

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук

на правах рукописи

ЛОСЕВ

Сергей Николаевич

**Получение и исследование нерасходящихся (бесселевых) пучков
от полупроводниковых лазеров и светодиодов**

диссертация

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

специальность:

01.04.10 — физика полупроводников

научный руководитель

доктор физ.-мат. наук

Соколовский Г. С.

г. Санкт-Петербург, 2014 год

Содержание

Введение	4
Глава 1 Световые пучки, их распространение и расходимость.	10
1.1 Гауссовы и квазигауссовы пучки. Параметр M^2	10
1.2 Получение и свойства бесселевых пучков	32
Глава 2 Получение нерасходящихся пучков от полупроводниковых источников света	45
2.1 Получение бесселевых пучков от светодиодов и поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором	45
2.2 Изучение бесселевых пучков, полученных от широкополосковых торцевых лазеров	55
2.3 Получение бесселевых пучков от поверхностно-излучающих лазеров с расширенным вертикальным резонатором	64
Глава 3 Влияние скругления вершины аксикона и параметра распространения пучка M^2 на формирование бесселевых пучков от полупроводниковых лазеров	68
3.1 Влияние высокого параметра распространения пучка M^2 на получение бесселевых пучков от полупроводниковых лазеров	68
3.2 Влияние скругления вершины аксикона на поперечный размер центрального пятна бесселева пучка	74
3.3 Экспериментальное изучение влияния скругления вершины аксикона и высокого параметра M^2 на получение бесселевых пучков от полупроводниковых лазеров	79

Глава 4	Сверхфокусировка излучения полупроводниковых источников с высоким параметром M^2 и использование бesselевых пучков, полученных от полупроводниковых лазеров, для оптического манипулирования микрочастицами	82
4.1	Сверхфокусировка излучения многомодовых полупроводниковых лазеров и светодиодов	82
4.2	Манипулирование микрочастицами при помощи бesselевых пучков, полученных от полупроводниковых лазеров	87
	Заключение	95

Введение

Полупроводниковые лазеры широко применяются во многих областях науки и техники, наиболее яркими примерами которых являются передача, обработка и хранение информации и лазерная печать. Неуклонное улучшение параметров полупроводниковых лазеров (в первую очередь, их мощности) ведет к дальнейшему расширению круга их применений, в том числе и за счет постепенного вытеснения газовых и твердотельных лазеров. Такое вытеснение наиболее заметно в области фотобиологии и лазерной медицины, развивающейся в настоящее время огромными темпами. Тем не менее, дальнейшее расширение круга применений мощных полупроводниковых лазеров и мощных светодиодов сдерживается неразрешенной проблемой фокусировки характерного для них многомодового излучения. Достижимый размер фокусного пятна при фокусировке многомодового излучения определяется параметром распространения луча M^2 , являющимся отношением расходимости данного луча к расходимости «идеального» гауссова луча, определяемой дифракционным пределом. Другими словами, параметр M^2 определяет увеличение размера фокусного пятна по сравнению с его размером при фокусировке идеального гауссова луча той же оптической системой. Он удобен тем, что позволяет использовать для описания квази-гауссовых пучков математический аппарат, развитый для гауссовых лучей, путем простой замены $\lambda \rightarrow M^2\lambda$, т. е. численным увеличением длины волны в M^2 раз. Типичные значения M^2 для мощных полупроводниковых лазеров составляют 20-50. В связи с этим, минимальный размер фокусного пятна полупроводникового лазера на один-два порядка превышает дифракционный предел, что существенно ограничивает как повышение плотности мощности при фокусировке, так и создание градиента интенсивности

излучения, необходимого для многих практических применений.

В силу фундаментального характера данной проблемы, ее решение традиционными методами не представляется возможным. Поэтому было предложено использовать для фокусировки излучения полупроводниковых лазеров нерасходящиеся (бесселевы) световые пучки. Несмотря на наличие значительного числа публикаций, посвященных генерации и изучению бесселевых пучков, возможность их получения от полупроводниковых лазеров и светодиодов не исследовалась до начала работ, изложенных в данной диссертации, чем и определяется их актуальность.

Целью данной работы являлось получение и исследование нерасходящихся (бесселевых) пучков от полупроводниковых лазеров и светодиодов, определение параметров их излучения, определяющих предельную длину распространения и поперечный размер центрального луча получаемых бесселевых пучков, а также возможность их использования для оптического захвата и манипулирования микроскопическими объектами в т. н. «оптических пинцетах».

Научная новизна

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Получены пространственно-инвариантные пучки от светодиодов и полупроводниковых лазеров различных конструкций: узкополосковых и широкополосковых торцевых излучателей, поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором (VCSEL – англ.) и поверхностно-излучающих лазеров с внешним вертикальным резонатором (VECSEL – англ.).

2. Показано, что бесселевы пучки, получаемые от широкополосковых многомодовых полупроводниковых лазеров и светодиодов, обеспечивают дости-

жение поперечного размера центрального луча, значительно меньшего предельно малого размера фокусного пятна, определяемого параметром распространения квазигауссового пучка M^2 .

3. Показано, что пространственная однородность излучения полупроводникового лазера оказывает гораздо большее влияние на формирование бесселевых пучков, чем его временная когерентность. Возникающие при получении бесселевых пучков трудности, связанные с пространственной неоднородностью излучения полупроводниковых лазеров с широким полоском связаны с многомодовым характером их излучения, его астигматизмом и генерацией в каналах.

4. Продемонстрировано, что параметры бесселевых пучков, получаемых от полупроводниковых лазеров, позволяют использовать их для оптического захвата и манипулирования микроскопическими (в т. ч. биологическими) объектами в т. н. «оптических пинцетах».

Основные результаты, перечисленные в заключении по диссертации, были получены впервые.

Практическая ценность

Практическая ценность работы заключается в следующем:

1. Получены бесселевы пучки от полупроводниковых лазеров с мощностью, достигающей 2,4 Вт в непрерывном режиме, достаточной для подавляющего большинства практических применений.

2. Предложен способ сверхфокусировки многомодового излучения за счет использования интерференции и продемонстрированы размеры фокусного пятна мощных полупроводниковых лазеров и светодиодов, недостижимые при

традиционной фокусировке излучения с высоким параметром распространения M^2 . Показано, что при фокусировке излучения полупроводникового лазера с параметром распространения $M^2 = 25$ интерференционная фокусировка позволяет превзойти теоретический предел плотности мощности при использовании аксикона с углом при вершине 140° при числовой апертуре образующего луча $NA > 0,2$.

3. Показано, что длина распространения бесселевых пучков, генерируемых при помощи полупроводниковых лазеров с широким полоском, ограничивается в основном из-за многомодового характера излучения таких лазеров, приводящего к «размыванию» колец бесселева пучка, а также астигматизма, приводящего к постепенному искажению центрального пятна бесселева пучка, приобретающего неправильную продолговатую форму, и генерации в каналах, приводящей к превращению центрального пятна в линию, состоящую из отдельных ярких точек.

4. Продемонстрирован оптический захват и манипулирование микроскопическими (в т. ч. биологическими) объектами при помощи бесселевых пучков, полученных от полупроводниковых лазеров, что открывает путь для их использования в т. н. «оптических пинцетах» и устройствах типа «лаборатория на чипе».

Научные положения

Положение 1. Получение пространственно-инвариантных (бесселевых) пучков возможно при использовании полупроводниковых лазеров и светодиодов.

Положение 2. Бесселевы пучки, получаемые от широкополосковых многомодовых полупроводниковых лазеров и светодиодов, обеспечивают достиже-

ние поперечного размера центрального луча, значительно меньшего предельно малого размера фокусного пятна, определяемого параметром распространения квази-гауссового пучка M^2 .

Положение 3. Длина распространения бесселевых пучков, получаемых от полупроводниковых лазеров с широким полоском, ограничивается из-за астигматизма, генерации в каналах и многомодового характера излучения таких лазеров.

Положение 4. Бесселевы пучки, получаемые от полупроводниковых лазеров, пригодны для оптического захвата и манипулирования микроскопическими (в том числе биологическими) объектами в оптических пинцетах.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались на Всероссийских и Международных конференциях 3rd EPS-QEOD Europhoton Conference (Paris, France, 30 August – 5 September 2008), Международном семинаре по оптоэлектронике (С-Петербург, 27 октября 2008), Конференции по физике и астрономии для молодых ученых С-Петербурга и Северо-Запада «Физика.СПб» (С-Петербург, 29–30 октября 2009), International Symposium «Nanostructures: Physics and technology» (С-Петербург, 21-26 июня 2010), International Conference Laser Optics, (С-Петербург, 25-29 июля 2010), Симпозиуме «Полупроводниковые лазеры: физика и технология», (С-Петербург, 5-7 ноября 2008, 10-12 ноября 2010, 13-16 ноября 2012), International Conference Photonics West (San Francisco, USA, 22-27 January 2011, 21-26 January 2012), Российской конференции по физике полупроводников (Нижний Новгород, 19–23 сентября 2011, С-Петербург, 16–20 сентября 2013), а также на научных семинарах лаборато-

рии интегральной оптики на гетероструктурах ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Публикации

По результатам исследований, выполненных в диссертационной работе, опубликовано 6 статей, список которых приведен в конце диссертации.

Глава 1. Световые пучки, их распространение и расходимость.

1.1. Гауссовы и квазигауссовы пучки. Параметр M^2

Для описания распространения лазерного излучения в пространстве принято использовать понятие «Гауссова луча». Вообще говоря, этот термин пригоден для описания произвольного пучка когерентного излучения с дифракционной расходимостью, энергия которого остается сосредоточенной в области вблизи оси распространения и быстро спадает на периферии в соответствии с функцией Гаусса:

$$G(r) = e^{(-r^2/w^2)}, \quad (1)$$

где w представляет собой ширину Гауссова распределения. Такой пучок в действительности представляет собой наиболее близкое приближение к одиночному лучу или пучку параксиальных лучей, которое допускает дифракция. По мере развития этой области исследований было обнаружено, что концепция Гауссовых пучков, в свое время введенная в чисто математическом смысле, позволяет гораздо более детально и полно описывать свойства оптических систем на языке так называемой «Гауссовой оптики» (из курса квантовой механики студентам должно быть известно, что Гауссов волновой пакет обладает минимальной неопределенностью и, следовательно, из всех возможных профилей именно пучки с Гауссовым профилем обладают самой высокой направленностью).

Детальное описание распространения Гауссова луча в свободном пространстве нетрудно получить из волнового уравнения. Вблизи оптической оси z

распространение амплитуды $A(r, z)$ гауссова луча дается выражением:

$$A(r, z) = A_0 \frac{w_0^2}{w^2} \exp \left(i \left(\frac{2\pi z}{\lambda} + \phi \right) - r^2 \left(\frac{1}{w^2} - \frac{\pi i}{\lambda R} \right) \right), \quad (2)$$

которое нуждается в подробном пояснении (часто в данном контексте применяется словосочетание «фундаментальная Гауссова мода»). Здесь член $2\pi z/\lambda$ описывает изменение фазы вдоль направления распространения Гауссова луча, а ϕ представляет собой небольшое дополнительное изменение фазы, которое зависит от z в соответствии с формулой $\operatorname{tg} \phi = \lambda z / \pi w_0^2$ (λ – длина световой волны, r – поперечная координата).

Коэффициент при r^2 содержит мнимую и действительную части, каждая из которых играет важную роль для рассмотрения Гауссовых лучей. Действительная часть $1/w^2$ указывает на то, что в радиальном направлении модуль амплитуды изменяется как функция Гаусса (1). Таким образом, величина w определяет поперечный размер или «радиус пятна», т. е. расстояние от оси распространения луча, на котором амплитуда света уменьшается в e раз, а интенсивность излучения – соответственно в e^2 раз по сравнению с центральной областью луча (это нетрудно видеть, т. к. интенсивность гауссова луча описывается довольно простым выражением).

$$I(r, z) = I_0 \frac{w_0^2}{w^2} \exp \left(-\frac{2r^2}{w^2} \right) \quad (3)$$

Мнимая часть $-\pi i/\lambda R$ описывает квадратичное изменение фазы волнового фронта в радиальном направлении, причем величина R представляет собой в обычном смысле радиус кривизны поверхности постоянной фазы волны, распространяющейся в положительном направлении оси z . Вследствие эффекта

дифракции, при распространении в свободном пространстве гауссов луч медленно расширяется и расходится, так что радиус пятна w и радиус кривизны волнового фронта R являются медленно меняющимися функциями координаты z . Законы изменения этих двух параметров нетрудно получить из волнового уравнения:

$$w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (4)$$

$$R = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right) \quad (5)$$

На рисунке 1 показано поведение этих величин в плоскости (r, z) , а в таблице 1 приведены значения основных параметров Гауссова луча. Нетрудно видеть, что кривая, определяющая уровень постоянной интенсивности луча или его радиус, на котором квадрат амплитуды уменьшается в e^2 раз, представляет собой гиперболу. В точке $z = 0$ (т. е. в перетяжке луча) эта гипербола проходит на минимальном расстоянии от оси z , равном w_0 . Асимптоты гиперболы расположены под углом $NA = \lambda/\pi w_0$ к оси z . NA (от английского словосочетания *numerical aperture*) представляет собой числовую апертуру луча и имеет центральное значение в гауссовой оптике.

Как наглядно видно на рис. 7, вблизи перетяжки Гауссова луча, поверхности постоянной фазы являются плоскими (радиус кривизны R бесконечен, также как и при $z \rightarrow \infty$), а в точках $\pm z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ их кривизна достигает максимального значения. Центральную область длиной $2z_0$, в которой сечение пучка остается практически постоянным, называют «ближним полем», а область, в которой происходит асимптотическое расширение луча — «дальним полем»

(см. рис.1).

Очень важно обратить внимание на то, что размер фокусного пятна при фокусировке Гауссова луча, как нетрудно видеть из формул в таблице 1, оказывается обратно пропорционален числовой апертуре фокусирующей системы (рис. 2):

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi NA} \quad (6)$$

Иными словами, при когерентном освещении, интенсивность в центре фокусального пятна пропорциональна квадрату диаметра входной диафрагмы фокусирующей системы. Это обусловлено двумя факторами: увеличение ширины щели не только вызывает увеличение потока энергии через фокусирующую систему, но и уменьшает дифракционное размытие изображения.

