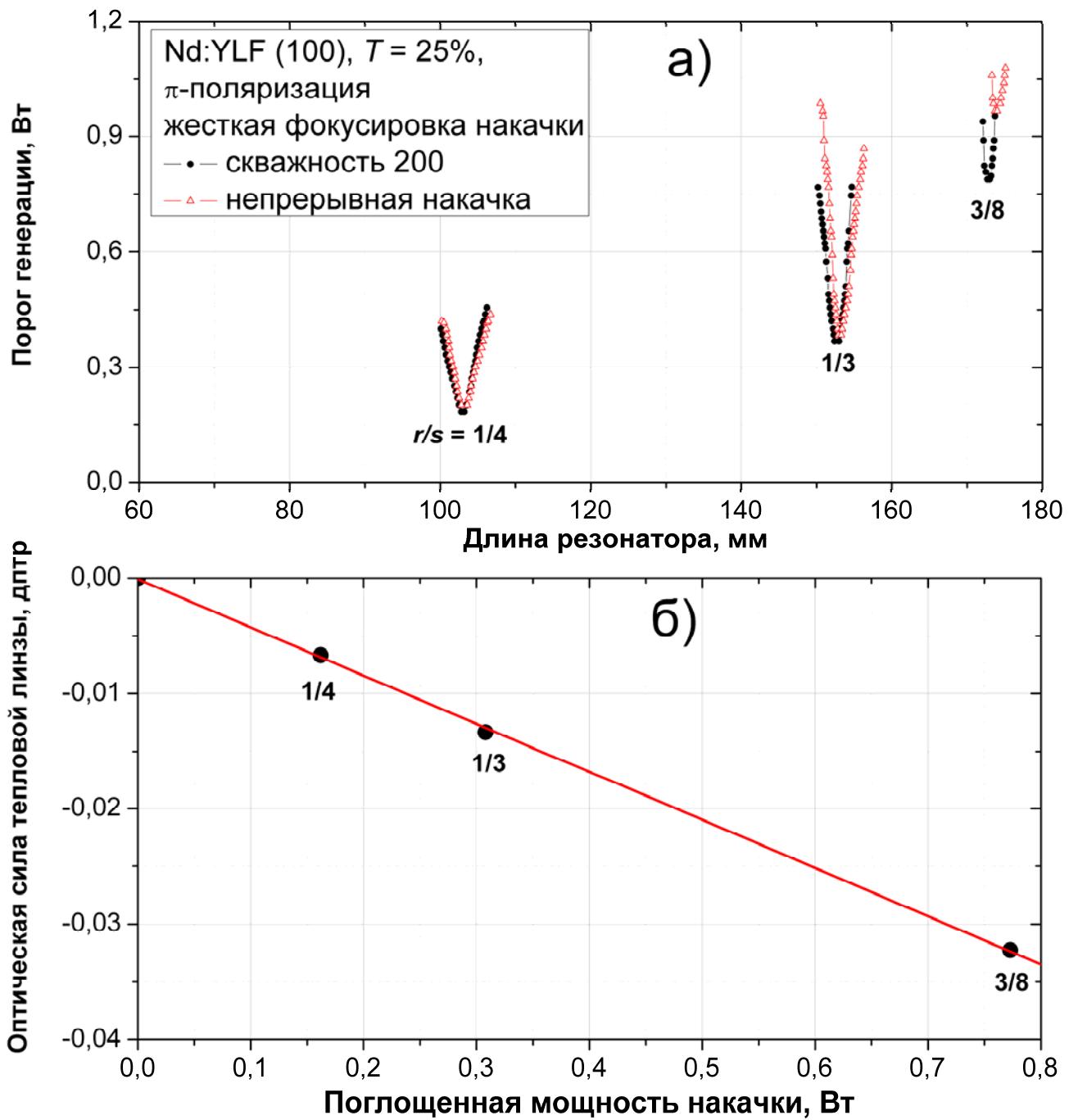


Рис. 3.14 – Изменения положения локальных минимумов порога генерации, соответствующих критическим конфигурациям  $r/s = 1/4, 1/3, 3/8$ , при включенном механическом прерывателе и при непрерывной накачке (а) и соответствующая вычисленная зависимости оптической силы линзы (б).

Результаты измерений зависимостей оптической силы тепловой линзы от поглощенной мощности накачки в случае жесткой фокусировки для исследуемых активных сред приведены на рис. 3.15.

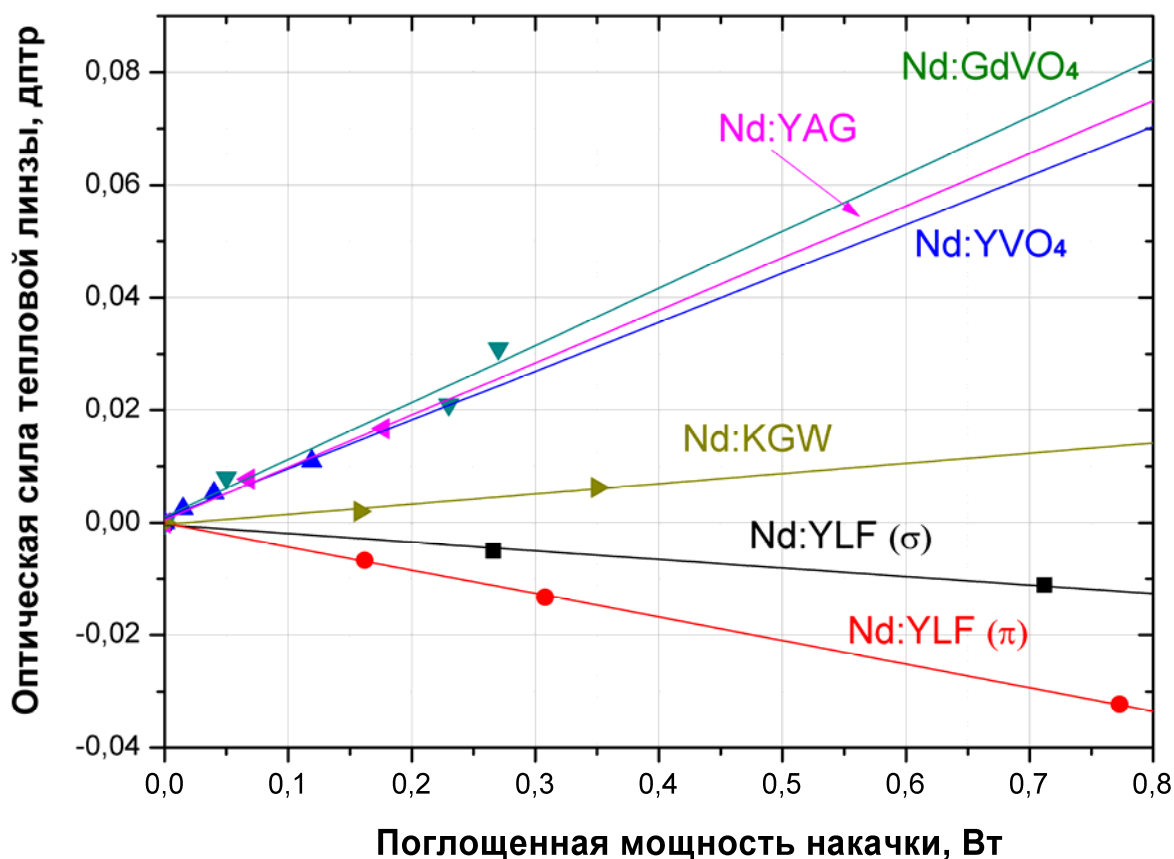


Рис. 3.15 – Зависимость оптической силы тепловой линзы от поглощенной мощности накачки для исследуемых активных сред.

Подводя краткий итог, отметим, что был предложен метод оценки оптической силы тепловой линзы в АЭ при продольной накачке на основе измерения зависимости порога генерации от длины резонатора вблизи его критических конфигураций.

### § 3.4 Выводы к главе 3

1. Разработана экспериментальная методика исследования особенностей синхронизации поперечных мод на основе измерения порога генерации в критических конфигурациях лазеров с продольной накачкой. Показано, что в области синхронизации поперечных мод происходит снижение порога генерации лазеров вследствие увеличения эффективного усиления за счёт лучшего пространственного согласования формируемой моды с накачкой.

Области снижения порога генерации, обусловленного синхронизацией поперечных мод, расширяются с увеличением резонаторных потерь, число этих областей увеличивается с уменьшением радиуса пятна накачки.

2. При продольной накачке узким пучком ход зависимостей порога генерации от длины резонатора индивидуален для исследованных лазеров на основе широко используемых активных сред (кристаллы Nd:YLF, Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub>, Nd:KGW, Nd:YAG, Nd:GGG, керамика Nd:YAG и Nd-стекло марки КНФС). При этом локальные минимумы порога генерации при синхронизации поперечных мод с высокой степенью точности соответствуют рассчитанным методом матричной оптики конфигурациям резонатора, удовлетворяющим условию вырождения мод по частоте.
3. В области критических конфигураций для лазеров с активными элементами на основе кристаллов Nd:YAG, Nd:GGG, керамики Nd:YAG и Nd-стекла марки КНФС наблюдаются скачки порога генерации при уменьшении длины резонатора от конфигураций, соответствующих условию вырождения мод по частоте.
4. Предложен способ идентификации критических конфигураций в условиях меняющейся тепловой нагрузки по зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора.

## ГЛАВА 4. ДВУХЧАСТОТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В Nd:YLF-ЛАЗЕРАХ С ПРОДОЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Обсуждается реализованный экспериментально способ генерации двухчастотного излучения. Показано, что при использовании анизотропного плоско-выпуклого кристалла Nd:YLF (100) различие фокусных расстояний для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций (длина волны излучения 1,047 и 1,053 мкм соответственно) приводит к тому, что резкое снижение порога генерации, обусловленное синхронизацией поперечных мод, для каждой длины волны наблюдается при разных длинах резонатора. Это свойство используется для выравнивания усиления для двух длин волн 1,047 и 1,053 мкм с помощью подстройки длины резонатора, что приводит к двухчастотной генерации.

Изучены условия получения двухчастотного режима генерации в лазере с плоскопараллельным активным элементом Nd:YLF вследствие обнаруженного явления скачка пороговой мощности накачки при отстройке от критических конфигураций ( $r/s = 1/4, 1/3$ ) по длине резонатора. Сконструирован двухчастотный лазер с акустооптической модуляцией добротности.

Основное содержание главы опубликовано в работах [108, 109].

### **§ 4.1 Механизм двухчастотной генерации лазера, работающего в непрерывном режиме, с плоско-выпуклым активным элементом**

Обнаруженные особенности поведения порога мощности накачки в области критических конфигураций дают дополнительные возможности для управления лазерной генерации. Известно, что формула для фокусного расстояния тонкой плоско-выпуклой линзы имеет вид:

$$F = \frac{r}{n-1}, \quad (4.1)$$

где  $r$  – радиус кривизны поверхности,  $n$  – коэффициент преломления материала линзы. Из-за двулучепреломления в кристалле Nd:YLF плоско-выпуклый АЭ на

основе данной среды представлял собой бифокальную линзу, фокусное расстояние которой различно для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций (1,047 и 1,053 мкм соответственно), так как им соответствуют разные коэффициенты преломления:  $n_o$  и  $n_e$ . Впервые такая ординарная поляризационная линза была, согласно работе [110], предложена Е.С. Федоровым. Подробное описание действия такой линзы, применяемой в оптико-электронных системах, представлено в работе [111].