К сожалению, излучение полупроводниковых лазеров редко описывается Гауссовым распределением. Это связано как с высоким астигматизмом излучения, обусловленным разницей ширины и толщины лазерного волновода, характерной, в первую очередь, для мощных полупроводниковых лазеров так и с многомодовым характером излучения и его шпотованием (генерацией в каналах). Небольшая толщина лазерного волновода приводит к высокой (или быстрой) расходимости света в плоскости, перпендикулярной р-п-переходу, в связи с чем эта ось симметрии излучения полупроводникового лазера получила название «быстрой» (от англ. *fast axis*). Сравнительно большая ширина полоска обеспечивает невысокую (или медленную) расходимость лазерного излучения в плоскости гетероструктуры, в связи с чем эта ось получила название «медленной» (от англ. *slow axis*). Большая разница в расходимости излуче-

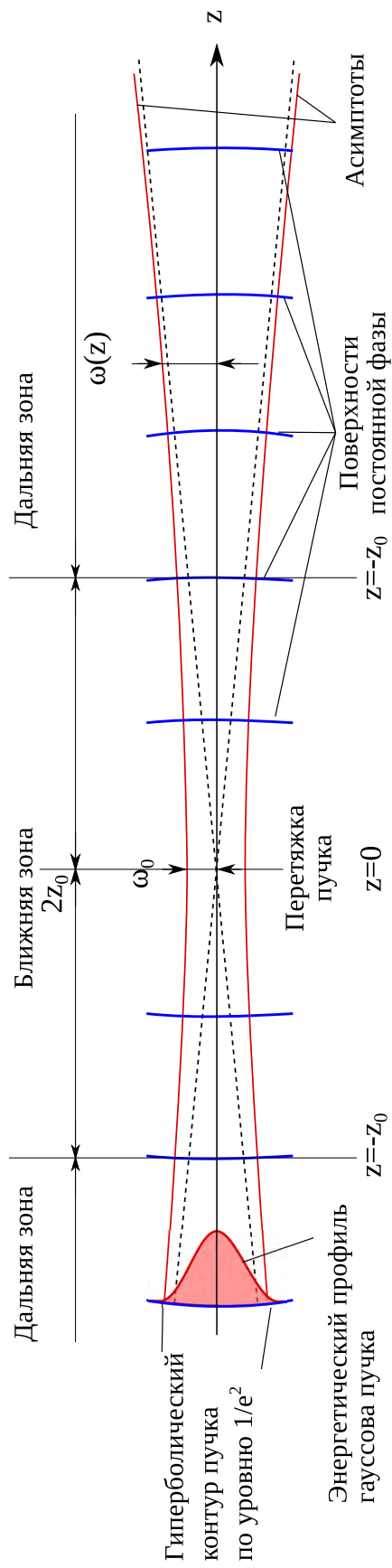


Рис. 1. Иллюстрация распространения Гауссова луча.

Таблица 1. Основные параметры распространения Гауссова луча

Параметр	Физический смысл	Формула
w	Радиус луча, определяемый по уровню $1/e^2$	$w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}$
R	Радиус кривизны поверхности постоянной фазы, часто называемый «кривизной луча»	$R = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right)$
z_0	Радиус дифракционной расходимости луча, часто называемый «Релеевским радиусом» (от англ. <i>Rayleigh range</i>)	$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$
NA	Асимптотический угол расходимости луча представляет собой числовую апертуру луча (от англ. <i>numerical aperture</i>)	$NA = \frac{\lambda}{\pi w_0}$
w_0	Размер фокусного пятна при фокусировке оптической системой с числовой апертурой NA	$w_0 = \frac{\lambda}{\pi NA}$

ния по «быстрой» и «медленной» осям приводит к неизбежной необходимости применения цилиндрических линз для фокусировки излучения широкополосковых полупроводниковых лазеров. Цилиндрическая линза, компенсирующая высокую расходимость излучения по «быстрой» оси, называется корректором (от англ. *fast axis corrector*, *FAC*). В качестве корректора зачастую применяется короткий отрезок оптического волокна, очищенный от изоляции.

Шпотование (генерация в каналах) возникает в «медленной» оси из-за несовершенства лазерной структуры, вследствие чего происходят флуктуации концентрации носителей заряда, что приводит к локальному увеличению показателя преломления и образованию канала генерации. На рисунке 3 представлена типичная картина ближнего поля выходного излучения лазера с широким полоском. Хорошо видно, что шпоты (от англ. *spot*) расположены вдоль зеркала хаотически и каждая имеет свой размер. Можно сказать, что в данном случае вместо протяжённого источника имеется набор точечных источников с собственной расходимостью, что, естественно, серьезно осложняет фокусировку выходного излучения такого лазера. Моды высших порядков практически неизбежно возникают в лазерном излучении при увеличении ширины полоска. Как известно, угол расходимости (кривизна волнового фронта) излучения мод высшего порядка отличается от угла расходимости фундаментальной моды, соответствующего дифракционному пределу. Учитывая общую апертуру, каждой моде можно приписать свой собственный «геометрический источник» излучения, находящийся на определенном расстоянии от выходного зеркала, что приводит к фокусировке разных мод в разные точки на оптической оси и, соответственно, многократному увеличению достижимого размера фокусного пятна (рис. 4).

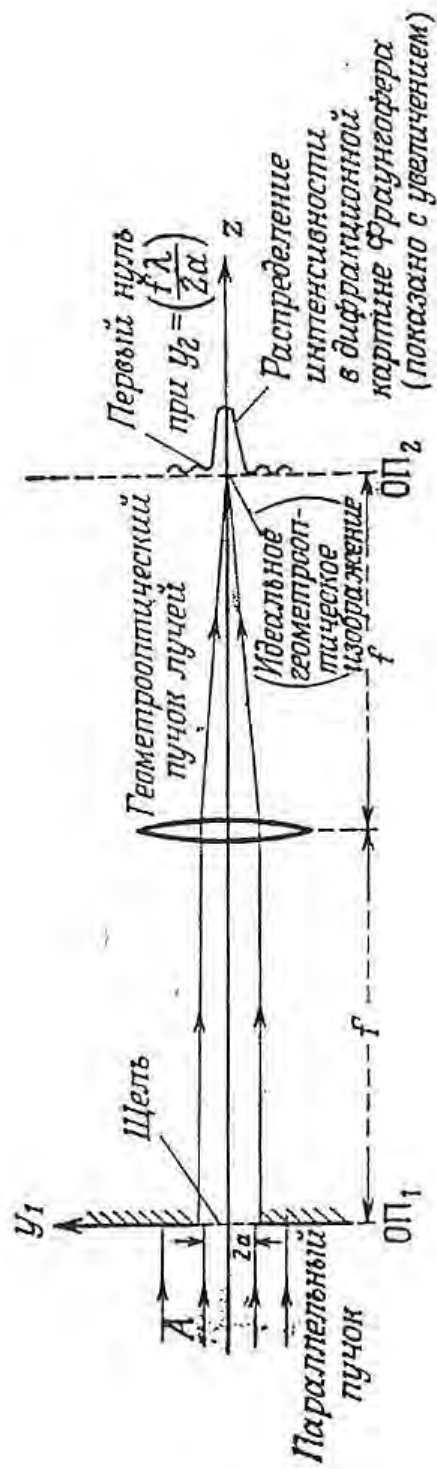


Рис. 2. Иллюстрация фокусировки Гауссова луча.

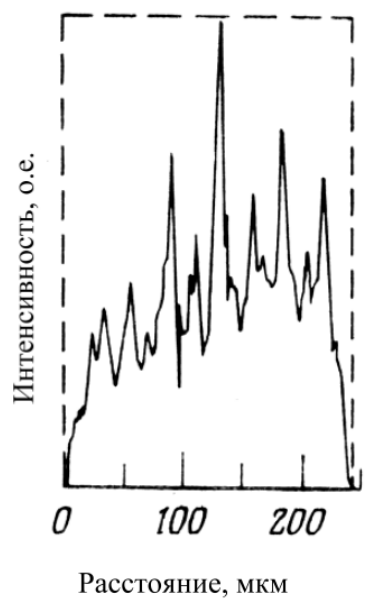
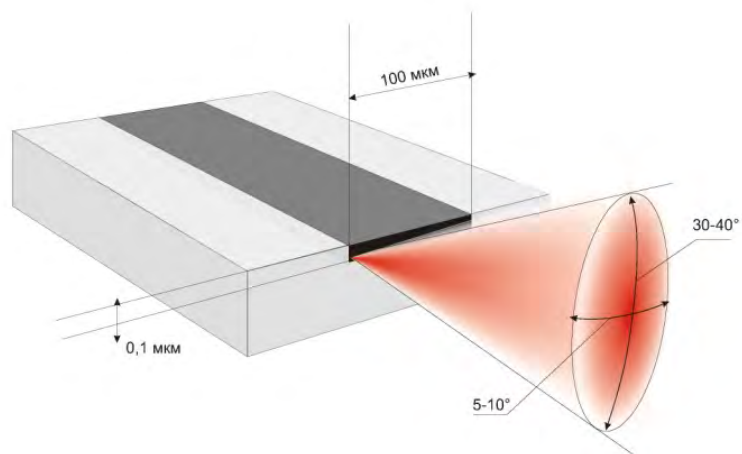


Рис. 3. Общий вид широкополосового полупроводникового лазера и типичное распределение интенсивности излучения в ближнем поле в плоскости р-п-перехода.

Указанные факторы создают серьезные трудности при фокусировке или коллимации излучения широкополосковых лазеров, а эффективный ввод их излучения в одномодовое оптическое волокно, становится, без преувеличения, трудно разрешимой задачей. Наибольшая эффективность ввода излучения лазеров с широким полоском в одномодовое оптическое волокно достигается при помощи сложных оптических систем, включающих в себя линзы, изготовленные на основе градиентных волокон. Однако даже в этом случае эффективность ввода не превышает 30%.

Поэтому чрезвычайно важной задачей является адекватное описание параметров луча полупроводникового лазера, позволяющее анализировать его технические характеристики (в первую очередь, достижимый размер фокусного пятна). Для этих целей вводится понятие квазигауссова пучка, отличающегося от Гауссова луча параметром распространения M^2 (иногда называемым параметром качества). Этот параметр определяется как отношение размера фокусного пятна квазигауссова пучка к размеру фокусного пятна идеального Гауссова луча при фокусировке той же оптической системой. Такое определение позволяет с огромным успехом применять весь математический аппарат, накопленный в гауссовой оптике, к описанию световых пучков, которые по своему строению очень мало напоминают гауссовы лучи (см. напр. рис. 3), путем численного увеличения длины волны излучения λ в M^2 раз (табл. 2). Очевидно, что для идеального Гауссова луча $M^2 = 1$.

Для большинства газовых и твердотельных лазеров, используемых в настоящее время в оптических лабораториях, параметр качества луча M^2 не превышает $1.1 \div 1.2$, в то время как типичные значения параметра M^2 для узкополосковых полупроводниковых лазеров составляют от $1.1 \div 1.2$ до $3 \div 5$,

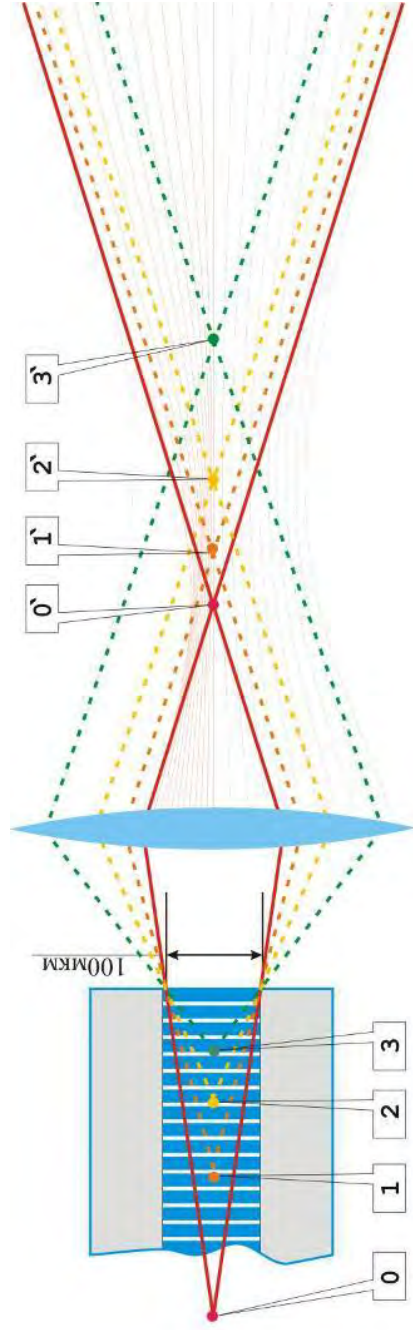


Рис. 4. Иллюстрация фокусировки многомодового излучения широкополоскового полупроводникового лазера. «Геометрические источники» мод с различной кривизной волнового фронта обозначены номерами.

для широкополосковых полупроводниковых лазеров, как правило, находятся в пределах $20 \div 50$, а для светодиодов – $200 \div 500$. При этом следует помнить о том, что «гладкое» или «гауссообразное» распределение интенсивности излучения в дальнем поле ни в какой степени не является свидетельством высокого качества луча (близости параметра M^2 к единице). В качестве примера ошибочности такого подхода, на рис. 5 показано идеальное «гауссообразное» распределение интенсивности излучения красного светодиода мощностью 5 Вт, с параметром M^2 , составляющим 570 и 530 по вертикальной и горизонтальной осям соответственно. И наоборот, на рисунке 6 показано неидеальное распределение интенсивности узкополоскового лазера с $M^2 \simeq 4$.

Фокусировка многомодового излучения является одной из наиболее существенных преград на пути расширения круга применений мощных полупроводниковых лазеров и светодиодов. В общем случае, качество лазерного луча принято описывать при помощи параметра распространения [1, 2], называемого параметром M^2 или, зачастую, параметром качества луча.

Параметр распространения является отношением расходимости данного луча к расходимости «идеального» Гауссова луча (т. е. луча с $M^2 = 1$), определяемой дифракционным пределом. Аналогичным образом, параметр M^2 определяет, во сколько раз размер фокусного пятна данного луча больше пятна, достижимого при фокусировке идеального Гауссова луча той же оптической системой. Параметр распространения удобен тем, что позволяет использовать для описания квази-Гауссовых лучей математический аппарат, развитый для Гауссовых лучей, путем простой замены $\lambda \rightarrow M^2\lambda$, т.е. численным увеличением длины волны в M^2 раз.

Рисунок 7 иллюстрирует фундаментальную проблему, возникающую при

Таблица 2. Основные параметры распространения квазигaussian пучка (могут быть получены из параметров, известных для идеального gaussian луча (табл. 1) заменой $\lambda \rightarrow M^2\lambda$).

Параметр	Физический смысл	Формула
w	Радиус луча, определяемый по уровню $1/e^2$	$w = w_M \sqrt{1 + \left(\frac{M^2\lambda z}{\pi w_M^2}\right)^2}$
R	Радиус кривизны поверхности постоянной фазы	$R = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_M^2}{M^2\lambda z}\right)^2\right)$
z_M	Радиус дифракционной расходимости луча	$z_M = \frac{\pi w_M^2}{M^2\lambda}$
w_M	Размер фокусного пятна при фокусировке оптической системой с числовой апертурой NA	$w_M = \frac{M^2\lambda}{\pi NA}$

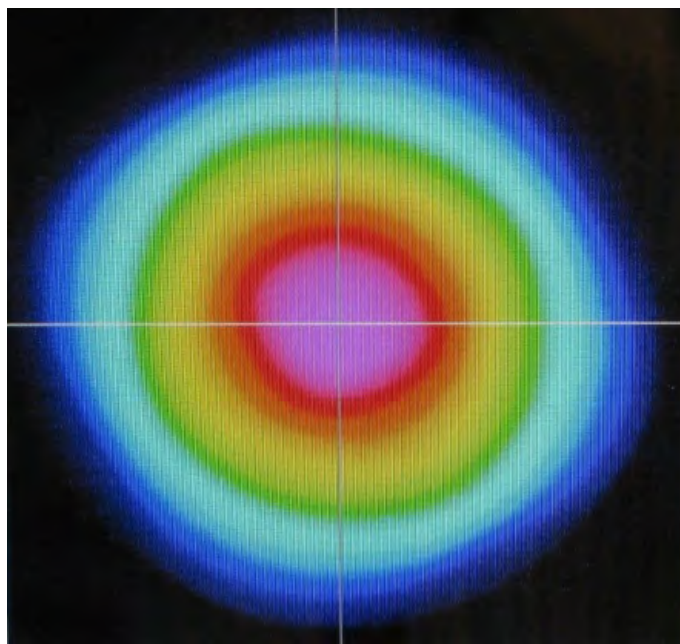


Рис. 5. Распределение интенсивности излучения светодиода длиной волны $\lambda = 0.63\text{мкм}$ с параметром M^2 , составляющим 570 и 530 по вертикальной и горизонтальной осям соответственно.