В условиях продольной накачки узким пучком использование такого двулучепреломляющего АЭ должно приводить к различию длин резонатора, соответствующих критическим конфигурациям для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций. Данное свойство поясняется на схематическом графике зависимостей пороговой мощности накачки от длины резонатора Nd:YLF-лазера вблизи, например, полуконфокальной конфигурации ( $r/s = 1/4$ ), рис. 4.1. Если в резонатор лазера с плоско-выпуклым АЭ поместить пластинку под углом Брюстера для  $\pi$ -поляризации, тогда будет регистрироваться кривая, изображенная красным цветом. Если поместить пластинку под углом Брюстера для  $\sigma$ -поляризации, то – кривая синего цвета, лежащая в целом выше, так как сечение усиления для  $\pi$ -поляризации в 1,5 раза больше, чем для  $\sigma$ -поляризации в кристалле Nd:YLF [94]. Следует отметить, что положения локальных минимумов порога генерации будут соответствовать различным длинам резонатора (расщепление критических конфигураций). Если убрать пластинку из резонатора, то будет регистрироваться кривая, обозначенная сплошной линией. В области пересечения красной и синей линий происходит выравнивание эффективных усилений для двух поляризаций, что должно приводить к двухчастотной генерации. В области между пересечениями двух линий должно происходить переключение генерации на  $\sigma$ -поляризацию (1,053 мкм).



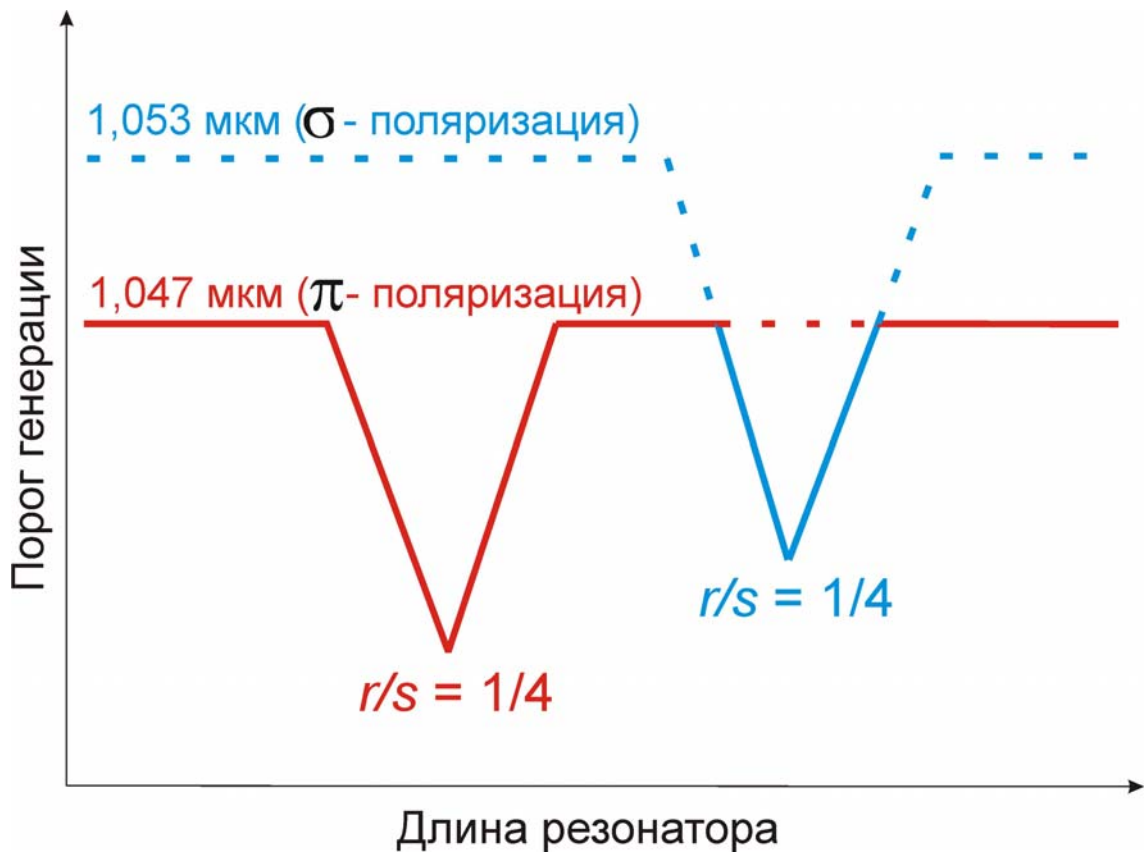


Рис. 4.1 – Схематический график зависимостей порога генерации от длины резонатора, поясняющий расщепление критических конфигураций вследствие бифокальности анизотропного плоско-выпуклого активного элемента.

Из выше сказанного следует, что появляется возможность управлять поляризацией и соответственно длиной волны излучения, изменяя длину резонатора такого лазера. Отметим, что именно бифокальность АЭ, а не разность оптических путей для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций вследствие анизотропии АЭ, вносит основной вклад в различие длин резонатора, соответствующих критическим конфигурациям для длин волн 1,047 и 1,053 мкм. Как показывает простой расчет (2.1), полуконфокальные конфигурации резонатора исследуемого лазера для длин волн 1,047 и 1,053 мкм разнесены по длине на 3,1 мм. Вклад в данную разность, обусловленный различием оптических путей в АЭ для соответствующих длин волн, составляет не более 0,2 мм. Следует также отметить, что различие положения провалов порога генерации в критических конфигурациях резонатора для длин волн 1,047 и 1,053 мкм может и не проявляться в зависимостях пороговой мощности от длины резонатора, так как

уменьшение порога генерации при синхронизации поперечных мод зависит от радиуса пучка накачки. Чем меньше радиус пучка накачки, тем меньше порог генерации при синхронизации поперечных мод, рис. 3.2. Поэтому для получения двухчастотного режима генерации с плоско-выпуклым АЭ необходима продольная накачка узким пучком с большим значением  $\xi$ .

На рис. 4.2 представлена схема экспериментальной установки.

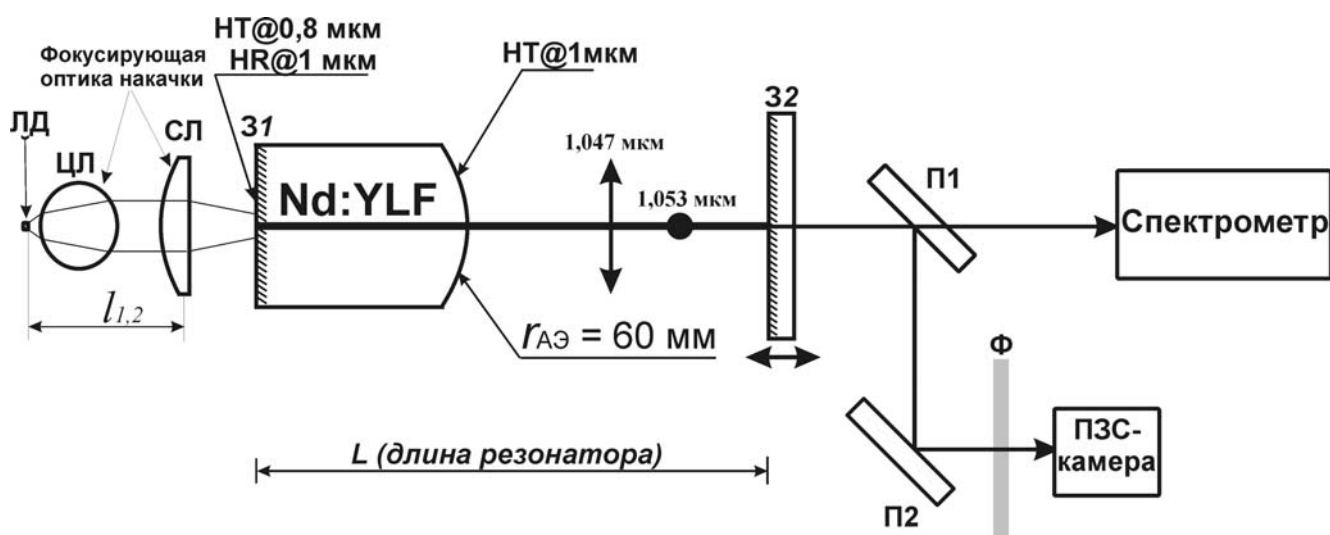


Рис. 4.2 – Схема экспериментальной установки: ЛД – лазерный диод, ЦЛ – цилиндрическая линза, СЛ – сферическая линза, АЭ – активный элемент, 31 и 32 – зеркала резонатора, П1 и П2 – плоскопараллельные пластины, Ф – светофильтры,  $HT@\lambda$  и  $HR@\lambda$  – высокое пропускание и отражение для длины волны  $\lambda$  соответственно.

Резонатор лазера образован двумя зеркалами 31 и 32. Зеркало 31, глухое для длины волны генерации и просветленное для длины волны накачки, было нанесено на плоскую сторону АЭ. Противоположная сторона АЭ – сферическая, на нее нанесено просветляющее покрытие для длины волны генерации. Параметры АЭ указаны в таблице 2.1. Плоское выходное зеркало 32 с коэффициентом пропускания  $T = 8\%$  и просветленной внешней гранью устанавливалось на трансляционный столик с шаговым двигателем, что позволяло изменять длину резонатора. Минимальный шаг перемещения используемого транслятора составлял 2,5 мкм. Для определения начала генерации лазера использовалась ПЗС-камера THORLABS VC106-VIS с

динамическим диапазоном  $\sim 10^3$  и размерами пикселя  $6,45 \times 6,45$  мкм, установленная на расстоянии  $\sim 30$  см от ЗЛ. По измеренной заранее зависимости мощности ЛД от тока накачки определялась пороговая мощность накачки твердотельного лазера. Ослабление мощности излучения, падающего на ПЗС-камеру, осуществлялось светофильтрами Ф и за счет отражения от поверхностей плоскопараллельных пластин П1 и П2. Излучение ЛД фокусировалось в АЭ оптической системой, состоящей из сферической линзы СЛ и цилиндрической линзы ЦЛ (подробное описание см. в § 2.1). Положение СЛ изменялось в поперечном направлении относительно оси резонатора при помощи двух взаимно перпендикулярных микрометрических винтов. Получение пространственного распределения излучения, которое регистрировалось ПЗС-камерой, близкого к гауссовому, вне критических конфигураций свидетельствовало о совмещении пучка накачки и оси резонатора при юстировке СЛ микрометрическими винтами. Независимо от этого, о совмещении пучка накачки и оси резонатора свидетельствует достижение минимального порога генерации. В экспериментах использовалась жесткая ( $\rho_n \approx 60$  мкм) и мягкая фокусировки ( $\rho_n \approx 125$  мкм) накачки. Направление поляризации излучения ЛД совпадало с направлением  $\pi$ -поляризации.

В экспериментах определялась зависимость пороговой мощности накачки от длины резонатора. Измерения проводились вблизи критических конфигураций резонатора, определяемых значениями дроби  $r/s = 1/4, 1/3, 3/8, 2/5$ .

На рис. 4.3 представлены зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора Nd:YLF-лазера в областях критических конфигураций для  $r/s = 1/4, 1/3$  при жесткой ( $\xi = 3,3$  и  $4,4$  соответственно) и мягкой ( $\xi = 1,6$  и  $2,1$  соответственно) фокусировках накачки.

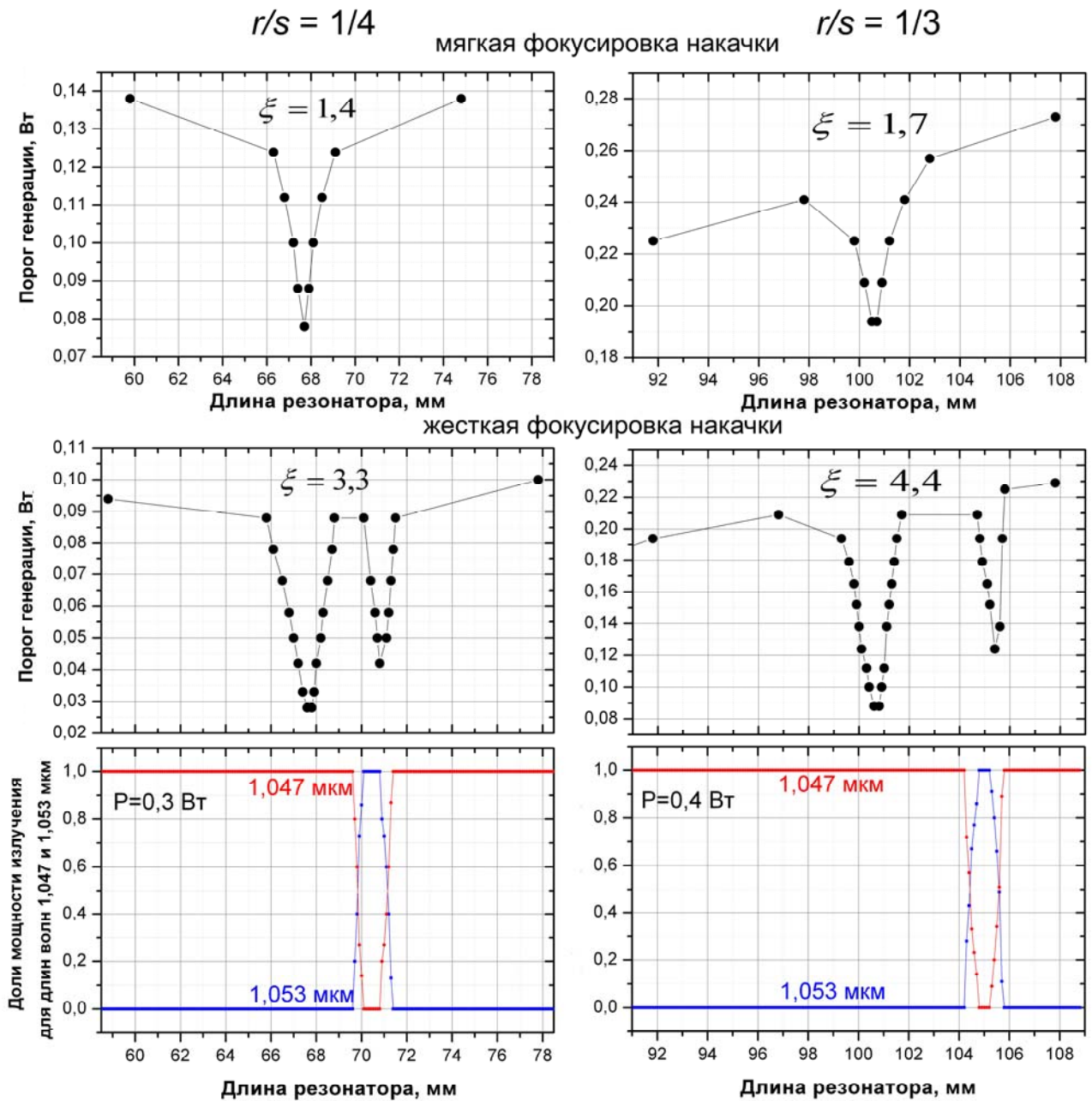


Рис. 4.3 – Зависимости порога генерации и доли мощности излучения на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм от длины резонатора Nd:YLF-лазера с плоско-выпуклым активным элементом вблизи критических конфигураций  $r/s = 1/4, 1/3$  при жёсткой и мягкой фокусировках накачки.

В условиях жёсткой фокусировки накачки наблюдались парные провалы порога генерации, соответствующие критической конфигурации резонатора для длин волн 1,047 и 1,053 мкм (расщепление критических конфигураций). При мягкой фокусировке значение величины локальных минимумов пороговой мощности накачки при синхронизации поперечных мод становятся больше,

поэтому провалы наблюдаются только для длины волны 1,047 мкм и, соответственно, не наблюдается появление генерации на длине волны 1,053 мкм. На нижних рисунках представлены доли мощности излучения на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм в генерируемом излучении при мощности накачки 0,3 Вт ( $r/s = 1/4$ ) и 0,4 Вт ( $r/s = 1/3$ ) при жесткой фокусировке излучения накачки. Отметим, что область, в которой происходит переключение на длину волны 1,053 мкм (нижние графики), смещена в сторону уменьшения длины резонатора относительно положения локального минимума порога генерации для  $\sigma$ -поляризации, что объясняется влиянием тепловой линзы в АЭ.

Расчетные и экспериментальные значения длин резонатора различных критических конфигураций ( $r/s$ ) для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций (длины волн 1,047 и 1,053 мкм соответственно) и значения ширины областей генерации на длине волны 1,053 мкм при незначительном превышении мощности накачки над порогом приведены в таблице 4.1. Экспериментальные значения  $L_3$  находятся в хорошем соответствии с расчётными значениями  $L_p$ .

Таблица 4.1. Расчетные и экспериментальные значения длин резонатора различных критических конфигураций ( $r/s$ ) для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций (1,047 и 1,053 мкм соответственно) и ширина областей генерации на длине волны 1,053 мкм при незначительном превышении пороговой мощности накачки.

$r/s$	$g_1 g_2$	Расчетные значения		Экспериментальные значения		Ширина области генерации 1,053 мкм, мм
		$L_p(1,047)$ , мм	$L_p(1,053)$ , мм	$L_3(1,047)$ , мм	$L_3(1,053)$ , мм	
1/4	0,5	67,7	70,8	67,8	70,8	2,8
1/3	0,25	100,7	105,4	100,7	105,3	1,8
3/8	0,146	114,3	119,7	114,2	119,7	0,9
2/5	0,095	121,1	126,7	121,0	126,6	0,5

При увеличении мощности накачки доля мощности излучения на длине волны 1,053 мкм снижается, при дальнейшем увеличении мощности накачки

генерация на длине волны 1,053 мкм не наблюдается. Зависимости долей мощности излучения на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм от длины резонатора вблизи полуконфокальной конфигурации ( $r/s = 1/4$ ) при мощности накачки 2 Вт (суммарная выходная мощность около 0,5 Вт) представлены на рис. 4.4.

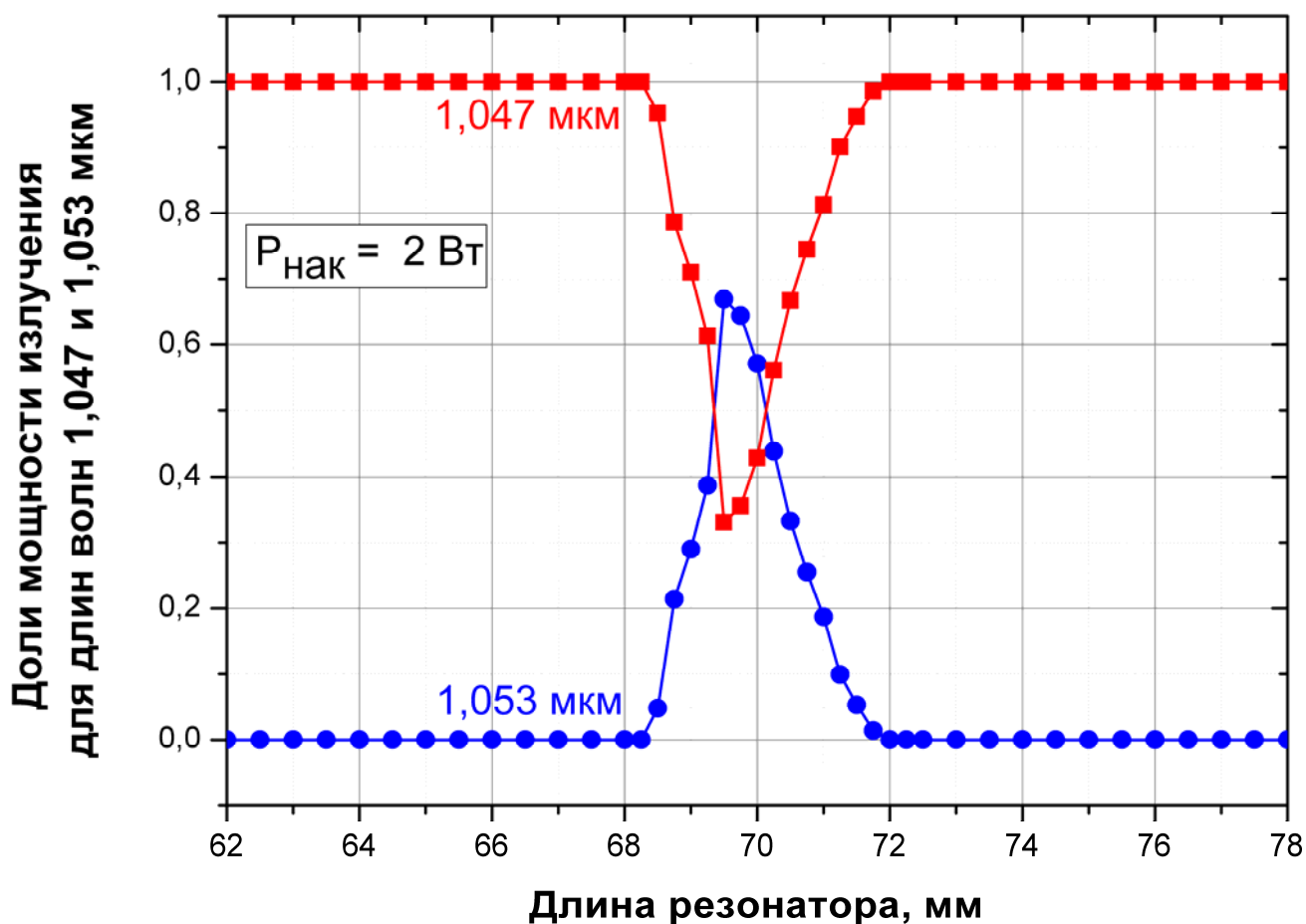


Рис. 4.4 – Доля мощности излучения на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм вблизи полуконфокальной конфигурации ( $r/s = 1/4$ ) при мощности накачки 2 Вт.

На рис. 4.5 представлены профили генерируемого двухчастотного излучения, соответствующие ортогонально-поляризованным длинам волн 1,047 (а) и 1,053 мкм (б) при приблизительно равном соотношении их мощностей (по  $\sim 0,25$  Вт) в выходном излучении лазера с длиной резонатора 69,3 мм.