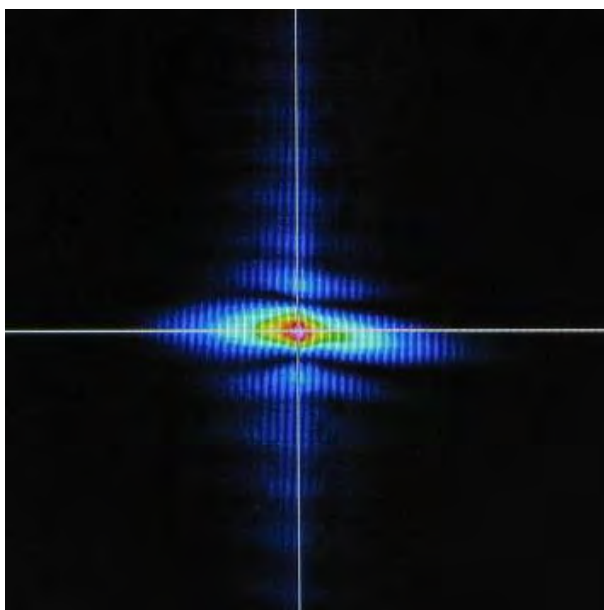


Рис. 6. Распределение интенсивности излучения узкополоскового лазера волны $\lambda = 1.06$ мкм с параметром $M^2 \simeq 4$.

фокусировке многомодового излучения – при типичных значениях M^2 , составляющих для мощных полупроводниковых лазеров $20 \div 50$, а для светодиодов достигающих $200 \div 500$, низкое пространственное совершенство луча определяет теоретический предел размера фокусного пятна, на один-два порядка превышающий дифракционный предел, что существенно ограничивает как повышение плотности мощности при фокусировке, так и создание градиента оптического поля, необходимого для многих практических применений.

M^2 может быть определен экспериментально из измерения изменения радиуса пучка вдоль оси его распространения [2], как показано на рис. 8. Возведением выражения для радиуса пучка из таблицы 1 в квадрат получается полином второго порядка:

$$\omega^2(z) = \omega_{M^2}^2 + NA^2(z - z_0)^2 = \omega_{M^2}^2 + z_0^2 NA^2 - 2z z_0 NA^2 + z^2 NA^2$$

$$\omega^2(z) = A + B_1 z + B_2 z^2, \quad (7)$$

где $A = \omega_{M^2}^2 + z_0^2 NA^2$, $B_1 = -2z_0 NA^2$, $B_2 = NA^2$

Очевидно, что: $NA = \sqrt{B_2}$, $z_0 = -\frac{B_1}{2B_2}$, $M^2 = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{AB_2 - \frac{B_1^2}{4}}$

Коэффициенты A , B_1 , B_2 определяются интерполяцией экспериментальных результатов измерения радиуса пучка вдоль оси его распространения полиномом второго порядка.

Для измерения радиуса пучка, сфокусированное по обеим осям излучение при помощи линзы проецируется на ПЗС-матрицу фотокамеры, управляемой компьютером (Рис. 8). Камера перемещается вдоль оптической оси при помощи высокоточной подвижки, обеспечивая запись в компьютер поперечного

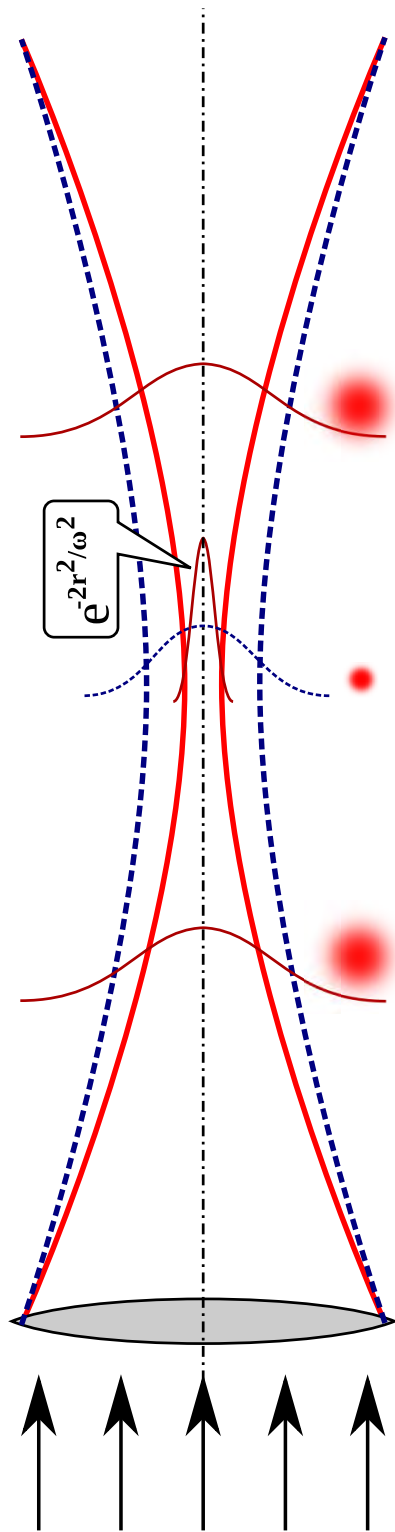


Рис. 7. Фокусировка гауссова (сплошная линия) и квазигауссова (пунктирная линия) пучков линзой.

распределения интенсивности лазерного излучения на различных расстояниях от фокусирующей линзы. Анализ зависимости ширины распределения интенсивности лазерного излучения от величины смещения ПЗС-матрицы вдоль оптической оси $\omega(z)$ позволяет по 7-10 точкам интерполяцией полиномом второго порядка с хорошей точностью определить значения NA , z_M и M^2 .

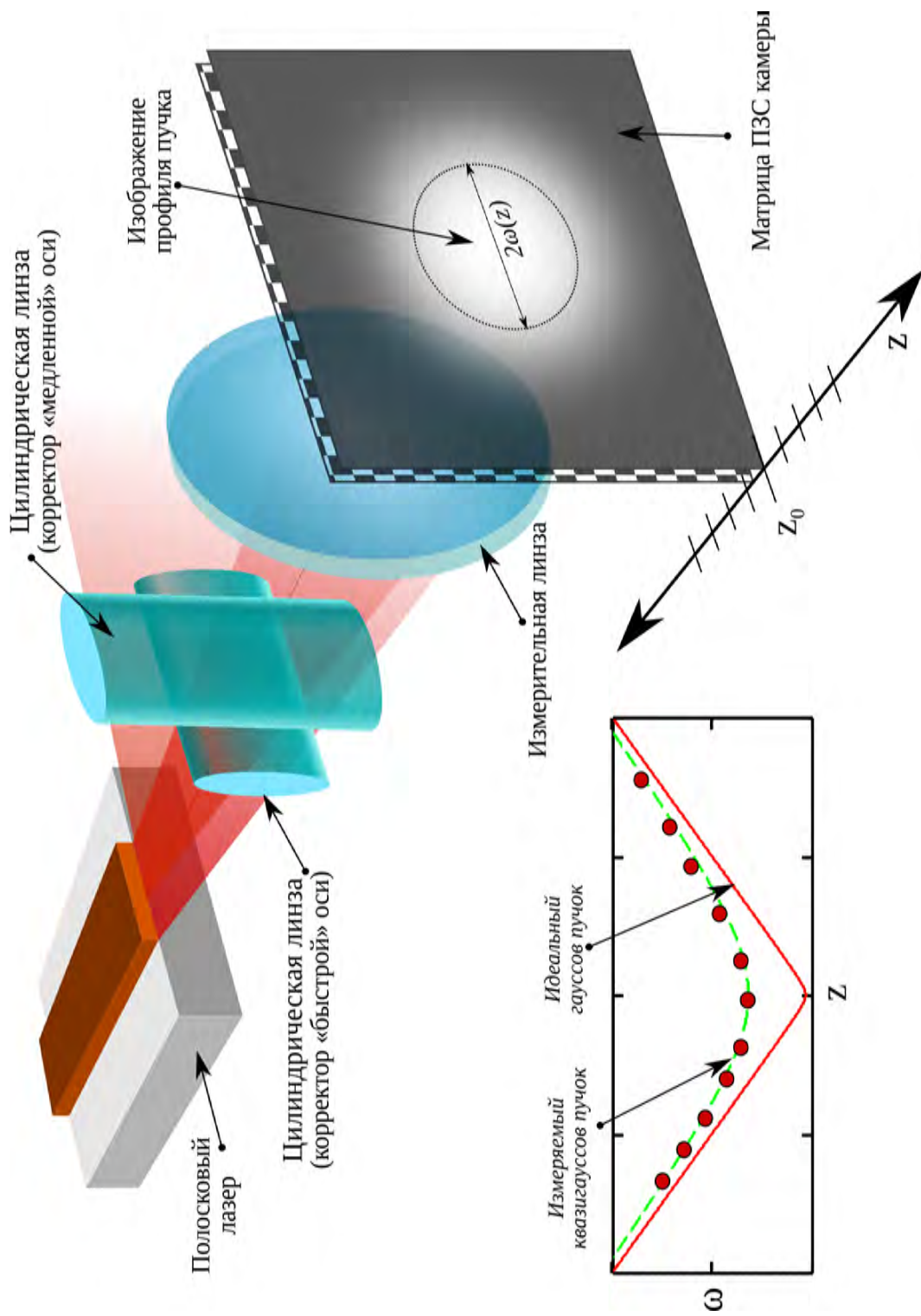


Рис. 8. Схема экспериментальной установки для определения параметра M^2 у полоскового полупроводникового лазера.

Пространственно-инвариантное решение волнового уравнения

Математически, недиффрагирующие световые пучки являются точным решением волнового уравнения в свободном пространстве:

$$\Delta E(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(x, y, z, t) = 0, \quad (8)$$

таким образом, что они не рассеиваются в поперечном направлении, то есть сохраняют интенсивность на всём пути распространения. Благодаря осевой симметрии, распространение монохроматического поля относительно z можно записать в цилиндрической форме $E(r, \phi, z, t) = A(r)e^{(im\phi + ik_z z - i\omega t)}$, что даёт уравнение для комплексной амплитуды этого поля в виде:

$$\frac{\partial^2 A(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A(r)}{\partial r} (k_r^2 - \frac{m^2}{r^2}) A(r) = 0, \quad (9)$$

где k_z и k_r соответственно продольный и поперечный показатели распространения поля $E(r, \phi, z, t)$, так что $k_z^2 + k_r^2 = \omega^2/c^2$. С действительными k_z и k_r решение уравнения (9) даёт класс недиффрагирующих полей, чей усреднённый по времени поперечный профиль интенсивности при $z = 0$ точно повторяется вдоль оси z . Таким образом конечное решение уравнения (9) это бесселева функция первого рода, для которого выражение нерасходящегося поля принимает вид:

$$E(r, \phi, z, t) = J_m(k_r r) e^{im\phi + ik_z z - i\omega t}, \quad (10)$$

где m – целое число. Простейший и наиболее важный случай с $m = 0$ такого поля имеет поперечный профиль $J_0(k_r r)^2$ и выглядит в поперечной проекции как яркое пятно окруженное концентрическими кольцами, как показано на

рисунке 9а.

Бесселевы пучки высших порядков так же возможны. Они проявляются в виде бублико-подобных ярких пятен окруженных концентрическими окружностями. Рисунок 9б показывает такой трубчатый бесселев пучок первого порядка (поперечный профиль определён бесселевой функцией первого рода). С практической точки зрения, такие трубчатые пучки важны для оптической манипуляции частицами имеющими низкий показатель преломления или одиночными атомами [3, 4, 5]. Здесь необходимо отметить, что поскольку поперечное распределение интенсивности $(J_m(k_r r))^2$ убывает как $(k_r r)^{-1}$, в каждом кольце на рис. 9 содержится примерно одинаковая энергия. Это означает, что бесконечное бездифракционное распространение «идеальных» бесселевых пучков невозможно.

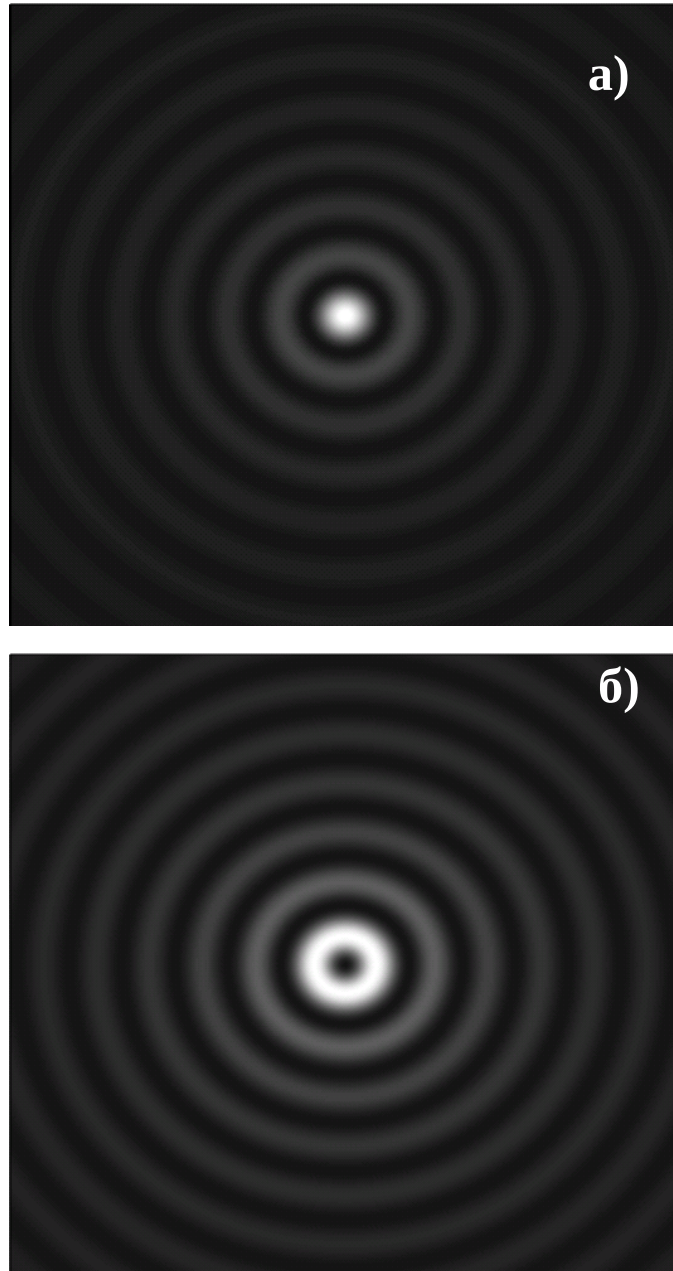


Рис. 9. (а) Поперечный профиль интенсивности «идеального»бесселева пучка (квадрат бесселевой функции первого порядка).
(б) Поперечный профиль бесселева пучка второго порядка.

1.2. Получение и свойства бесселевых пучков

Формирование бесселевых пучков нулевого порядка.

Существует несколько способов формирования бесселевых пучков. Во-первых бесселевы лучи могут быть сформированы как Фурье преобразование кольца [6, 7]. Практическая реализация такого метода осуществляется путём помещения круговой щели позади фокальной плоскости линзы (см. рисунок 10). Угол получающегося конуса определяется следующим выражением:

$$\tan(\Theta) = \frac{d}{2f} \quad (11)$$

где d – диаметр кольца, а f – фокусное расстояние линзы. Геометрически можно оценить расстояние распространения получаемого бесселева луча:

$$z_{max} = \frac{R}{\tan \Theta} \quad (12)$$

где R – радиус падающего на линзу пучка.

Следует отметить, что хотя данный метод генерации бесселевых пучков позволяет получать бесселевы лучи с малым размером центрального пятна и большой длиной распространения, он обладает существенным недостатком, а именно – крайне низкой эффективностью, так как большая часть лазерного излучения пропадает при прохождении через кольцевую щель.

В работе [8] был предложен метод по генерации бесселевых лучей от полупроводниковых лазеров с волоконным выводом излучения. Для генерации бесселевых лучей света также применялся метод оптического Фурье преобразования кольца, но вместо щели для формирования конического пучка излу-

чения предлагается использовать непрозрачный диск, расположенный на оси расходящегося пучка излучения, выходящего из оптического волокна. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 11. Предложенная методика позволила получить бесселевы лучи света с размером центрального пятна $900\text{мкм} \pm 50\text{мкм}$.

Представленные результаты позволяют утверждать, что такая методика генерации бесселевых пучков света является не подходящей для манипулирования микро- и нанообъектами, так как размер центрального пятна слишком велик. Кроме того, авторами работы отмечается, что такой метод формирования бесселева луча также является крайне неэффективным. В процессе формирования бесселева луча участвует не более 20% излучения, так как непрозрачный диск блокирует центральную часть исходного луча. Наиболее часто используемым методом формирования бесселевых лучей света является использование конической линзы – аксикона. Сферическая фокусирующая система (в простейшем случае одна линза) трансформирует плоский фазовый фронт в сферический с центром в фокальной точке. Это значит, что в этой точке должно сходиться всякое элементарное кольцо волнового фронта радиуса $R = G/2$ и шириной $\delta R \ll R$. В действительности даже линза с идеальными сферическими поверхностями дает aberrации, т. е. некоторый, зависящий от радиуса R , разброс места фокусировки, в результате чего фокальная точка превращается в небольшой фокальный отрезок длиной δz .

Для того, чтобы линза работала «правильно», ее поверхности корректируют, исправляя геометрию фронта прошедшей волны. Но те же методы коррекции можно использовать для того, чтобы усилить aberrации и удлинить фокальный отрезок. В пределе это даст конический фазовый фронт, а поверх-

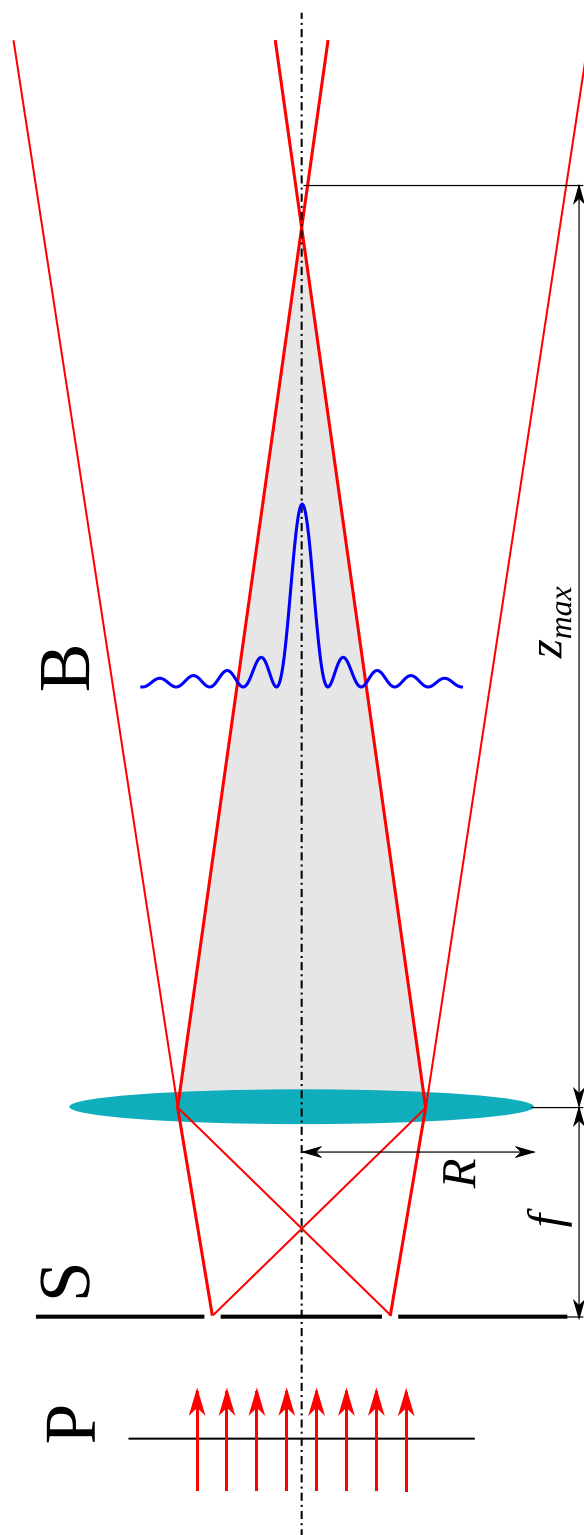


Рис. 10. Получение бesselевых лучей методом Фурье преобразования кольца.

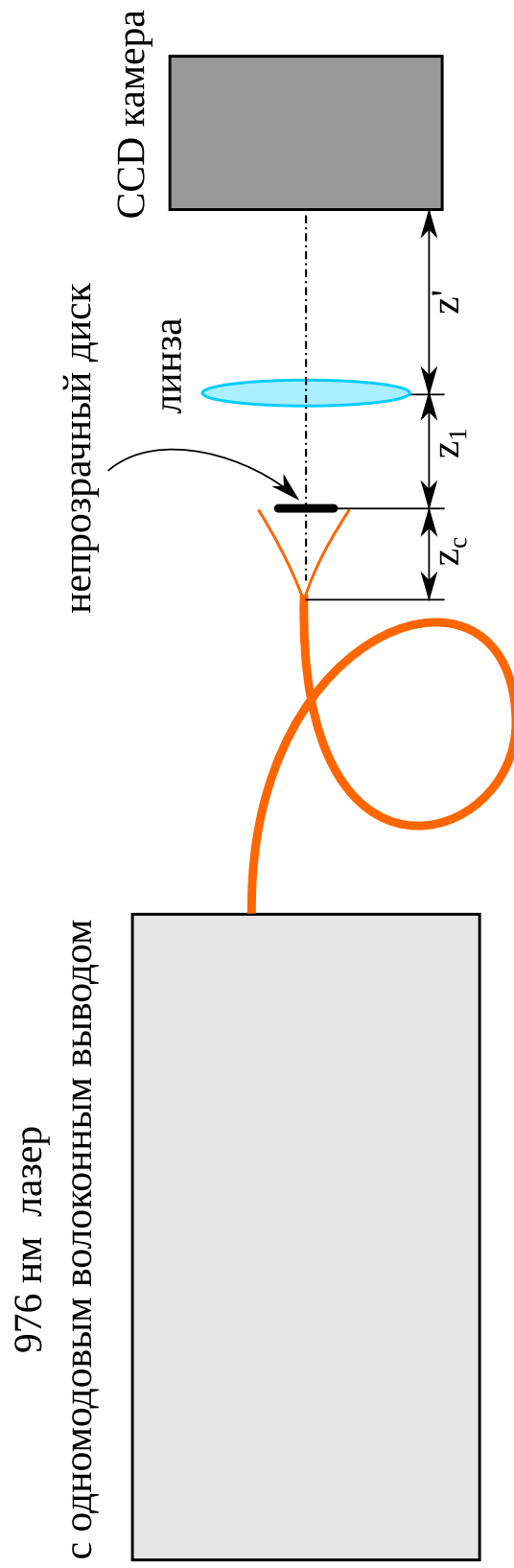


Рис. 11. Методика генерации бесселева луча от полупроводникового лазера с волоконным выводом излучения.

ность линзы примет вид конуса. Схемы рис. 12 иллюстрируют сказанное. В отличие от сферической линзы (рис. 12а), аксикон трансформирует фазовый фронт плоской волны таким образом, что он становится не сферическим, а коническим (рис. 12б), и сходится к оси симметрии z под углом γ . Для малых углов, $\gamma \ll 1$, он просто выражается через угол при основании аксикона α и показатель преломления N материала, из которого изготовлен аксикон: $\gamma \approx (N - 1)\alpha$. Каждый кольцевой элемент конического волнового фронта радиуса R и шириной δR фокусируется в осевой элемент длиной $\delta R \approx \delta R/y$, а весь фокальный отрезок имеет длину L [9]:

$$L = \frac{R}{\tan \gamma} \approx \frac{R}{\gamma} \quad (13)$$

Диаметр центрального луча сформированного аксиконом из гауссова луча определяется выражением:

$$d = 2.4\lambda/\pi\gamma \quad (14)$$

Фокусировка гауссовых лучей аксиконом применяется для манипулирования микрообъектами [3, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16], также для формирования плазменного канала в газах (лазерный пробой) [9, 17, 18, 19], и для генерации второй гармоники [20, 21, 22, 23, 24]. Причём для формирования лазерного пробоя в газах Зельдович с коллегами применяли аксиконы задолго до работ Дурнина. Важным преимуществом метода формирования бесселевых лучей при помощи аксикона является высокая эффективность, так как для формирования бесселева луча используется вся энергия лазерного пучка.

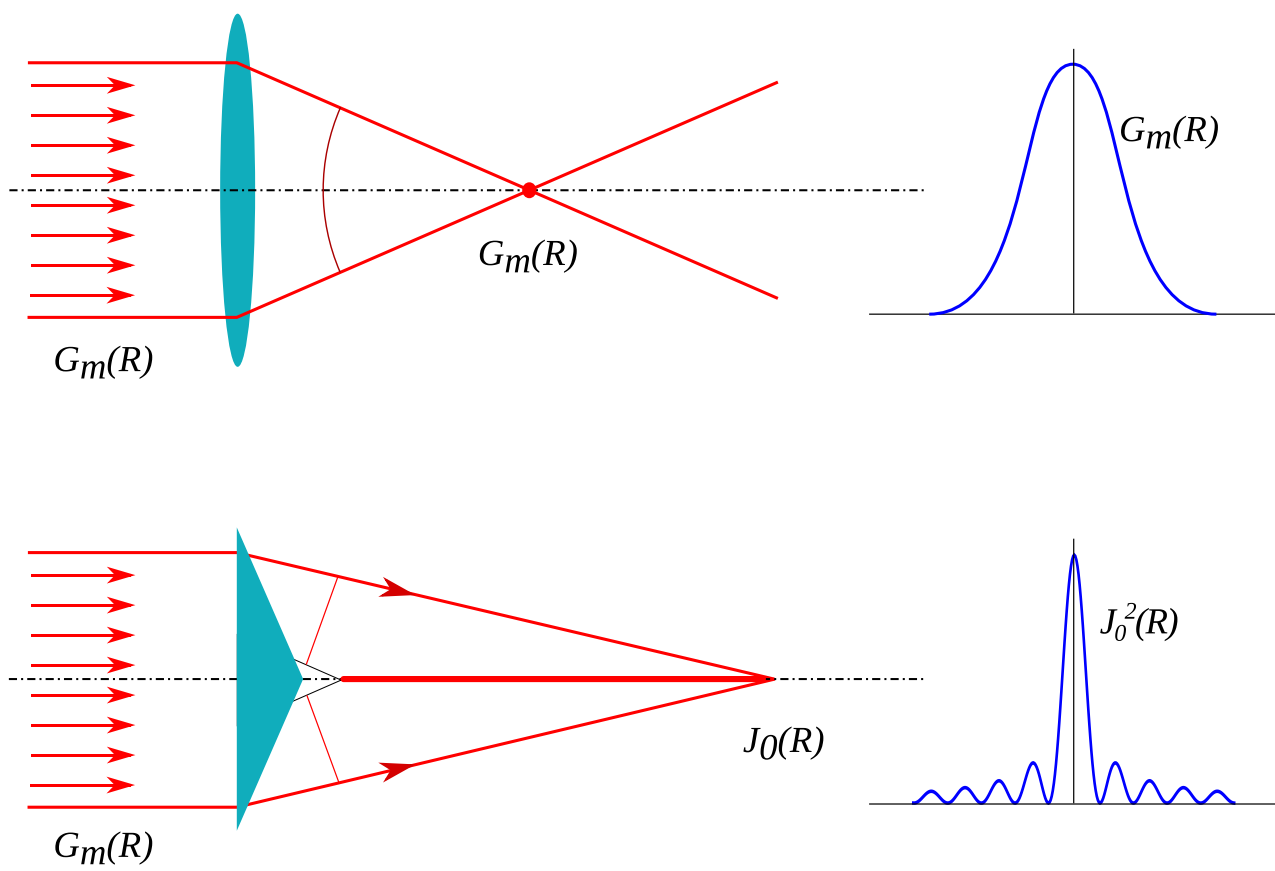


Рис. 12. Фокусировка гауссова луча а) сферической линзой; б) аксиконом.

Формирование бесселевых пучков высших порядков

Бесселевы пучки высших порядков или трубчатые бесселевы пучки необходимы для манипулирования объектами с показателем преломления меньше окружающей среды или для манипулирования отдельными атомами манипулирования атомами [25, 26, 27, 28, 29, 30]. Как и для формирования бесселевых лучей нулевого порядка существует несколько способов по формированию ТБП. На рисунке 13 показан способ формирования ТБП при помощи аксикона и фазового винта [31, 32]. Аксикон является радиальным фазовым преобразователем волны. Он формирует пучок с максимумом поля на оси z . «Фазовый винт» может играть роль азимутального фазового преобразователя. Каждый луч он поворачивает на небольшой угол ϕ по азимуту, т.е. по касательной к элементарному кольцу конического волнового фронта. И если аксикон фокусирует свет из элементарного кольца $R \times \delta R$ входной волны в точку z оси симметрии, то фазовый винт преобразует эту точку в маленькое колечко вокруг нее. Радиус r этого колечка зависит от угла ϕ . В итоге система, состоящая из аксикона с фазовым винтом, показанная на рис. 13, формирует пучок в виде полого цилиндра [9]. Исследования [33, 34, 35] показали, что радиальное распределение в таком пучке соответствует функции Бесселя порядка m , $J_m(kr \sin \gamma)$, где m равно набегу фазы (в длинах волн) при полном обороте вокруг преобразователя. В отличие от случая, когда $m = 0$, в бесселевых пучках более высокого порядка, при $m > 0$, излучение в приосевой зоне практически отсутствует и можно говорить о трубчатых бесселевых пучках [33, 36].