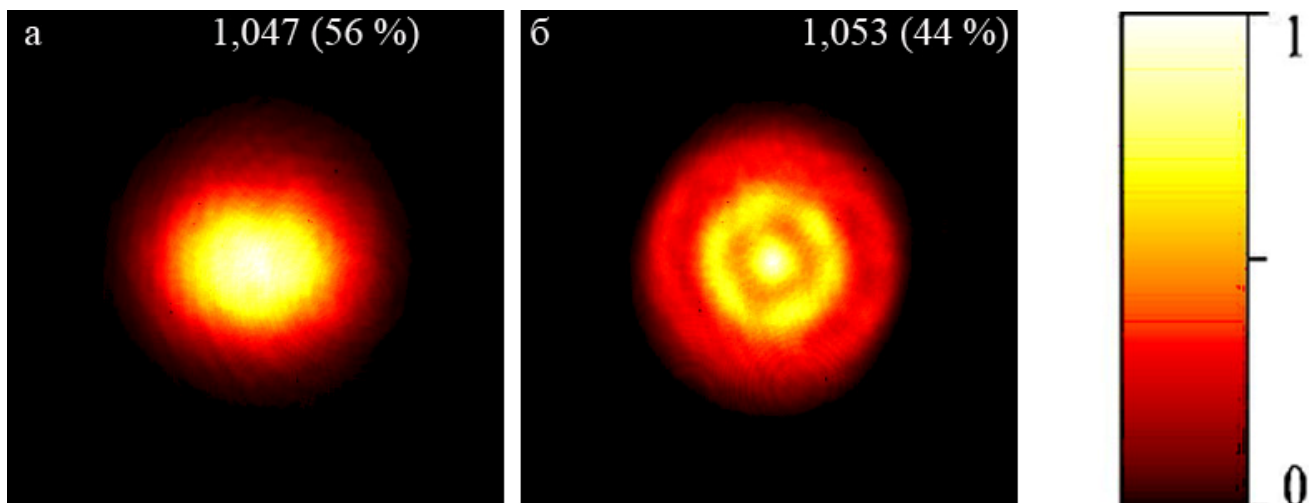


Рис. 4.5 – Профили генерируемого излучения, соответствующие длинам волн 1,047 (а) и 1,053 мкм (б). В скобках указан процент мощности излучения в генерируемом пучке.

Для доказательства одновременности двухчастотной генерации проведен эксперимент, аналогичный использованному в работе [83]. Схема эксперимента представлена на рис. 4.6. Излучение двухчастотного лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 20 см в кристалл КТР размерами  $1,5 \times 1,5 \times 5$  мм с *ооо*-синхронизмом для преобразования во вторую гармонику. Угол между оптической осью кристалла и поляризациями волн лазерного излучения составлял  $45^\circ$ . Светофильтры Ф использовались для подавления генерируемого лазером излучения, прошедшего через нелинейный кристалл. В экспериментах нелинейный кристалл каждый раз устанавливался под таким углом к падающему лазерному излучению, чтобы поочередно обеспечить максимальный синхронизм для генерации второй гармоники для длин волн 1,047 и 1,053 мкм, а также их суммарной частоты. Спектр преобразованного нелинейным кристаллом излучения лазера регистрировался волоконным спектрометром Avantes AvaSpec-2048 с разрешением 0,2 нм.

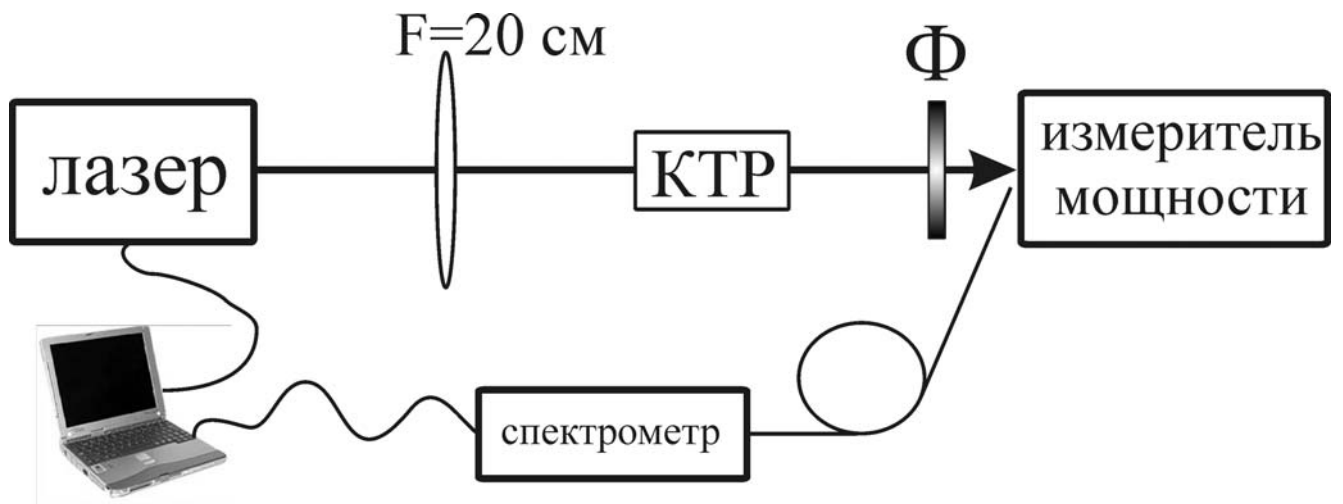


Рис. 4.6 – Схема эксперимента по исследованию второй и суммарной гармоник двухчастотного лазерного излучения.

Результаты эксперимента представлены на рис. 4.7. Зафиксированы спектры вторых и суммарных гармоник двухчастотного излучения лазера. Зарегистрированная суммарная частота для длин волн 1,047 и 1,053 мкм подтверждает одновременность генерации на двух длинах волн.

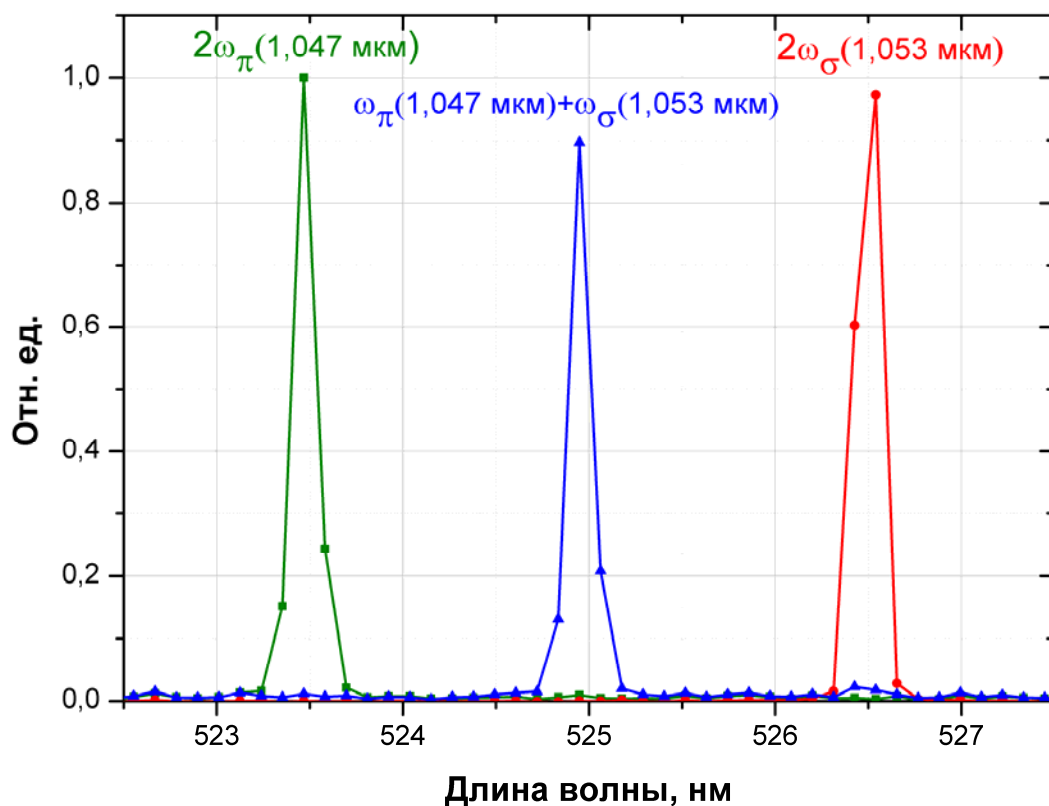


Рис. 4.7 – Спектр излучения при генерации вторых гармоник и суммарной частоты.



## § 4.2 Двухчастотная генерация лазера, работающего в непрерывном режиме, с плоскопараллельным активным элементом

Для получения двухчастотной генерации в Nd:YLF-лазерах в условиях продольной накачки повышенной мощности (более 2 Вт) изучалась возможность использования плоскопараллельного АЭ для достижения поставленной цели. Предполагалось, что различие оптической силы тепловой линзы АЭ для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций приведет при увеличении мощности накачки к существенному различию длин резонатора, соответствующих критическим конфигурациям для длин волн 1,047 и 1,053 мкм. Схема экспериментальной установки по изучению условий двухчастотной генерации в лазере с плоскопараллельным АЭ на основе кристалла Nd:YLF (100) приведена на рис. 4.8.

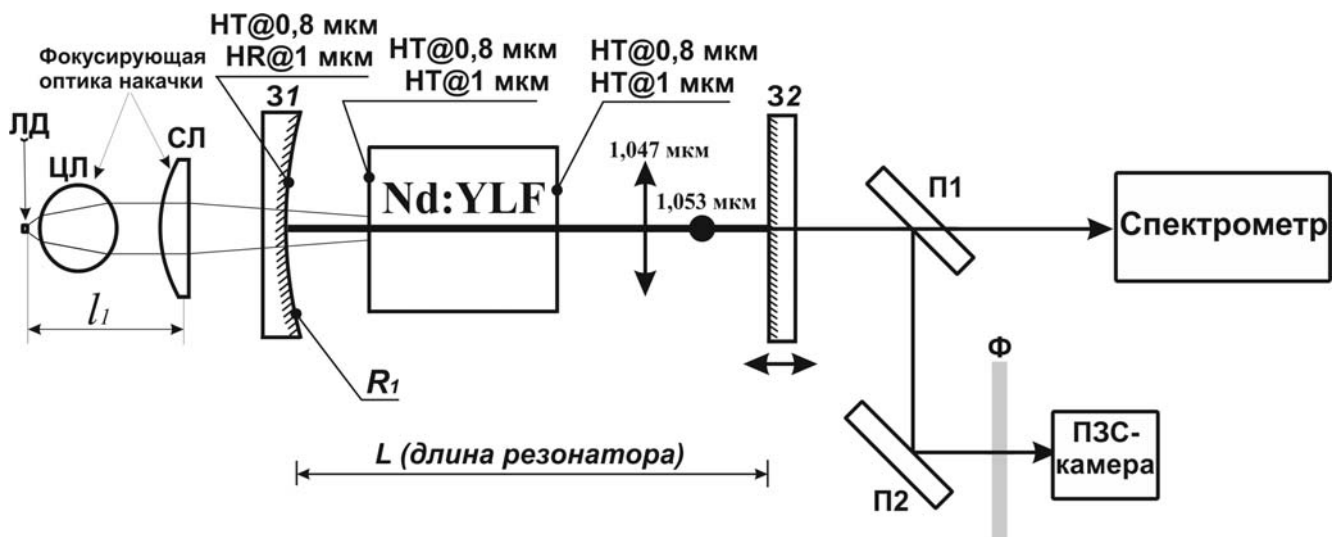


Рис. 4.8 – Схема экспериментальной установки: ЛД – лазерный диод, ЦЛ – цилиндрическая линза, СЛ – сферическая линза, АЭ – активный элемент, 31 и 32 – зеркала резонатора, П1 и П2 – плоскопараллельные пластины,  $\Phi$  – светофильтры, НТ@ $\lambda$  и НР@ $\lambda$  – высокое пропускание и отражение для длины волны  $\lambda$  соответственно.

Резонатор лазера образован двумя зеркалами 31 и 32. Зеркало 31, глухое для длины волны генерации и просветленное для длины волны накачки, было нанесено на подложку с радиусом кривизны  $R_1 = 200$  мм. В качестве АЭ использовался плоскопараллельный кристалл Nd:YLF (100) с просветленными для длин волн накачки и генерации гранями. Параметры АЭ указаны в

таблице 2.3. Плоское выходное зеркало 32 с коэффициентами пропускания  $T = 25\%$  и просветленной внешней гранью устанавливалось на трансляционный столик с шаговым двигателем, что позволяло изменять длину резонатора. Минимальный шаг перемещения используемого транслятора составлял 2,5 мкм. Для определения начала генерации лазера использовалась ПЗС-камера THORLABS BC106-VIS с динамическим диапазоном  $\sim 10^3$  и размерами пикселя  $6,45 \times 6,45$  мкм, установленная на расстоянии  $\sim 30$  см от 31. По измеренной заранее зависимости мощности ЛД от тока накачки определялась пороговая мощность накачки твердотельного лазера. Ослабление мощности излучения, падающего на ПЗС-камеру, осуществлялось светофильтрами Ф и за счет отражения от поверхностей плоскопараллельных пластин П1 и П2. Излучение ЛД фокусировалось в АЭ оптической системой, состоящей из сферической линзы СЛ и цилиндрической линзы ЦЛ (подробное описание см. в § 2.1). Положение СЛ изменялось в поперечном направлении относительно оси резонатора при помощи двух взаимно перпендикулярных микрометрических винтов. Получение пространственного распределения излучения, которое регистрировалось ПЗС-камерой, близкого к гауссовому, вне критических конфигураций свидетельствовало о совмещении пучка накачки и оси резонатора при юстировке СЛ микрометрическими винтами. Независимо от этого, о совмещении пучка накачки и оси резонатора свидетельствует достижение минимального порога генерации. В экспериментах использовалась жесткая фокусировка накачки. Направление поляризации излучения ЛД совпадало с направлением  $\pi$ -поляризации.

В экспериментах изучалась зависимость пороговой мощности накачки для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций излучения от длины резонатора Nd:YLF-лазера с высоким коэффициентом пропускания выходного зеркала  $T = 25\%$ . Для этого в резонатор лазера поочередно устанавливалась плоскопараллельная пластинка под углом Брюстера для соответствующей длины волны генерации. Обнаружено, что при непрерывной накачке увеличение длины резонатора от критических конфигураций  $r/s = 1/4$ ;  $1/3$  сопровождается появлением скачка порога генерации

для длины волны 1,047 мкм, который может достигать порога генерации для длины волны 1,053 мкм, рис. 4.9-а. При использовании импульсного режима накачки со скажностью 2 и более скачок порога генерации пропал. Приходим к выводу, что амплитуда скачка порога генерации зависит от оптической силы тепловой линзы АЭ. При мощности накачки 1,5 Вт и более зафиксировано переключение длины волны генерации 1,047 на 1,053 мкм при изменении длины резонатора в области пересечения порогов двух длин волн без использования плоскопараллельной пластины в резонаторе (рис. 4.9-б). При использовании импульсного режима накачки со скажностью 2 и более скачок порога генерации не наблюдался (рис. 4.9-а), и при изменении длины резонатора в области устойчивости генерировалась только  $\pi$ -поляризация в широком интервале мощностей накачки.

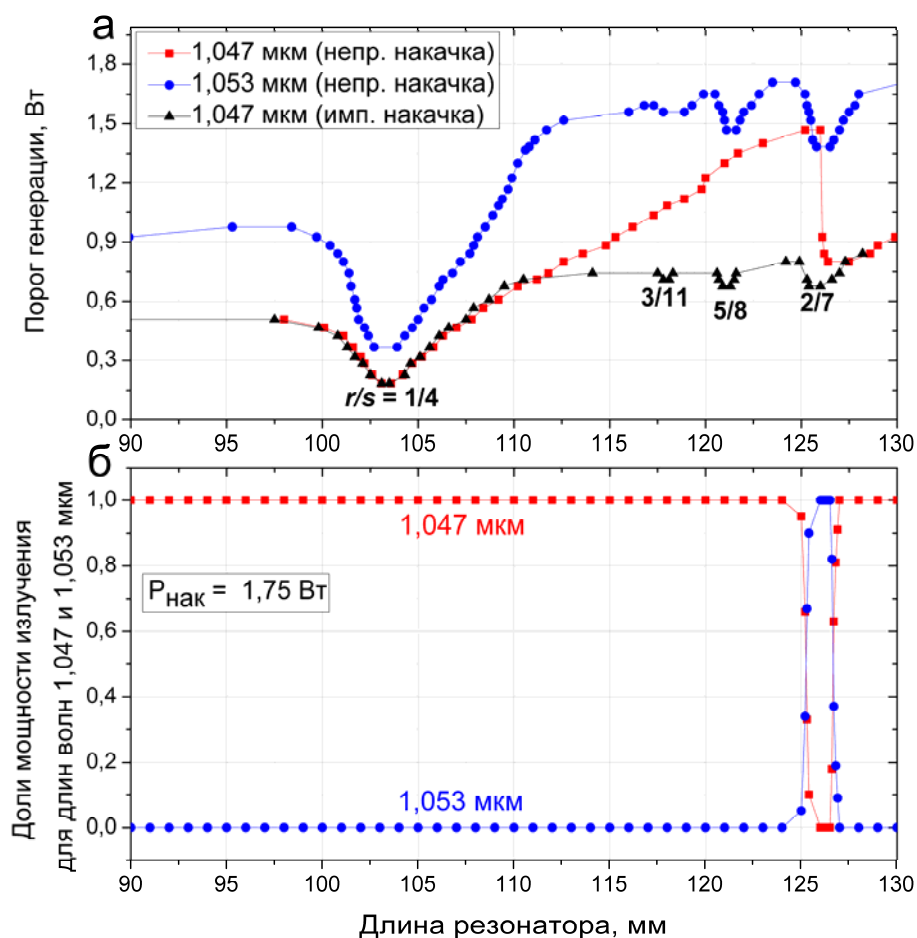


Рис. 4.9 – Зависимости порога генерации (а) и доли мощности излучения на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм (б) при мощности накачки 1,75 Вт от длины резонатора Nd:YLF-лазера с плоскопараллельным активным элементом при жесткой фокусировке накачки.

Путем подбора соответствующей длины резонатора удалось добиться выравнивания усиления на ортогонально-поляризованных длинах волн 1,047 и 1,053 мкм. Суммарная выходная мощность составила 1,5 Вт при мощности накачки 5 Вт и длине резонатора около 124 мм.

Была проверена одновременность генерации на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм по изучению спектра при пропускании лазерного излучения через нелинейный кристалл. Схема эксперимента приведена на рис. 4.6. Результаты эксперимента представлены на рис. 4.10. Зафиксированы спектры вторых и суммарных гармоник двухчастотного излучения лазера. Зарегистрированная суммарная частота для длин волн 1,047 и 1,053 мкм, подтверждает одновременность генерации на двух длинах волн.

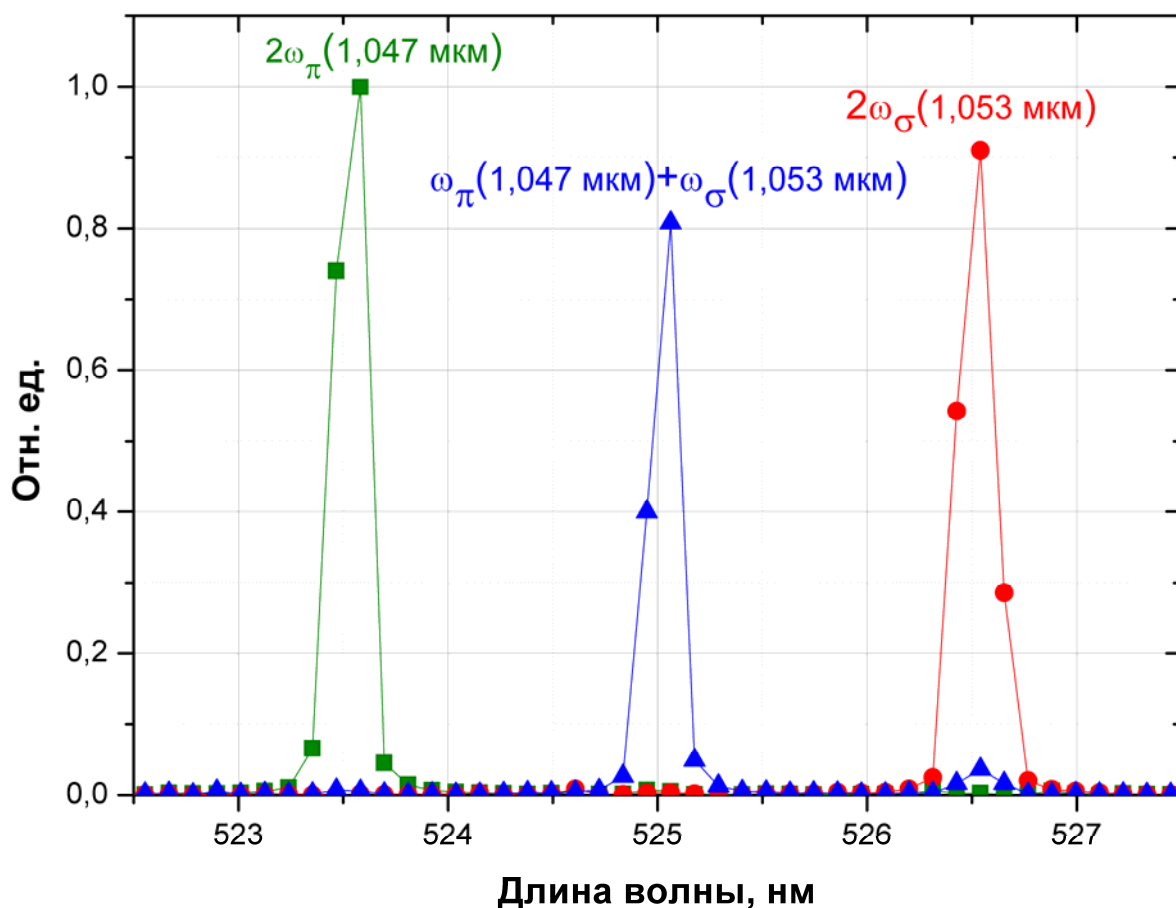


Рис. 4.10 – Спектр излучения при генерации вторых гармоник и суммарной частоты.

Таким образом, в лазере с плоскопараллельным АЭ на основе кристалла Nd:YLF (100) вблизи критических конфигураций обнаружен эффект скачка

порога генерации, используемый для получения двухчастотной генерации на ортогонально поляризованных длинах волн 1,047 и 1,053 мкм. Генерируемая мощность двухчастотного излучения в случае плоскопараллельного АЭ была больше, чем в случае плоско-выпуклого АЭ.

#### **§ 4.3 Двухчастотная генерация лазера с плоскопараллельным активным элементом в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором**

Двухчастотная генерация в Nd:YLF-лазере была получена не только в непрерывном режиме, но и в режиме модуляции добротности. В резонатор лазера, схема которого приведена на рис. 4.8, помещался акустооптический затвор (АОЗ) MZ-308. АОЗ использовался для модуляции добротности. Он располагался на расстоянии 32 мм от АЭ. Его длина составляла 20 мм, эффективность дифракции – 60%. Для управления затвором использовался высокочастотный генератор (80 МГц) мощностью 8 Вт. Радиус кривизны сферического зеркала составлял  $R_1 = 120$  мм. Использовалась жесткая фокусировка накачки.

Регистрация временных параметров наносекундных импульсов осуществлялась быстродействующим фотодиодом ФД-256 и осциллографом Tektronix TDS 4032 с полосой пропускания 350 МГц. При частоте модуляции АОЗ 7 кГц путем выбора соответствующей конфигурации резонатора удалось получить устойчивую двухчастотную генерацию гигантских импульсов длительностью 13 нс, совмещенных во времени, рис. 4.11. Отметим, что тонкая подстройка выравнивания усилений на двух длинах волн осуществлялась изменением уровня мощности накачки. Средняя суммарная выходная мощность составила 1,4 Вт при мощности накачки более 5,5 Вт. Пиковая мощность в каждом импульсе составила 7,5 кВт.