Недостатком данного метода является высокая трудоёмкость изготовления фазовых винтов. Поэтому для формирования ТБП высоких порядков удобнее заменить систему «фазовый винт–аксикон» на киноморфный преобразователь.

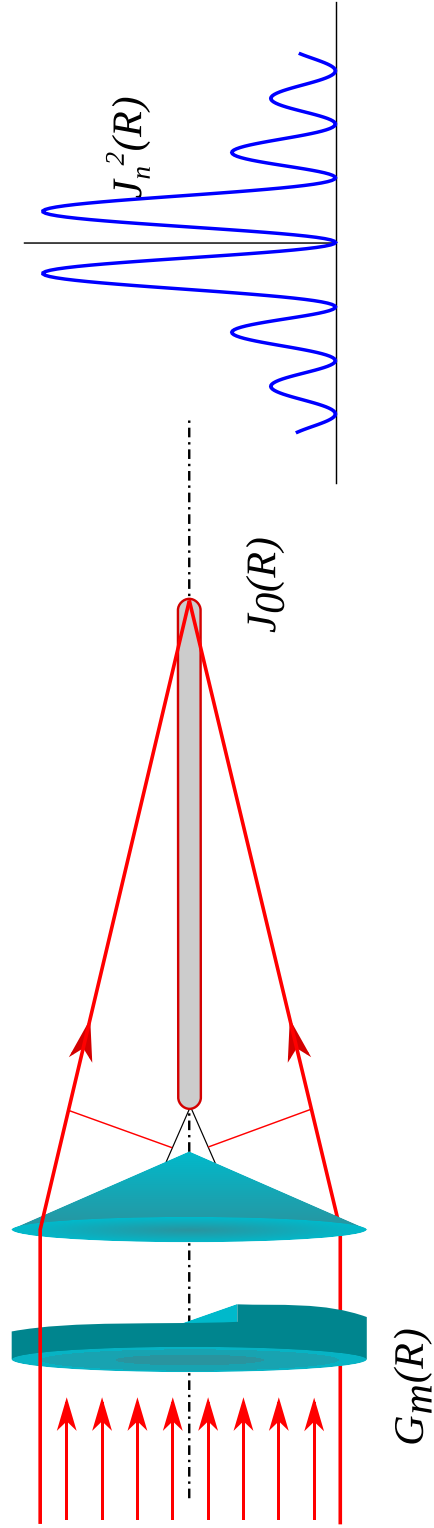


Рис. 13. Формирование грубчатых бесселевых пучков при помощи фазового винта и аксикона.

В работе [36] киноморфный преобразователь формировался на стекле с помощью фотолитографии аппроксимирующей функцию пропускания:

$$h(r, \phi) = \frac{\lambda}{2(n-1)} \{\beta r + m\phi + 2\pi\}_{2\pi} \quad (15)$$

где $n = 1, 5$, $\beta = 120\text{мм}^{-1}$, $\{\dots\}_{2\pi}$ – означает дробную (вычет) выражения по модулю 2π . На рисунке 14 приведены фотографии фотошаблонов для изготовления киноморфных преобразователей, а изображения распределения интенсивности в поперечном сечении ТБП, полученных при помощи этих преобразователей, приведены на рисунке 15. Изготовленные киноморфные преобразователи формировали волны распространяющиеся под углом к оси $1/50$ рад и позволяли получать ТБП 1-го и 5-го порядка соответственно. Коэффициент энергетического преобразования гауссова пучка в ТБП составлял порядка 40%. Другой подход формирования ТБП, представленный на рисунке 16, заключается в использовании для преобразования в бесселев пучок при помощи аксикона высших пространственных лазерных мод [28, 37, 30].

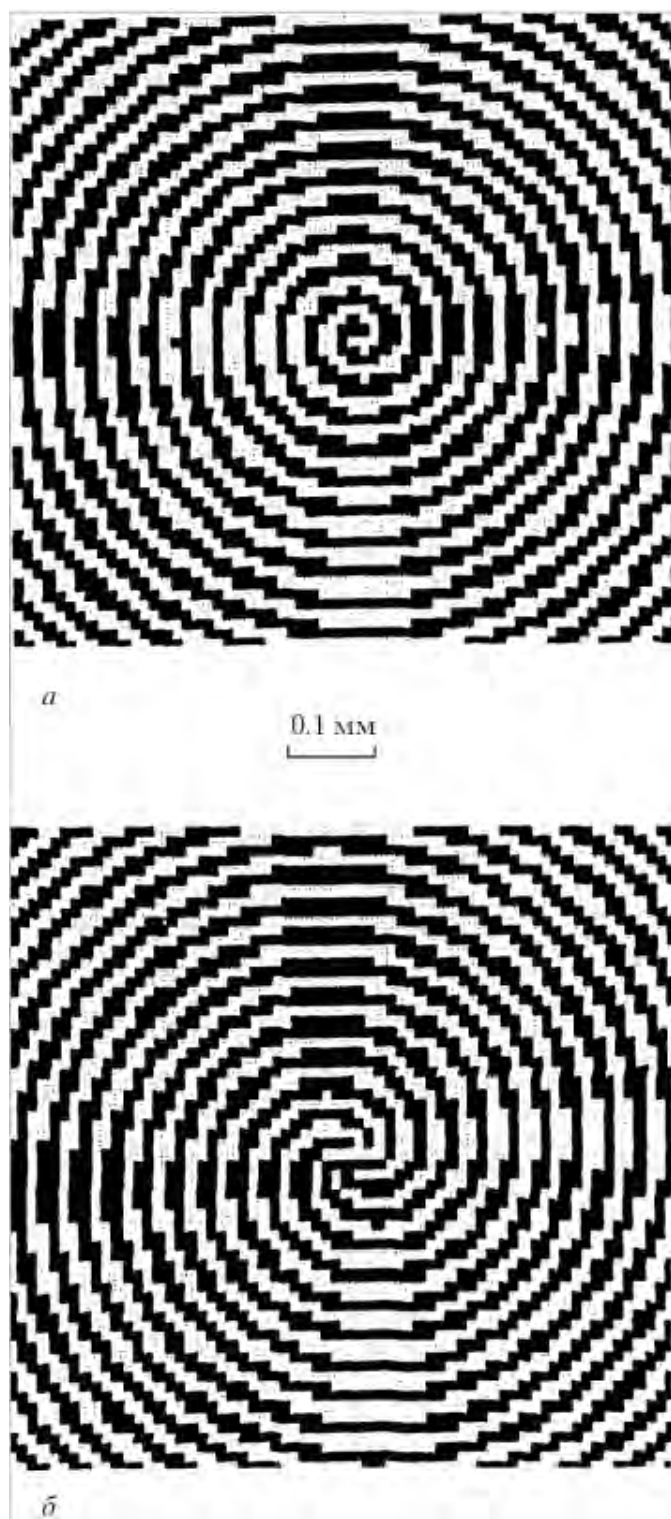


Рис. 14. Изображения фотошаблонов кинеморфных преобразователей а) $m=1$ б) $m=5$.

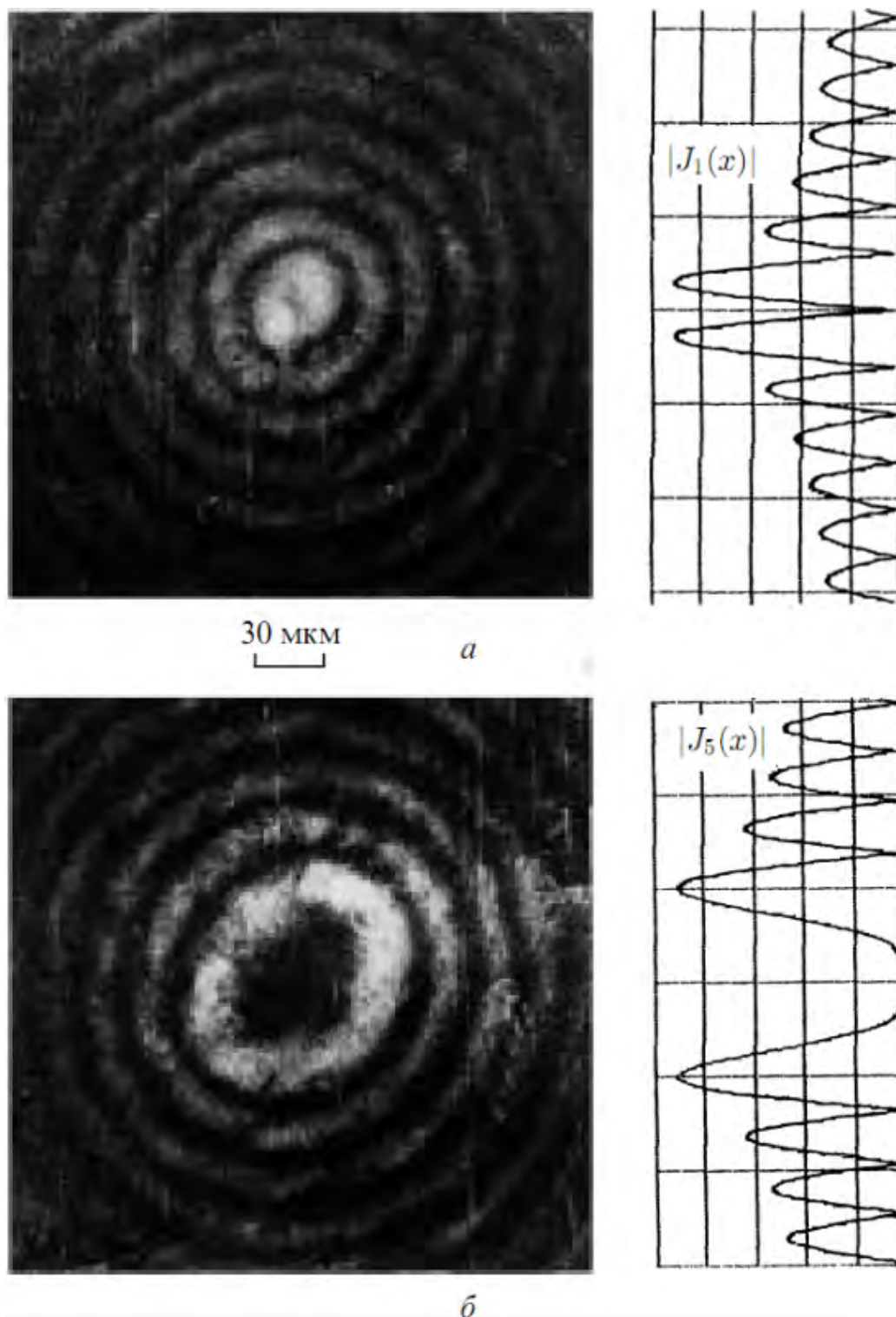


Рис. 15. Распределение интенсивности в поперечном сечении ТБП полученного при помощи киноморфного преобразователя а) $m=1$ б) $m=5$

Преимуществом такого метода является возможность 100% преобразования лазерного излучения в ТБП. На рисунке 16б представлено распределение интенсивности в поперечном сечении ТБП полученного при помощи аксикона из лазерной моды высшего порядка [30]. Размер тёмной области в центре пучка составляет 15мкм, длина распространения бесселева луча составляла 50мм. Таким образом, на основе приведённого анализа можно сделать вывод о том, что наиболее эффективным методом по формированию бесселевых лучей как нулевого, так и высших порядков является применение аксикона. Следует отметить, что для эффективного формирования ТБП стоит применять не нулевую лазерную пространственную моду, а моду высшего порядка.

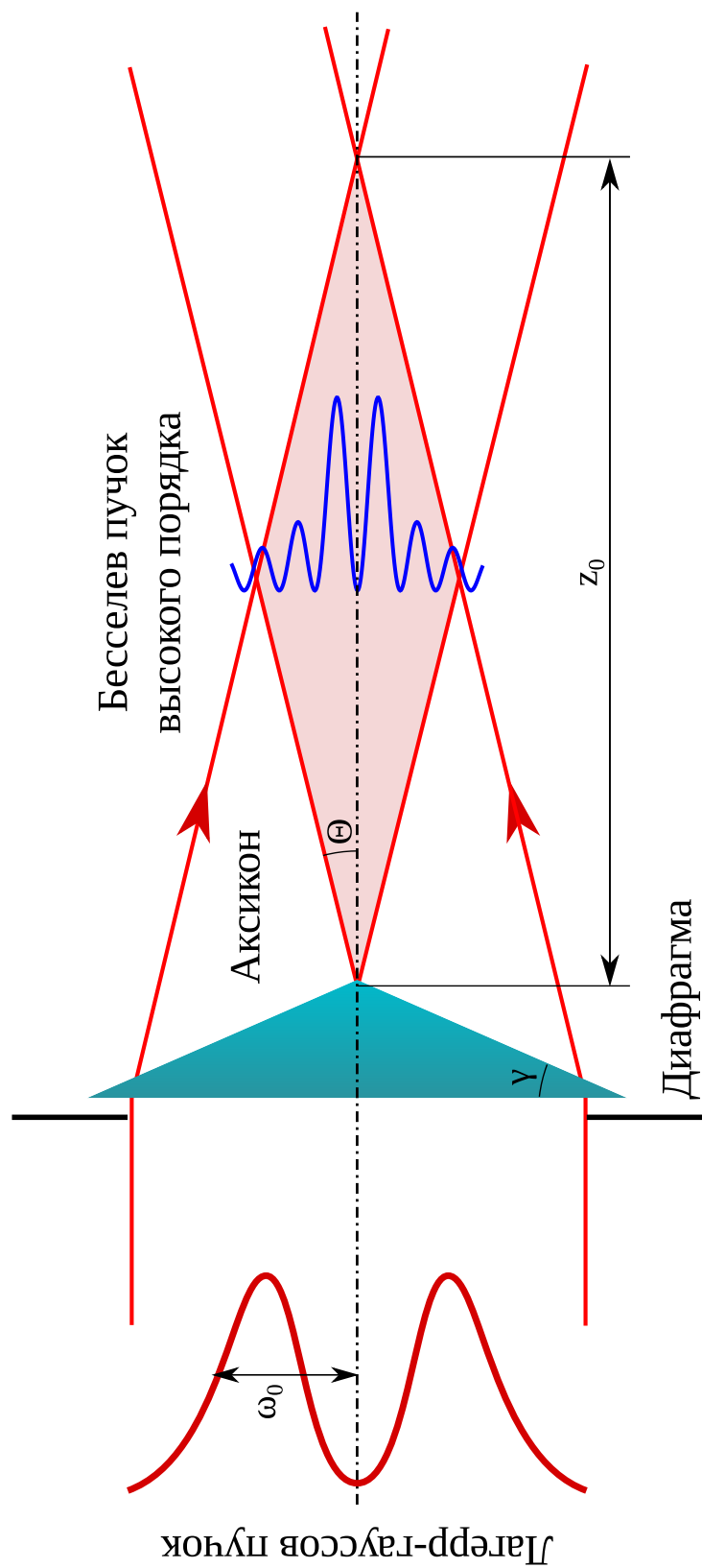


Рис. 16. а) Преобразование лазерной моды высшего порядка аксикона в ТБП. б) Распределение интенсивности в поперечном сечении ТБП полученного при помощи аксикона из лазерной моды высшего порядка. Размер тёмной области в центре луча 15 мкм, длина распространения составляла 50 мм

Глава 2. Получение нерасходящихся пучков от полупроводниковых источников света

Пространственно-инвариантные пучки света, распространяющиеся без изменения интенсивности, описаны Дурниным [6, 38] в 1987 году (а также Зельдовичем и МакЛеодом в 1950-60-х [17, 39]) и были названы бесселевыми пучками, так как их профиль описывается функцией Бесселя первого рода нулевого порядка, как показано в параграфе 1.1. В проекции на плоскость, перпендикулярную к оси распространения, подобные пучки выглядят как яркое пятно, окружённое системой концентрических колец.

Выбор источника излучения для получения бесселевых пучков обычно обосновывается требующейся, согласно установившемуся мнению, высокой когерентности, свойственной газовым и твердотельным лазерам.

Поэтому было предложено использовать для фокусировки излучения полупроводниковых лазеров нерасходящиеся (бесселевы) световые пучки. Несмотря на наличие значительного числа публикаций, посвященных генерации и изучению бесселевых пучков, возможность их получения от полупроводниковых лазеров и светодиодов не исследовалась до начала работ, изложенных в данной диссертации.

2.1. Получение бесселевых пучков от светодиодов и поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором

На практике бесселевы пучки получаются в результате интерференции сходящихся лучей, возникающей при прохождении сколлимированного Гауссова пучка через коническую линзу – аксикон. Диаметр центрального пятна опреде-

ляется углом аксикона и может быть порядка длины волны излучения. Практически получаемые бесселевы пучки имеют конечную длину распространения, которая зависит от диаметра поперечного сечения исходного сколлимированного пучка. При этом длина распространения бесселева пучка может достигать нескольких метров. Ещё одним замечательным свойством бесселевых пучков является то, что их центральный луч «самовосстанавливается» после встречи с препятствием [40]. Практическое применение инвариантные пучки света нашли в устройствах для манипулирования микроскопическими объектами, так называемых оптических пинцетах, принцип действия которых основан на законе сохранения импульса при преломлении света на захватываемой частице хорошо сфокусированным пучком лазерного излучения [41]. Именно применение в оптических пинцетах пространственно-инвариантных пучков света позволило существенно улучшить их характеристики. В частности, оптическим пинцетом на основе бесселевых пучков света возможно производить манипуляции не с одним, а одновременно с несколькими микроскопическими объектами [11]. Применение бесселевых пучков значительно увеличивает рабочую дистанцию между объектом манипуляций и фокусирующей оптикой и не требует тонкой юстировки, что делает такие системы более гибкими и привлекательными в контексте практических применений.

Выбор источника излучения для оптических пинцетов обоснован тем, что для получения бесселевых пучков, согласно устоявшемуся мнению, требуются источники света с высокой когерентностью, такие как газовые и твердотельные лазеры, что делает оптический пинцет весьма громоздким и дорогостоящим инструментом. Однако в работе [42] было показано, что при сильном диафрагмировании возможно получение инвариантных пучков света даже от

галогенной лампочки, дающей некогерентное излучение. При этом следует отметить, что диафрагмирование приводит к значительным оптическим потерям и мощность излучения в центральном пятне получаемого таким образом беселева пучка недостаточна для практических применений. Весьма привлекательным представляется использование в качестве источников излучения для получения пространственно-инвариантных световых пучков полупроводниковых излучателей (светодиодов и лазеров), которые по своим когерентным характеристикам занимают промежуточное положение между лампой накаливания и газовыми/твердотельными лазерами и при этом обладают большой выходной мощностью, высокой эффективностью и малыми размерами.

В данном случае исследуется возможность получения пространственно-инвариантных пучков света при помощи полупроводниковых источников света таких, как светодиоды (СИД), торцевые полупроводниковые лазеры (ППЛ) с широким полоском и поверхностно излучающие лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL – англ).

Схема эксперимента была построена в следующем образом: свет от источника излучения проецировался микрообъективами с различными коэффициентами увеличения на аксикон с углом 178° (СИД, торцевой ППЛ) или 170° (VCSEL), что обеспечивало диаметр центрального пятна 100 и 10 мкм соответственно. Результирующая картина излучения после аксикона регистрировалась при помощи ПЗС матрицы и объектива, использовавшегося при необходимости телескопирования.

Полупроводниковые источники света имели различную длину когерентности l_c , которая напрямую связана с шириной спектра источника света [43]:

$$l_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (16)$$

где λ_0 – длина волны максимума спектра излучения в воздухе, $\Delta\lambda$ - полуширина спектра излучения. В таблице 3 приведены параметры исследованных в этой работе полупроводниковых источников света.

На рисунке 17а приведена характерная картина бесселева пучка, полученная при использовании СИД в качестве источника излучения (№4 из табл. 3). На рисунке 17б приведён соответствующий спектр излучения СИД. В связи низкой длиной когерентности СИД для получения бесселевых пучков требовалось либо диафрагмировать источник излучения, либо располагать его на расстоянии, значительно большем фокусного расстояния первого микрообъектива. Это расстояние варьировалось в зависимости от размера светоизлучающего кристалла и формы корпуса светодиода, что демонстрировало влияние пространственной когерентности на возможность получения бесселевых лучей. Так, например, для светодиодов с практически одинаковой длиной когерентности (№ 1 и № 4 в табл. 3) это расстояние различалось в несколько раз, что, по нашему мнению, связано с различием пространственной когерентности данных источников света. Следует отметить, что этот тип когерентности играет важную роль в образовании бесселевых пучков. Судя по полученным результатам, наибольшей пространственной когерентностью из исследованных СИД обладал светодиод с малым размером светоизлучающего кристалла (300x300 мкм) и параболической формой эпоксидного корпуса.

На рисунке 18а приведено изображение бесселева пучка, полученное при помощи квазиоднододового VCSEL при значении тока накачки $I = 1\text{mA}$.

Таблица 3. Параметры исследуемых полупроводниковых источников света.

№	Источник света	Ток, мА	Полу-ширина спектра, нм	λ , нм	Длина когерентности, мкм
1	Мощный красный СИД LXHL-MD1D, Lumileds	36	19	642	22
2	Мощный синий СИД LXHL-LB3C, Lumileds в параболическом корпусе с диаметром светоизлучающей поверхности 27 мм, ООО «Белый свет»	36	20	473	11
3	Зелёный СИД, LY517PPG1-70, COTCO	2	30	528	9,2
4	Красный СИД КИПД 21 К-К, НПО Планета-СИД в параболическом корпусе с диаметром светоизлучающей поверхности 20 мм, ООО «Белый свет»	8	20	652	21
5	Торцевой широкополосковый лазер	400	0,8	1052,5	1385
6	[44]	1000	2,1	1052	527
7	VCSEL DO-701d,	1	0,1	988,5	9771
8	Innolume GmbH	3	0,9	988,5	1086

Спектр излучения такого лазера приведён на рисунке 18б. При увеличении тока накачки лазер переходил в многомодовый режим генерации, что приводило к уменьшению длины когерентности (см. табл. 3) и к ухудшению пространственной когерентности, что, в свою очередь, вело к некоторому уменьшению контраста колец и их количества.

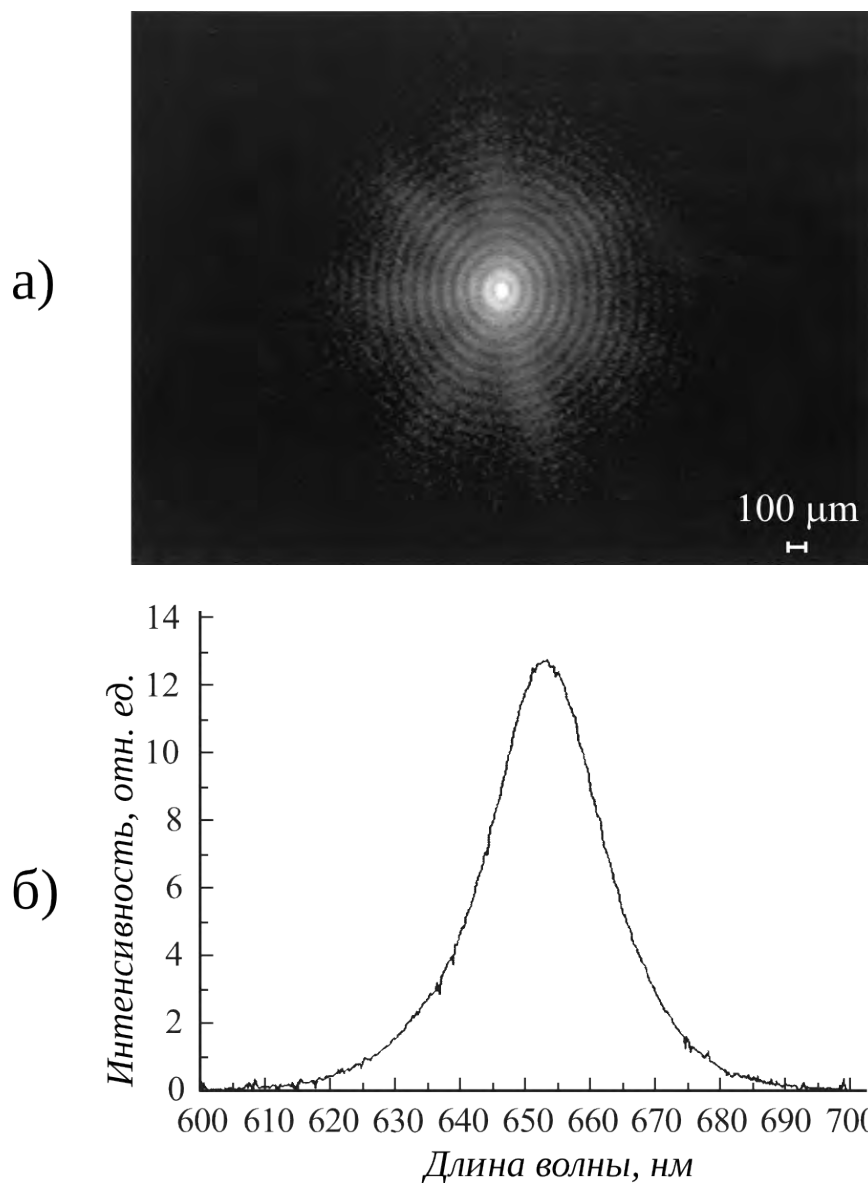


Рис. 17. а) Картина бесселева пучка, полученная при помощи СИД КИПД 21К-К с параболическим эпоксидным корпусом с диаметром торца 20 мм, ООО «Белый свет», угол аксикона 178° , диаметр диафрагмы 5 мм, $I=8$ мА.

б) Спектр излучения этого СИД, $I=8$ мА .

Весьма интересным объектом для получения пространственно-инвариантных пучков света являются торцевые ППЛ, которые позволяют получать до 16 Ватт выходной мощности излучения в непрерывном режиме генерации [44]. Была исследована возможность получения пространственно-инвариантных пучков света при помощи ППЛ с шириной полоска 100 мкм. На рисунке 19а приведена картина бесселева пучка при величине тока накачки $I = 400\text{мА}$, близкой к порогу генерации. Соответствующий спектр ППЛ приведён на рисунке 19б. При увеличении тока происходит изменение картины бесселева пучка, в которой может наблюдаться не одно центральное яркое пятно, а несколько, что объясняется возникновением у полупроводникового лазера генерации в каналах.

Таким образом, в настоящей работе приводятся результаты исследования, которые показали, что в качестве источников излучения для получения пространственно-инвариантных (бесселевых) пучков света могут быть использованы различные типы полупроводниковых источников, такие как светоизлучающие диоды, а также поверхностно-излучающие и торцевые полупроводниковые лазеры. Длина распространения бесселевых лучей определялась диаметром поперечного сечения исходного луча и составляла от единиц до десятков сантиметров в зависимости от угла аксикона.

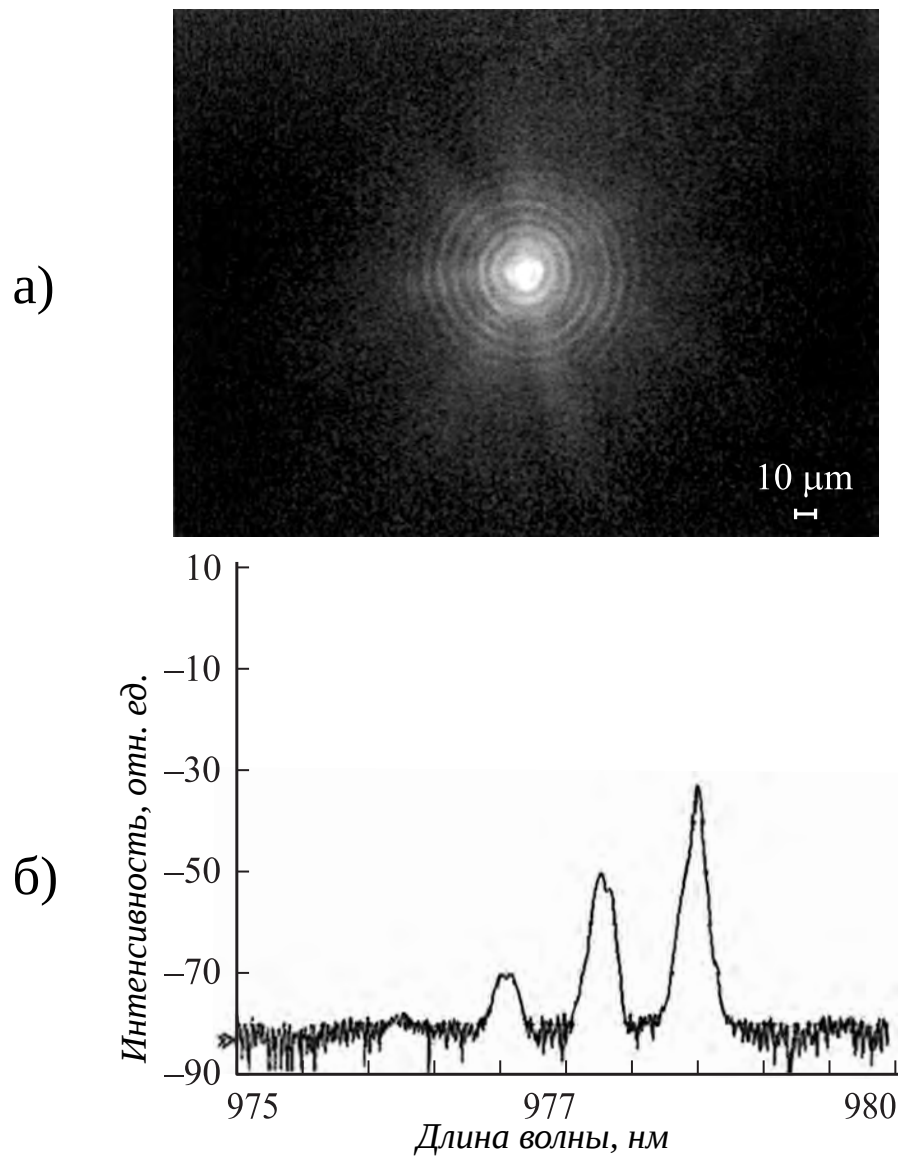


Рис. 18. а) Картина бesselева пучка, полученная при помощи VCSEL DO-701d, Innolume GmbH, угол аксикона 170° , $I=1$ мА. б) Спектр излучения VCSEL, $I=1$ мА.