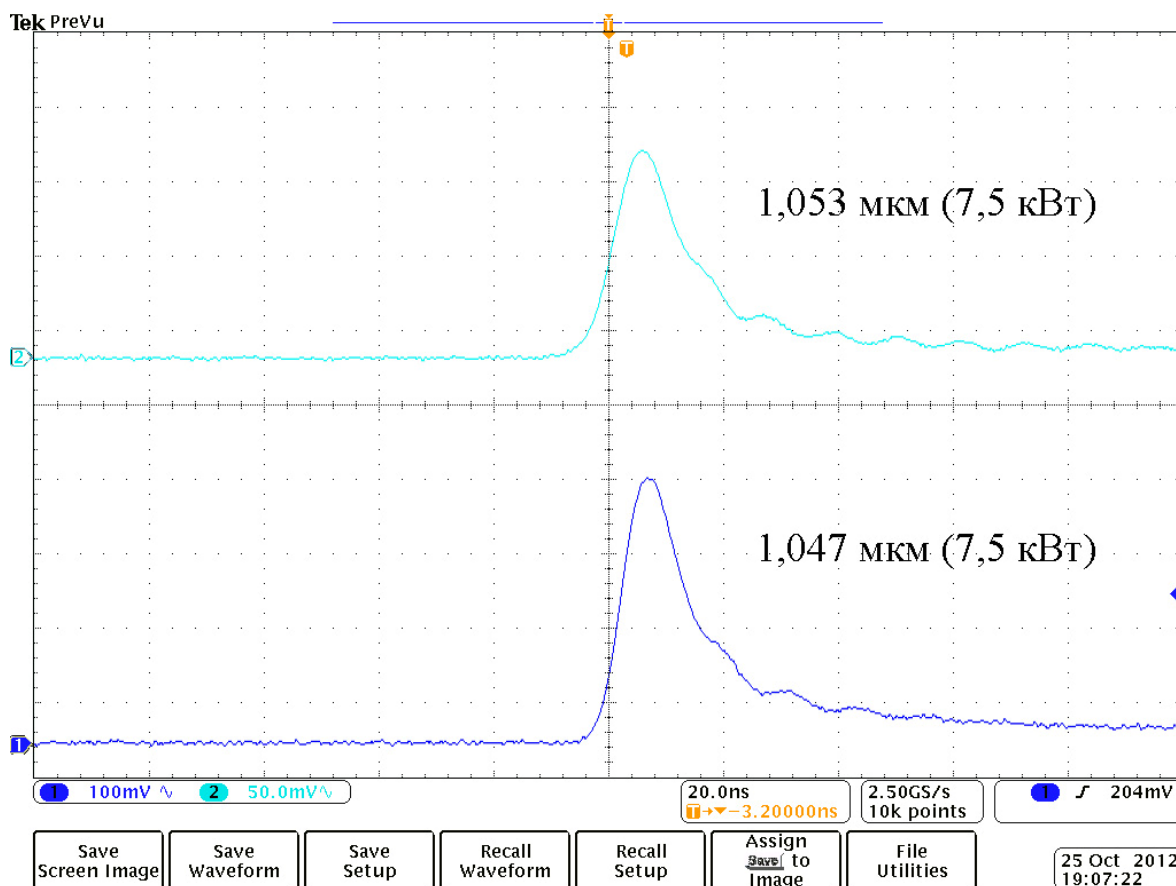


Рис. 4.11 – Осциллограмма длительности импульсов в режиме двухчастотной генерации.

На рис. 4.12 представлены профили генерируемого двухчастотного излучения, соответствующие длинам волн 1,047 (а) и 1,053 мкм (б).

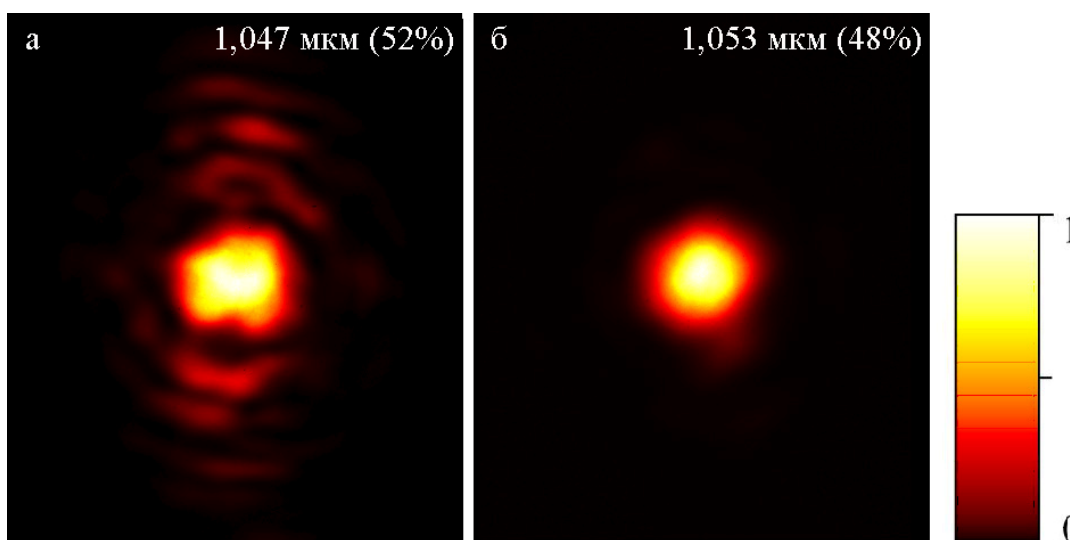


Рис. 4.12 – Профили генерируемого излучения, соответствующие длинам волн 1,047 (а) и 1,053 мкм (б). В скобках указана доля мощности излучения в генерируемом пучке.

В отличие от работ [83, 93, 97], в которых авторам удалось получить двухчастотную генерацию с использованием различных схем внутриврезонаторной селекции, в настоящей работе получена устойчивая двухчастотная генерация на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм при использовании продольной накачки узким пучком путем выбора нужной длины резонатора.

С помощью сконструированного двухчастотного Nd:YLF-лазера, работающего в режиме модуляции добротности, с плоскопараллельным АЭ получена генерация на разностной частоте 1,64 ТГц с использованием нелинейного кристалла GaSe [112].

#### § 4.4 Выводы к главе 4

1. Предложен и реализован на практике новый способ генерации двухчастотного излучения Nd:YLF-лазера с продольной накачкой. Способ основан на применении бифокального плоско-выпуклого активного элемента, использование которого приводит к пространственному расщеплению областей синхронизации поперечных мод для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций и дает возможность выровнять усиления для длин волн 1,047 и 1,053 мкм изменением длины резонатора.
2. Экспериментально обнаружено явление скачкообразного роста порога генерации для  $\pi$ -поляризации (1,047 мкм) при увеличении длины резонатора Nd:YLF-лазера от областей синхронизации поперечных мод в условиях повышения непрерывной плотности мощности продольной лазерной диодной накачки.
3. Эффект скачкообразного роста порога генерации использован для получения непрерывной двухчастотной генерации вблизи конфигурации резонатора  $r/s = 1/4$  в Nd:YLF-лазере при продольной лазерной диодной накачке с плоскопараллельным активным элементом.

4. Получена одновременная двухчастотная генерация в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором в Nd:YLF-лазере с плоскопараллельным активным элементом при продольной лазерной диодной накачке. Лазер генерирует гигантские импульсы на длинах волн 1,047 мкм и 1,053 мкм длительностью 13 нс с пиковой мощностью более 7,5 кВт.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе теоретически и экспериментально исследованы генерационные характеристики и двухчастотный режим при синхронизации поперечных мод. Эксперименты проводились на созданной диссертантом установке, обеспечивающей работу компактных твердотельных лазеров непрерывного и импульсно-периодического действия с продольной лазерной диодной накачкой.

Ниже перечислены полученные **основные результаты**.

1. Сравнительный анализ показал, что в области синхронизации поперечных мод пространственные структуры непрерывно генерируемого излучения для лазеров с активными элементами на основе распространенных сред имеют индивидуальные особенности. Наилучшим образом соотносится с полученными ранее результатами расчетами пространственная структура генерируемого излучения Nd:YLF-лазера.
2. В компактных твердотельных лазерах с продольной накачкой, резонаторы которых соответствуют нечетным значениям знаменателя дробей, описывающих условия вырождения мод по частоте, использование акустооптического затвора, расположенного около выходного зеркала, позволяет получить при синхронизации поперечных мод эффективную генерацию гигантских импульсов с пространственной структурой излучения на выходном зеркале в виде узкого (по отношению к диаметру нулевой моды пустого резонатора) приосевого пика на фоне широко пьедестала. Найдены конфигурации резонатора Nd:YLF-лазера, в которых генерируется излучение с высокими пространственным качеством ( $M^2 < 1,1$ ) и временной стабильностью импульсов длительностью до 6 нс и энергией до 0,5 мДж. Проведены эксперименты по использованию такого лазера в тонкопленочных технологиях: получены отверстия диаметром 20 мкм в кремниевой пластине толщиной 200 мкм.

3. Разработана методика исследования особенностей синхронизации поперечных мод на основе измерения порога генерации в критических конфигурациях лазеров с продольной накачкой. Показано, что в области синхронизации поперечных мод происходит снижение порога генерации лазеров вследствие увеличения эффективного усиления за счёт лучшего пространственного согласования формируемой моды с накачкой. Области снижения порога генерации, обусловленного синхронизацией поперечных мод, расширяются с увеличением резонаторных потерь, число этих областей увеличивается с уменьшением радиуса пятна накачки.
4. При продольной накачке узким пучком ход кривых порога генерации от длины резонатора индивидуален для исследованных лазеров на основе широко используемых активных сред (кристаллы Nd:YLF, Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub>, Nd:KGW, Nd:YAG, Nd:GGG, керамика Nd:YAG и Nd-стекло марки КНФС). При этом локальные минимумы порога генерации при синхронизации поперечных мод с высокой степенью точности соответствуют рассчитанным методом матричной оптики конфигурациям резонатора, удовлетворяющим условию вырождения мод по частоте.
5. Предложены и реализованы новые способы генерации двухчастотного излучения на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм ( $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризации соответственно) Nd:YLF-лазера с активными элементами различной геометрии при продольной накачке:
  - а) Первый способ основан на применении бифокального плоско-выпуклого активного элемента, использование которого приводит к пространственному расщеплению областей синхронизации поперечных мод для  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризаций и дает возможность выровнять их усиления изменением длины резонатора. Получена непрерывная двухчастотная генерация по 0,25 Вт на каждой из длин волн.
  - б) Второй способ основан на использовании экспериментально обнаруженного в условиях непрерывной накачки плотностью мощности более  $10^4$  Вт/см<sup>2</sup> явления скачкообразного возрастания порога генерации

для  $\pi$ -поляризации при увеличении длины резонатора лазера от областей синхронизации поперечных мод. Получена одновременная генерация гигантских импульсов на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм длительностью 13 нс с пиковой мощностью 7,5 кВт в лазере с плоскопараллельным активным элементом при модуляции добротности акустооптическим затвором.