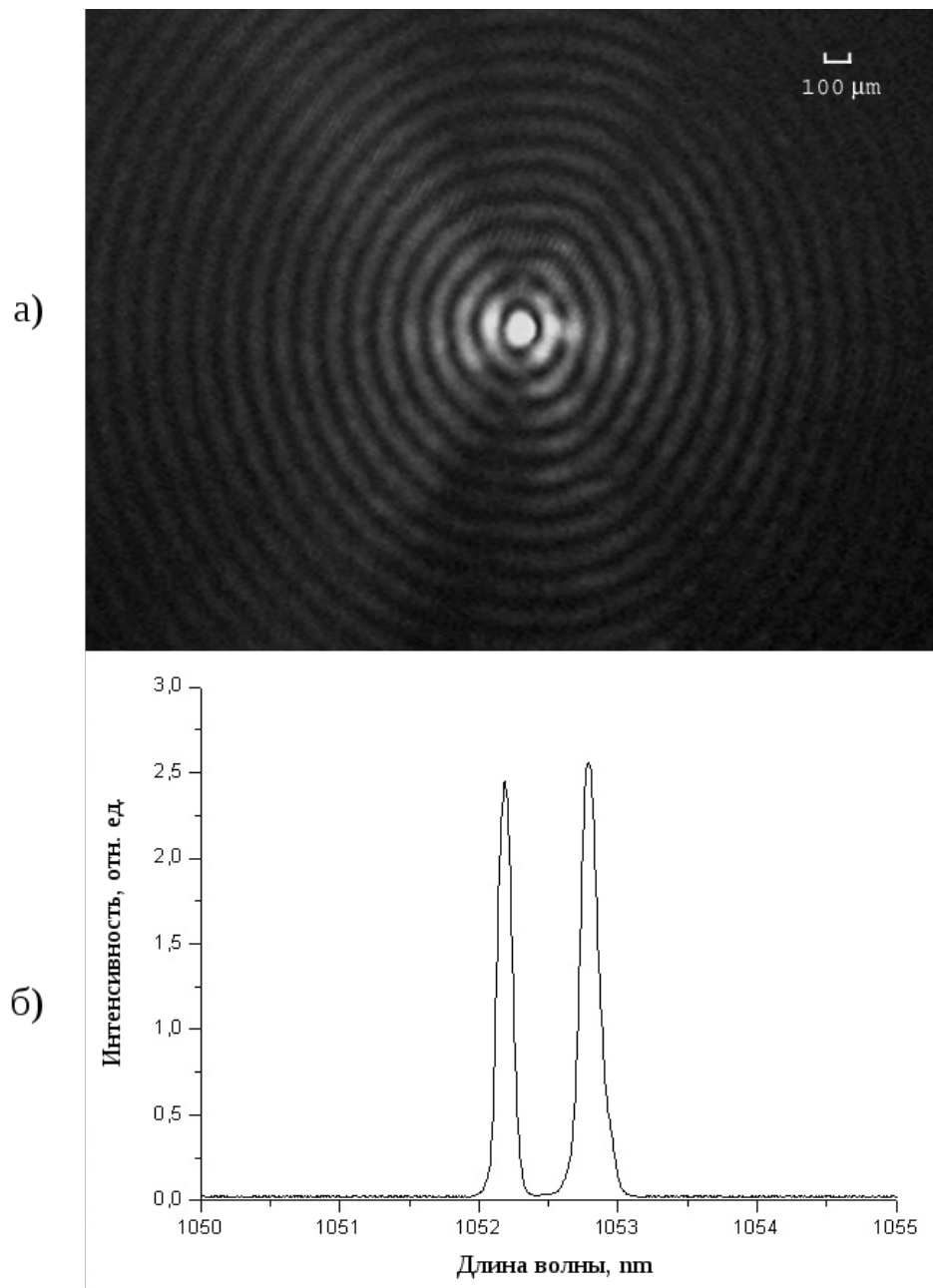


Рис. 19. а) Картина бесселева пучка, полученная при помощи торцевого ППЛ, угол аксикона 178° , $I=400$ мА.
б) Спектр излучения торцевого ППЛ, $I=400$ мА.

2.2. Изучение бесселевых пучков, полученных от широкополосковых торцевых лазеров

Этот параграф посвящен более детальному исследованию формирования пространственно-инвариантных пучков от полупроводниковых лазеров с широким полоском с торцевым выводом излучения, в том числе с внешним резонатором [45], а также широкополосковых лазеров с искривлёнными штрихами распределённого брегговского зеркала (и-РБЗ) [46, 47]. Представляется, что использование таких лазеров обеспечит формирование бесселевых пучков от полупроводниковых источников излучения с уровнем мощности в центральном пятне, достаточным для большинства практических применений.

Для получения бесселевых пучков в наших экспериментах использовался аксикон с углом при вершине 170° , обеспечивающий формирование центрального пятна бесселева пучка размером 10 мкм. Перед прохождением через аксикон излучение полупроводникового лазера коллимировалось оптической системой, включающей в себя цилиндрическую микролинзу для фокусировки излучения в плоскости, перпендикулярной р-п переходу.

На основании результатов исследований [48], было сделано предположение о том, что пространственная когерентность излучения полупроводниковых источников оказывает гораздо большее влияние на формирование бесселевых пучков, чем его временная когерентность. Для подтверждения этого положения был проведен эксперимент по исследованию формирования бесселевых пучков от широкополоскового полупроводникового лазера с внешним резонатором с дифракционной решеткой, работающей в схеме Литрова (схема эксперимента аналогична описанной в работе [45]). Такая конструкция позволяет при небольшой расстройке резонатора значительно изменять ширину

спектра выходного излучения (т. е. изменять его временную когерентность), не изменяя пространственных параметров выходного пучка.

На рисунках 20 и 21 приведены картины распределения интенсивности в поперечном сечении бесселева пучка, полученного при помощи широкополоскового лазера с внешним резонатором, на различном расстоянии от начальной точки его формирования. Ширина спектра в первом случае равнялась $\sim 0.6 \text{ nm}$, а во втором $\sim 1.2 \text{ nm}$. Мощность излучения в центральном пятне бесселева пучка составляла 7 и 5.5 mW соответственно, при общей мощности излучения 450 мВт и апертуре гауссова луча 2 мм. Как видно из рисунков 20 и 21, длина распространения бесселевых пучков без заметных искажений в обоих случаях примерно одинакова ($3 \div 4 \text{ mm}$). Отметим, что эта величина существенно меньше предельной длины распространения ($2 \div 3 \text{ mm}$), соответствующей облучению аксикона плоской монохроматической волной. Это объясняется плохой пространственной когерентностью (т. е. неоднородностью) излучения полупроводниковых лазеров, обусловленной его многомодовым характером, астигматизмом, шпотованием и т. д.

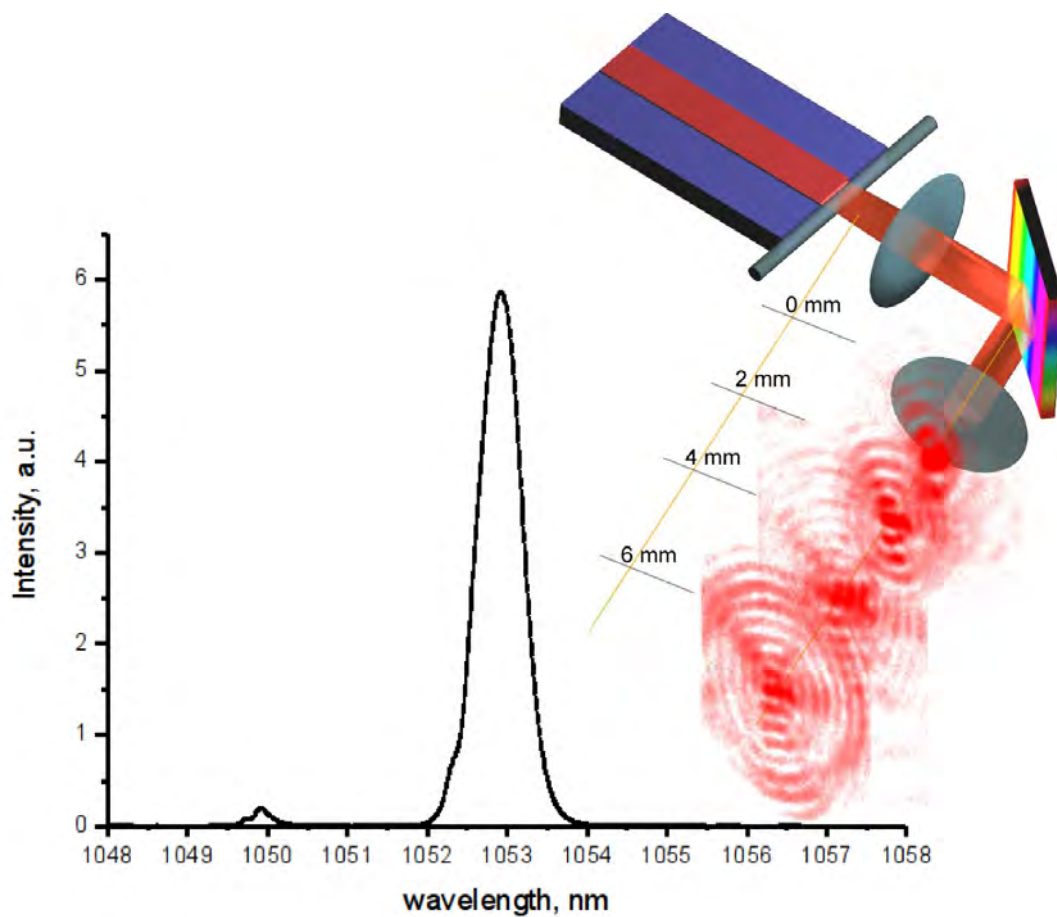


Рис. 20. Картины распределения интенсивности в поперечном сечении бесселева пучка, полученного при помощи широкополоскового лазера с внешним резонатором, на различном расстоянии от начальной точки его формирования. Полуширина спектра генерации ~ 0.6 нм.

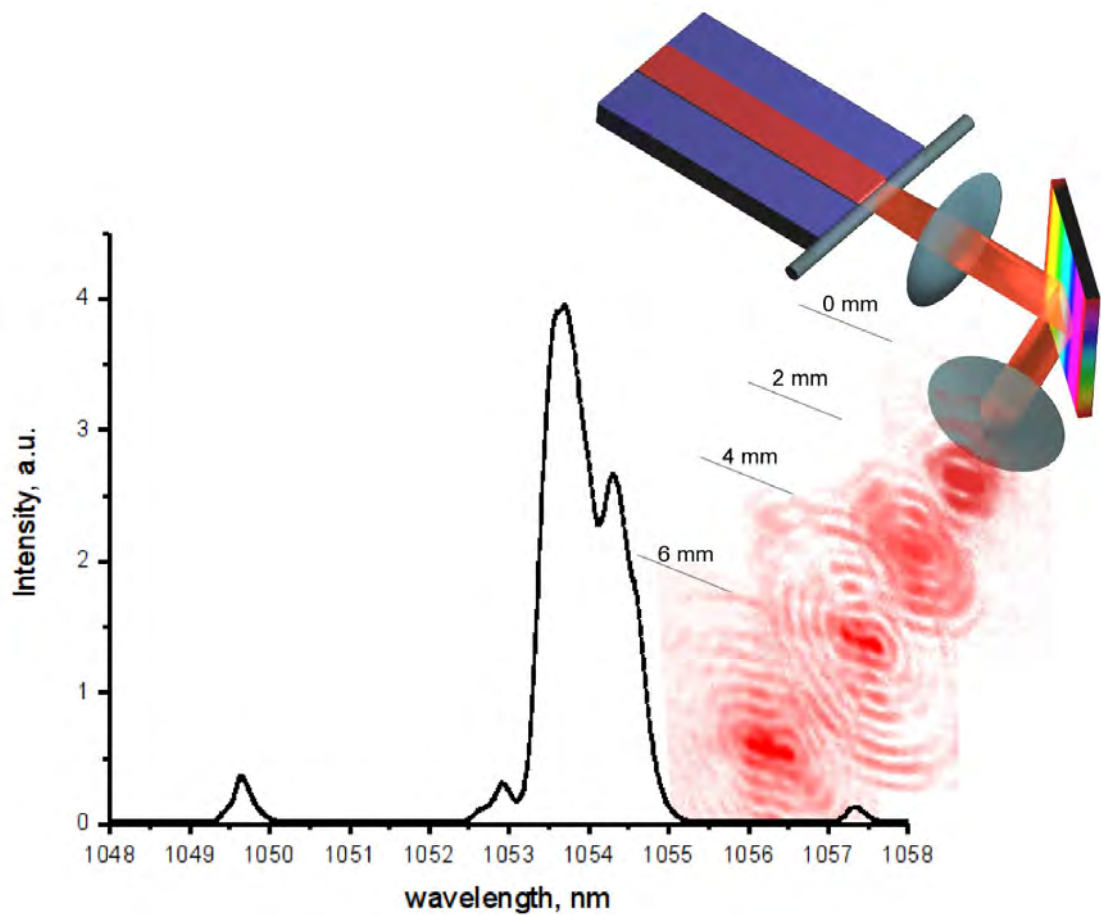


Рис. 21. Картины распределения интенсивности в поперечном сечении бесселева пучка, полученного при помощи широкополоскового лазера с внешним резонатором, на различном расстоянии от начальной точки его формирования. Полуширина спектра генерации ~ 1.2 нм.

Возникающие при получении бесселевых пучков трудности, связанные с пространственной неоднородностью излучения полупроводниковых лазеров с широким полоском, могут быть разделены на три основные группы:

1) Многомодовый характер излучения лазеров с широким полоском. При многомодовом излучении одновременная коллимация всех мод оказывается невозможной из-за разницы их расходимости, что приводит к «размытию» колец бесселева пучка. Важно отметить, что при этом размер центрального луча практически не изменяется, как схематически показано на рис. 22а.

2) Астигматизм, а также шпотование излучения лазера с широким полоском приводит к тому, что при распространении бесселева пучка, полученного от такого лазера, его центральный луч постепенно искажается, приобретая неправильную продолговатую форму, (или, в случае шпотования, превращаясь в линию, состоящую из ярких точек), как показано на рис.22б.

3) Облучение аксикона под углом. При разъюстировке оптической схемы центральная часть бесселева пучка искажается, образуя ромбовидную каустику (рис.22в). Размер возникающей каустики пропорционален расстоянию от точки наблюдения до вершины аксикона и углу, под которым облучается аксикон. Этот эффект описан в работах [49, 50] для газовых и твердотельных лазеров. Следует лишь отметить, что высокий астигматизм излучения может приводить к тому, что излучение из боковых частей широкого полоска падает на аксикон под значительным углом, вызывая образование каустики даже при идеальной юстировке оптической схемы.