В заключении автор выражает благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н., профессору Юрию Михайловичу Попову за предоставленную материально-техническую базу, интересную и современную тематику исследований, а также за полезные дискуссии и обсуждения. Также хочу выразить благодарность к.ф.-м.н., в.н.с. Евгению Анатольевичу Чешеву за конструктивную помощь, обучение технике эксперимента и полезные консультации. Чрезвычайно признателен научному консультанту к.ф.-м.н., в.н.с. Михаилу Валериевичу Горбункову за неоценимые советы, внимание и помощь в выстраивании вектора исследований. Отдельные слова благодарности выражаю к.ф.-м.н. Павлу Владимировичу Кострюкову за введение в проблематику исследований, предоставление созданного им комплекса программ для расчетов и постоянное внимание и заботу. Считаю долгом поблагодарить д.ф.-м.н., профессора Владимира Григорьевича Гункина за помощь в написании научных статей. Выражаю признательность к.ф.-м.н., в.н.с. Виктору Владимировичу Безотосному за предоставленные лазерные диоды и консультации по ним. Отдельные слова благодарности хотел бы выразить сотрудникам Группы полупроводниковых лазеров ФИАН за теплую дружескую и научную атмосферу в лаборатории.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Keyes R.J., Quist T.M. Injection luminescent pumping of  $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$  with GaAs diode lasers // Applied physics letters. 1964. V. 4. № 3. P. 50–52.
2. Rosenkrantz L.J. GaAs diode-pumped Nd:YAG laser // Journal of Applied Physics. 1972. V. 43. № 11. P. 4603–4605.
3. Chesler R.B., Draeger D.A. Miniature diode pumped Nd:YAG lasers // Applied Physics Letters. 1973. V. 23. P. 235–236.
4. Draeger D.A. Single diode pumped Nd:YAG laser // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1973. V. 9. P. 1146–1149.
5. Chesler R.B., Singh S. Performance model for end pumped miniature Nd:YAG lasers // Journal of Applied Physics. 1973. V. 44. P. 5441–5443.
6. Fan T.Y., Byer R.L. Diode laser-pumped solid-state lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1988. V. 24 № 6. P. 895–912.
7. Hughes D.W., Bar J.R.M. Laser diode pumped solid state lasers // Journal of Physics D: Applied Physics. 1991. V. 25. P. 563–586.
8. Кравцов Н.В. Основные тенденции развития твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой // Квантовая электроника. 2001. V. 31. № 8. P. 661–677.
9. Burns G., Nathan M.I. P-N junction lasers // Proceedings of the IEEE. 1964. V. 52. P. 770–794.
10. Безотосный В.В., Бондарев В.Ю., Крохин О.Н., Микаелян Г.Т., Олещенко В.А., Певцов В.Ф., Попов Ю.М., Чешев Е.А. Одиночные лазерные диоды спектрального диапазона 808 нм с максимальной мощностью 25 Вт // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 3. С. 241–243.
11. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. Получение состояний с отрицательной температурой в p-n переходах вырожденных полупроводников // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1961. Т. 40. № 6. С. 22–23.

12. Hall R.N., Fenner G.E., Kingsley J.D., Soltys T.J., Carlson R.O. Coherent light emission from GaAs junction // *Physical Review Letters*. 1962. V. 9. № 9. P. 366–368.
13. Zehetner J. Highly efficient diode-pumped elliptical mode Nd:YLF laser // *Optics Communications*. 1995. V. 117. P. 273–276.
14. Fujikawa S., Furuta K., Yasui K. 28% electrical-efficiency operation of a diode-side-pumped Nd:YAG rod laser // *Optics Letters*. 2001. V. 26. № 9. P. 602–604.
15. Minassian A., Thompson B., Damzen M.J. Ultrahigh-efficiency TEM<sub>00</sub> diode-side-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser // *Applied Physics B*. 2003. V. 76. P. 341–143.
16. Bollig C., Yaywaed R.A., Clarkson W.A., Hanna D.C. 2-W Ho:YAG laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm:YAG laser // *Optics Letters*. 1998. V. 23. № 22. P. 1757–1759.
17. Clarkson W.A., Hardman P.J., Hanna D.C. High-power diode-bar end-pumped Nd:YLF laser at 1.053  $\mu\text{m}$  // *Optics Letters*. 1998. V. 23. № 17. P. 1363–1635.
18. Kane T.J., Byer R.L. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser // *Optics Letters*. 1985. V. 10. № 2. P. 65–67.
19. Park J.P., Yooh T.H., Chang M.S., Lee H.W. Unidirectional single-mode Nd:YAG laser with a planar semimonolithic ring cavity // *Applied Optics*. 1999. V. 38 № 21. P. 4566–4569.
20. Richards J., McInnes A. Versatile, efficient, diode-pumped miniature slab laser // *Optics Letters*. 1995. V. 20. № 4. P. 371–373.
21. Hirano Y., Koyata Y., Yamamoto S., Kasahara K., Tajime T. 208-W TEM<sub>00</sub> operation of a diode-pumped Nd:YAG rod laser // *Optics Letters*. 1999. V. 24. № 10. P. 679–681.
22. Marshal C.D., Smith L.K, Beach R.J., Emmanuel M.A., Schaffers K.I., Skidmore J., Payne S.A., Chai B.H. Diode-pumped ytterbium-doped Sr<sub>5</sub>(PO<sub>4</sub>)<sub>3</sub>F laser performance // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1996. V. 32. №4. P. 650–656.

23. Laporta P., Brussard M. Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1991. V. 27. № 10. P. 2319–2326.
24. Sanches F., Brunel M., Ait-Ameur K. Pump saturation effects in end-pumped solid-state lasers // *Journal of the Optical Society of America B*. 1998. V. 15. № 9. P. 2390–2394.
25. Вагин Н.П., Крюков П.Г., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П., Юрьшев Н.Н. Эффективная генерация на кристалле  $MgF_2:Co$  при накачке излучением импульсного кислородно-иодного лазера // *Квантовая электроника*. 1998. Т. 25. № 4. С. 299–300.
26. Абдулсабиров Р.Ю., Кораблева С.Л., Крюков П.Г., Наумов А.К., Подмарьков Ю.П., Семашко В.В., Фролов М.П. Эффективная лазерная накачка кристалла  $MgF_2:Co$  излучением с длиной волны 1,3 мкм // *Квантовая электроника*. 1997. Т. 24. № 7. С. 606–608.
27. Flood C.J., Guiliani G., van Driel H.M. Preferential operation of an end-pumped Nd:YAG laser in high Laguerre-Gauss modes // *Optics Letters*. 1990. V. 15. № 4. P. 215–217.
28. Hajiesmaeilbaigi F., Koohian A., Mahdizadeh M. Design criteria in fibre-coupled end-pumped laser with small active medium // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2002. V. 4 № 1. P. 52–56.
29. Zhang O., Ozygus B., Weber H. Degeneration effects in laser cavities // *The European Physical Journal – Applied Physics*. 1999. V. 6. P. 293–298.
30. Wu H.-H., Sheu C.-C., Chen T.-W., Wei M.-D., Hsieh W.-F. Observation power drop and low threshold due to beam waist shrinkage around critical configurations in an diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser // *Optics Communications*. 1999. V. 165. V. 225–229.
31. Martel G., Labbe C., Sanches F., Frimager M., Ait-Ameur K. Non-Gaussian fundamental mode laser oscillation in end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> microchip laser // *Optics Communications*. 2002. V. 201. P. 117–127.

32. Горбунков М.В., Кострюков П.В., Телегин Л.С., Тункин В.Г., Яковлев Д.В. Особенности структуры основной моды лазеров с устойчивыми резонаторами при пространственно неоднородном усилении // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 2. С. 173–180.
33. Горбунков М.В., Кострюков П.В., Тункин В.Г. Влияние параметров резонатора и пространственно неоднородного усиления на пространственную структуру основной моды лазеров с устойчивыми резонаторами // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С. 689–694.
34. Dingjan J., van Exter M.P., Woerdman J.P. Geometric modes in a single-frequency Nd:YVO<sub>4</sub> laser // Optics Communications. 2001. V. 188. P. 345-351.
35. Chen C.-H., Tai P.-T., Hsieh W.-F. Multibeam-waist modes in an end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser // Journal of the Optical Society America B. 2003. V. 20. № 6. P. 1220–1226.
36. Hsieh W.-F., Chen C.-H., Wei M. New multipass superposition modes and universal instabilities in axially pumped solid-state lasers // Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals and Applications (Optical Society of America, 2002). 2002. paper WB6. P. 164–166.
37. Siegman A.E. Lasers / California: University science books, 1986. 1283 p.
38. Ананьев Ю.А. О многопроходных, «V-образных» и прочих модах оптических резонаторов // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. № 3. С. 650–652.
39. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95–119.
40. Auston D.H. Transverse mode locking // IEEE Journal of Quantum Electronics (Correspondence). 1968. V. 4. № 6. P. 420–422.
41. Mak A.A., Fromzel V.A. Observation of self-synchronization of transverse modes in a solid-state lasers // JEPT Letters. 1969. V. 10. № 7 P. 199–201.
42. Вышлов С.С., Иванов Л.П., Логгинов А.С., Сенаторов К.Я. Самосинхронизация поперечных типов колебаний в инжекционном лазере // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. № 3. С. 131–133.



43. Логгинов А.С., Плисов К.И. Инжекционные лазеры с дискретно сканирующей диаграммой направленности // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 6. С. 553–556.
44. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки / М.: Наука, 1990. 264 с.
45. Малютин А.А. Моды плоскосферического резонатора лазера с гауссовым распределением усиления активной среды // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 3. С. 299–306.
46. Maes C.F., Wright E.M. Mode properties of an external-cavity laser with Gaussian gain // Optics Letters. 2004. V. 29. № 3. P. 229–231.
47. Chen C.-H., Tai P.-T., Chiu W.-H., Hsieh W.-F. Transverse excess noise factor and transverse mode locking in a gain-guide laser // Optics Communications. 2005. V. 245. P. 301–308.
48. ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 1. Стигматические (гомоцентрические) и слабоастигматические пучки. – М.: Стандартинформ, 2010. 20 с.
49. Huang Y.J., Chiang P.Y., Liang H.C., Su K.W., Chen Y.F. High-power Q-switched laser with high-order Laguerre–Gaussian modes: application for extra-cavity harmonic generations // Applied Physics B. 2011. V. 105. № 2. P. 385–390.
50. Быков В.П., Силичев О.О. Лазерные резонаторы / ФИЗМАТЛИТ, 2004. 320 с.
51. Senatsky Yu., Bisson J.-F., Shelobolin A., Shirakawa A., Ueda K. Circular modes selection in Yb:YAG laser using an intracavity lens with spherical aberration // Laser Physics. 2009. V. 19. P. 911–918.
52. Thirugnanasambandam M., Senatsky Yu., Ueda K. Generation of very-high order Laguerre-Gaussian modes in Yb:YAG ceramic laser // Laser Physics Letters. 2010. V. 7. P. 637–643.

53. Thirugnanasambandam M., Senatsky Yu., Shirakawa A., Ueda K. Multi-ring modes generation in Yb:YAG ceramic laser // *Optical Materials*. 2011. V. 33. P. 675–678.
54. Kotova S.P., Korobtsov A.V., Losevsky N.N., Mayorova A.M., Rakhmatulin M.A., Volostnikov V.G. Experiments on microscopic objects movement along various fixed trajectories caused by spiral beams // *Proceedings of SPIE*. 2005. V. 5773.
55. Афанасьев К.Н., Коробцов А.В., Котова С.П., Лосевский Н.Н. Световые поля с ненулевым угловым моментом для лазерного микроманипулирования // *Известия Самарского научного центра РАН*. 2007. Т. 9. № 3. С. 615–620.
56. Chen Y., Liao T., Kao C., Huang T., Lin K., Wang S.. Optimization of fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers: influence of pump-beam quality // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1996. V. 32. № 11. P. 2010–2016.
57. Zhang X., Zhao S., Wang Q., Ozygus B., Weber H. Modeling of diode-pumped actively Q-switched lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1999. V. 35. № 12. P. 1912–1918.
58. Tai P.T., Hsieh W.F. Direct generation of optical bottle beams from a tightly focused end-pumped solid-state laser // *Optics Express*. 2004. V. 12. № 24. P. 5827–5833.
59. Chen C.-H., Tai P.-T., Chiu W.-H., Hsieh W.-F. Cavity-configuration-dependent instability in a tightly focused end-pumped solid-state laser // *Optics Communications*. 2004. V. 241. P. 145–153.
60. Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Gorbunkov M.V., Kostryukov P.V., Tunkin V.G. Manifestation of active medium astigmatism at transverse mode locking in a diode end-pumped stable resonator laser // *Applied Optics*. 2008. V. 47. № 20. P. 3651–3657.
61. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Тункин В.Г., Чешев Е.А., Яковлев Д.В. Симметрия пространственной структуры

- излучения при синхронизации поперечных мод в лазере с астигматическим резонатором // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 8. С. 759–764.
62. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Оптимизация параметров резонатора и выбор активной среды твердотельного лазера, работающего в непрерывном и импульсном режимах, с накачкой мощным одиночным диодом // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 11. С. 10–16.
  63. Ozygus B., Zhang Q. Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers using primary degeneration modes // Applied Physics Letters. 1997. V. 71 № 18. P. 2590–2592.
  64. Wu H.-H., Hsieh. W.-F. Observation of multipass transverse modes in an axially pumped solid-state laser with different fractionally degenerate resonator configurations // Journal of the Optical Society America B. 2001. V. 18. № 1. P. 7–12.
  65. Chen C.-H., Tai P.-T., Hsieh W.-F., Wei M.-D. Multibeam-waist modes in an end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser // Journal of the Optical Society America B. 2003. V. 20. № 6. P. 1220–1226.
  66. Звелто О. Принципы лазеров / М.: Мир, 1990. 560 с.
  67. Козлов В.Л. О повышении точности доплеровских измерителей скорости на основе двухволнового лазера // Датчики и системы. 2011. Т. 1. С. 37–39.
  68. Козлов. В.Л. О повышении точности рециркуляционного дальномера на снове двухволнового лазера // Известия вузов. Приборостроение. 2009. Т. 9. С. 68–73.
  69. Сторощук О.Б., Коршунов А.И., Плешков А.А. Импульсный твердотельный двухчастотный лазер / патент РФ № 2227950.
  70. Наний О.Е. Двухчастотный твердотельный лазер / патент РФ № 2034382.
  71. Pessot M.A., Hargis D.E. Dual wavelength solid state laser. / patent USA № 5708672.
  72. Akhavan-Leilabady P., Anthon D.W. Simultaneous generation of laser radiation at two different frequencies / patent USA № 4956843.

73. Oka M. Solid-state laser in which the two polarization modes of the fundamental wave laser beam oscillate in a single longitudinal mode / patent USA № 5197073.
74. Zoraberdian P. A dual harmonic-wavelength split-frequency laser / patent Europe № 0831568.
75. Bretenake F., Le F.A. Laser delivering two waves at two different frequencies / patent Europe № 0443902.
76. Omatsu T., Usuki Y. Two-wavelength laser apparatus / patent Europe № 1235315.
77. Zhang X.-C. , Xu J. Introduction to THz Wave Photonics / New York: Springer, 2009. 246 p.
78. Гарнов С.В., Щербаков И.А. Лазерные методы генерации мегавольтных терагерцевых импульсов // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 1. С. 97–102.
79. Lee Y.-S. Principles of Terahertz Science and Technology / New-York: Springer, 2009. 340 p.
80. Назаров М.М., Ангелуц А.А., Сапожников Д.А., Шкуринов А.П. Выбор нелинейных оптических и полупроводниковых преобразователей фемтосекундного импульса лазерного излучения в терагерцевый диапазон // Известия вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52. № 8. С. 595–606.
81. Китаева Г.Х., Пеннин А.Н., Тучак А.Н. Генерация и детектирование излучения терагерцевого диапазона с помощью периодически и аperiodически поляризованных кристаллов // Оптика и Спектроскопия. 2009. Т. 107. С. 553–560.
82. Сироткин А.А., Гарнов С.В., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А., Власов В.И., Щербаков И.А. Двухчастотные лазеры с диодной накачкой на основе кристаллов ванадатов, вырезанных вдоль оси  $c$  // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. С. 802–806.

83. Mittleman D.M., Jacobsen R.H., Neelaman R., Braniuk R.G., Nuss M.C. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy // *Applied Physics B*. 1998. V. 67. P. 379–390.
84. Zandonella C. Terahertz imaging: T-ray specs // *Nature*. 2003. V. 424. P. 721–722.
85. Siebert K.J., Quast H., Leonhardt R., Loffler T., Thomson M., Bauer T., Roskos H., Czasch S. Continuous-wave all-optoelectronic terahertz imaging // *Applied Physics Letters*. 2002. V. 80. P. 3003–3005.
86. Breede M., Hoffmann S., Zimmermann J., Struckmeier J., Hofmann M., Kleine-Ostmann T., Knobloch P., Koch M., Meyn J.P., Matus M., Koch S.W., Moloney J.V. Fourier-transform external cavity lasers // *Optics Communications*. 2002. V. 207. P. 261–271.
87. Kleine-Ostmann T., Knobloch P., Koch M., Hoffmann S., Breede M., Hofmann M., Hen G., Pierz K., Sperling M., Donhuijsen K. Continuous-wave THz imaging // *Electronics Letters*. 2001. V. 37. P. 1461–1463.
88. Kushida T. Linewidths and Thermal Shifts of Spectral Lines in Neodymium-Doped Yttrium Aluminum Garnet and Calcium Fluorophosphate // *Physical Review*. 1969. V. 185. P. 500–508.
89. Birnbaum M., Klein C.F. Stimulated emission cross section at 1.061  $\mu\text{m}$  in Nd:YAG. // *Applied Physics*. 1973. V. 44. P. 2928–2930.
90. Brauch U. Temperature dependence of efficiency and thermal lensing of diode-laser-pumped Nd:YAG lasers // *Applied Physics B*. 1994. V. 58. P. 397–402.
91. Иевлев И.В., Корюкин И.В., Лебедева Ю.С., Хандохин П.А. Непрерывная двухволновая генерация в микрочип-Nd:YAG-лазерах // *Квантовая электроника*. 2011. Т. 41. № 8. С. 715–721.
92. Willer U., Wilk R., Schippers W., S. Bottger S., Nodop D., Schossing T., Schade W., Mikulics M., Koch M., Walther M., Hiemann H., Guttler G. A novel THz source based on a two-color Nd:LSB microchip-laser and a LT-GaAsSb photomixer // *Applied Physics B*. 2007. V. 87. P. 13–16.
93. Koechner W., Bass M. *Solid-state lasers*. New-York: Springer. 2003. 409 p.

94. Murray O. Pulsed gain and thermal lensing of Nd:LiYF<sub>4</sub> // Quantum Electronics. 1983. V. 19. № 4. P. 488–491.
95. Zhao P., Ragam S., Ding Y.J., Zotova I.B. Compact and portable terahertz source by mixing two frequencies generated simultaneously by a single solid-state lasers // Optics Letters. 2010. V. 35. № 23. P. 3979–3981.
96. Сироткин А.А., Гарнов С.В., Власов В.И., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А., Щербаков И.А. Двухчастотные лазеры на кристаллах ванадатов со взаимно параллельной и ортогональной поляризациями генерируемого излучения // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 5. С. 420–426.
97. Власов В.И., Гарнов С.В., Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Кутовой С.А., Сироткин А.А., Щербаков И.А. Новые возможности кристаллов ванадатов с неодимом как активных сред лазеров с диодной накачкой // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 10. С. 938–940.
98. Безотосный В.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Чешев Е.А., Тункин В.Г., Горбунков М.В., Кострюков П.В. Твердотельные лазеры с лазерной диодной накачкой на основе Nd:YLF // Известия высших учебных заведений. Физика. 2011. Т. 54. № 2/2. С. 73–78.
99. Besotosnii V., Cheshev E., Gorbunkov M., Kostryukov P., Krivonos M., Tunkin V., Jakovlev D. Diode end-pumped acousto-optically Q-switched compact Nd:YLF laser // Applied Physics B. 2010. V. 101. P. 71–74.
100. Besotosnii V., Cheshev E., Gorbunkov M., Kostryukov P., Krivonos M., Tunkin V., Jakovlev D. Transverse mode locking in diode end-pumped compact Nd:YAG, ceramic Nd:YAG and Nd:YLF lasers // Technical Program of 14th International Conference on Laser Optics «LO-2010» (St. Petersburg, 28 June–2 July 2010). 2010. P. 565.
101. <http://the-rezonator.narod.ru/>
102. Sulc J., Jelinkova H., Jabczynski J.K., Zendzian W., Kwiatkowski J., Nejezchleb K., Skoda V. Comparison of diode-side-pumped Nd:YAG and Nd:YAP laser // Proceedings of. SPIE. 2005. V. 5707. P. 325–334.

103. Кривонос М.С. Исследование особенностей генерации твердотельного лазера на кристалле Nd:YLF с торцевой лазерной диодной накачкой // Пояснительная записка к дипломному проекту (НИЯУ «МИФИ»). 2010. С. 1–39.
104. Steffen J., Lortscher J.-P., Herziger G. Fundamental Mode radiation With Solid-State Lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1972. V. 8. № 2. P. 239–245.
105. Besotosnii V.V., Gorbunkov M.V., Kostrukov P.V., Krivonos M.S., Popov Y.M., Tunkin V.G., Cheshev E.A. Influence of resonator configurations on mode profiles and threshold in non-homogeneously diode end-pumped Nd-doped lasers // Technical Program of 15th International Conference on Laser Optics «LO-2012» (St. Petersburg, 25–29 June 2012). 2012. P. 269.
106. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Порог генерации лазеров на Nd-активированных кристаллах, керамике и стеклах при пространственно неоднородной диодной накачке // Краткие сообщения по физике. 2013. Т. 40. № 3. С. 3–12.
107. Stephan G., Trumper M. Inhomogeneity effects in a gas laser // Physical Review A. 1983. V. 28. P. 2344–2362.
108. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Двухчастотная генерация в Nd:YLF-лазере с линзоподобным активным элементом и продольной диодной накачкой // Краткие сообщения по физике. 2011. № 10. С. 43–51.
109. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Двухчастотная генерация в Nd:YLF-лазере с продольной диодной накачкой // Сборник докладов Пятой всероссийской школы по лазерной физике и лазерным технологиям для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов (г. Саров, 26–29 апреля 2011). 2011. С. 183–190.

110. Осипов Ю.В. Поляризационные линзы бинарной конструкции // Оптический журнал. 1973. № 5. С. 5–7.
111. Eng R.S., Leib K.G. Multiple imagery with birefringent lenses // Applied Optics. 1969. V. 8. № 10. P. 2117–2120.
112. Ангелуц А.А., Безотосный В.В., Горбунков М.В., Евдокимов М.Г, Коромыслов А.Л., Кривонос М.С., Саркисов С.Ю., Тункин В.Г, Чешев Е.А., Шкуринов А.П. Генерация излучения 1,63 ТГц при использовании Nd:YLF двухчастотного лазера с диодной накачкой // Сборник трудов XIV Школы молодых ученых «Актуальные проблемы физики» (Звенигород 11–15 ноября 2012). 2012. С. 121.