Для проверки этих положений были проведены эксперименты по генерации бесселевых лучей при помощи широкополоскового полупроводникового лазера с искривлёнными штрихами решетки обратной связи [46, 47]. Штрихи

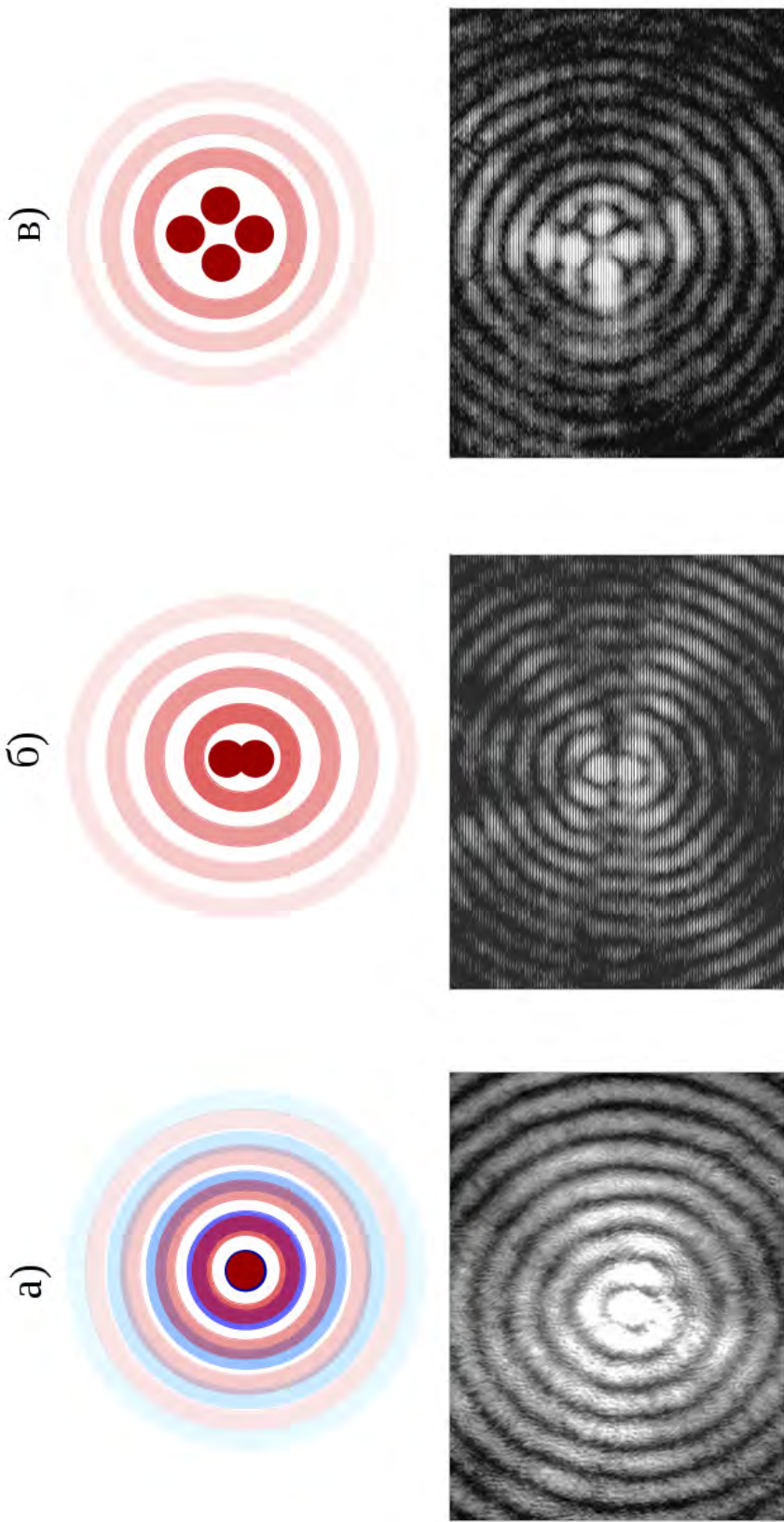


Рис. 22. Схематические изображения бесселевых пучков, образованных:

а) многомодовым излучением полупроводникового лазера; б) шпотованным излучением; в) при облучении аксикона под углом, а также соответствующие типичные экспериментальные распределения интенсивности.

решетки и-РБЗ лазера представляют собой дуги концентрических окружностей, обеспечивая цилиндрическую симметрию резонатора, за счет чего все моды приобретают общий «геометрический источник» [51], что, очевидно, должно снизить негативное влияние астигматизма и многомодового состава излучения за счет обеспечения лучшей пространственной однородности при коллимации расходящегося лазерного излучения перед формированием бесселева пучка.

Действительно, при помощи широкополоскового и-РБЗ лазера был сформирован бесселев пучок с наибольшей длиной распространения, в котором искажение центрального луча начинается только на расстоянии 15 мм от начальной точки формирования (рис. 23). Сравнение характера распространения пространственно-инвариантных световых пучков от полупроводниковых лазеров с широким полоском в случае линейной (рис. 20) и цилиндрической (рис. 23) симметрии резонатора наглядно показывают, что именно астигматизм и многомодовый характер излучения в полупроводниковых лазерах с широким полоском оказывают наиболее негативное влияние на формирование бесселевых пучков. Значительного снижения указанного влияния можно добиться, используя в полупроводниковых лазерах с широким полоском не линейную, а цилиндрическую симметрию резонатора, в частности за счет применения и-РБЗ.

Таким образом, при помощи широкополосковых полупроводниковых лазеров с торцевым выводом излучения получены пространственно-инвариантные пучки света с мощностями и диаметрами центрального пятна, пригодными для применения в устройствах типа оптического пинцета. На основании анализа распространения бесселевых пучков, полученных при помощи широ-

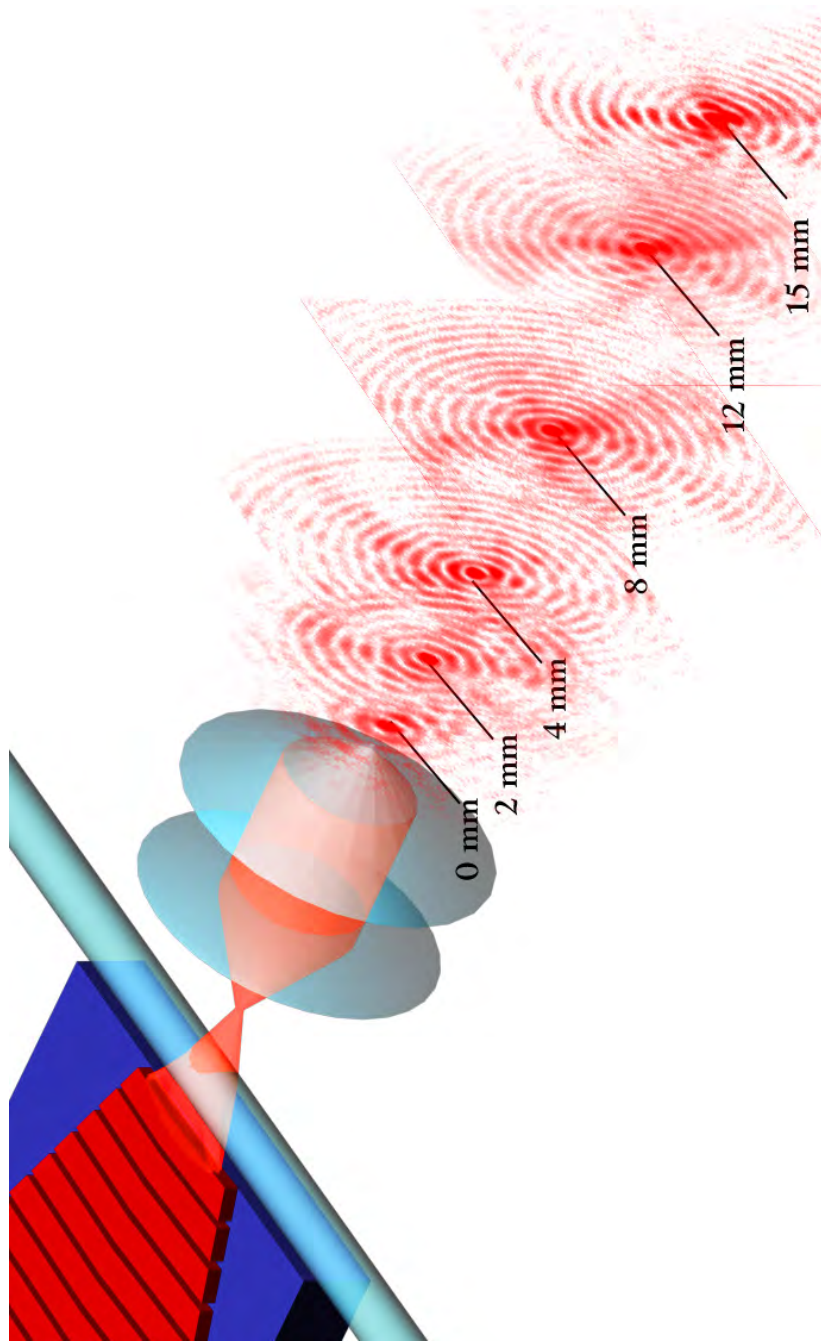


Рис. 23. Картины распределения интенсивности в поперечном сечении бесселева пучка, полученного при помощи и-РБЗ лазера, на различном расстоянии от начальной точки его формирования.

кополосковых лазеров со спектрально-селективным резонатором, показано, что пространственная однородность излучения оказывает гораздо большее влияние на формирование бесселевых пучков, чем его временная когерентность, при этом основным фактором, ограничивающим длину распространения пространственно-инвариантных пучков без искажения центрального луча, является астигматизм и многомодовый состав излучения.

2.3. Получение бесселевых пучков от поверхностно-излучающих лазеров с расширенным вертикальным резонатором

Для экспериментального получения бесселевых пучков от поверхностно-излучающих лазеров был использован оптически накачиваемый поверхностно-излучающий лазер с вертикальным внешним резонатором (*vertical external cavity surface-emitting laser*, VECSEL – англ.) с широкой активной областью с длиной волны излучения 1040 нм [52]. В лазерной структуре была использована активная область на основе InGaAs квантовых точек и GaAs/AlGaAs распределенные брегговские зеркала. Активный полупроводниковый элемент был закреплен на внутрирезонаторном алмазном теплоотводе с медным основанием, обеспечивавшем эффективный отвод тепла к держателю с водяным охлаждением. В качестве накачки использовался полупроводниковый лазер с волоконным выводом излучения с длиной волны 808 нм. Излучение накачки фокусировалось в пятно диаметром 120 мкм. V-образный внешний резонатор был сформирован распределенным брегговским зеркалом активного полупроводникового элемента, искривленным зеркалом радиусом –75 мм и плоским выводящим зеркалом с пропусканием 0.6%. Параметр распространения выходного излучения в наших экспериментах составлял $M^2 = 2$. Бесселевы лучи формировались при помощи аксикона с углом при вершине 140° ($\beta = 200$) и регистрировались при помощи телескопической проекционной системы и ПЗС матрицы. Распределение интенсивности бесселевых лучей на различном удалении от аксикона детектировалось путем перемещения системы регистрации микропозиционером. Параметры системы регистрации были подобраны таким образом, чтобы обеспечить ширину поля зрения 100 мкм. На рис.30а,б,в представлено несколько поперечных распреде-

лений интенсивности бесселева пучка, полученных на различном удалении от вершины аксикона при апертуре образующего луча $w_0 = 60$ мкм. Рисунки позволяют весьма наглядно проследить тенденцию сокращения поперечного размера центрального луча бесселева луча при удалении от вершины аксикона (т. е. при сокращении влияния скругления вершины), а также его увеличения из-за расходимости образующего луча при значительном увеличении расстояния от аксикона.

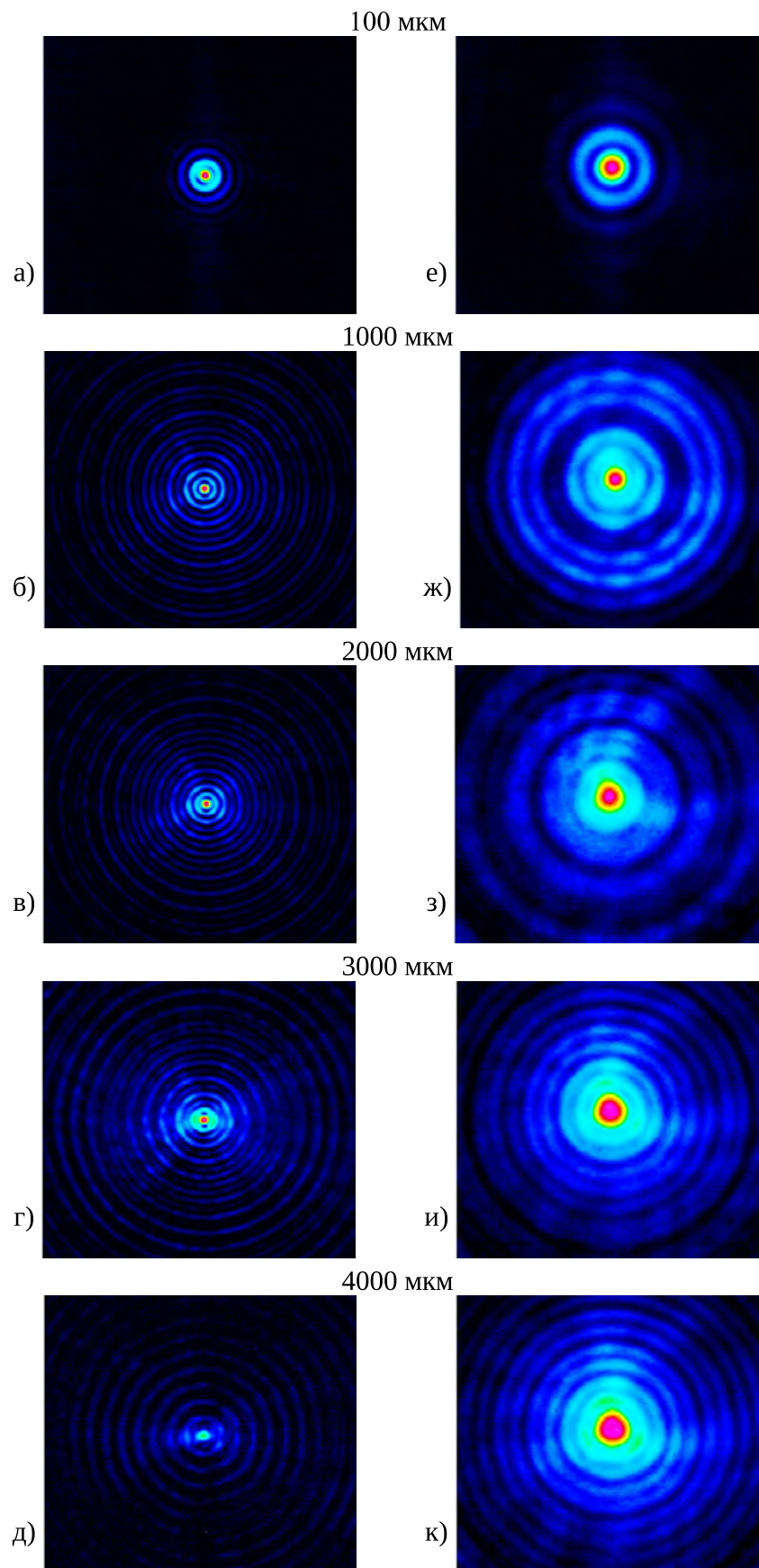


Рис. 24. Распространение бesselевых пучков полученных от вертикально-излучающего лазера с внешним резонатором (VECSEL) в квазигансовом режиме от аксиконов с углами при вершине 140° (а-д) и 160° (е-к). Ширина изображений – 100 мкм.

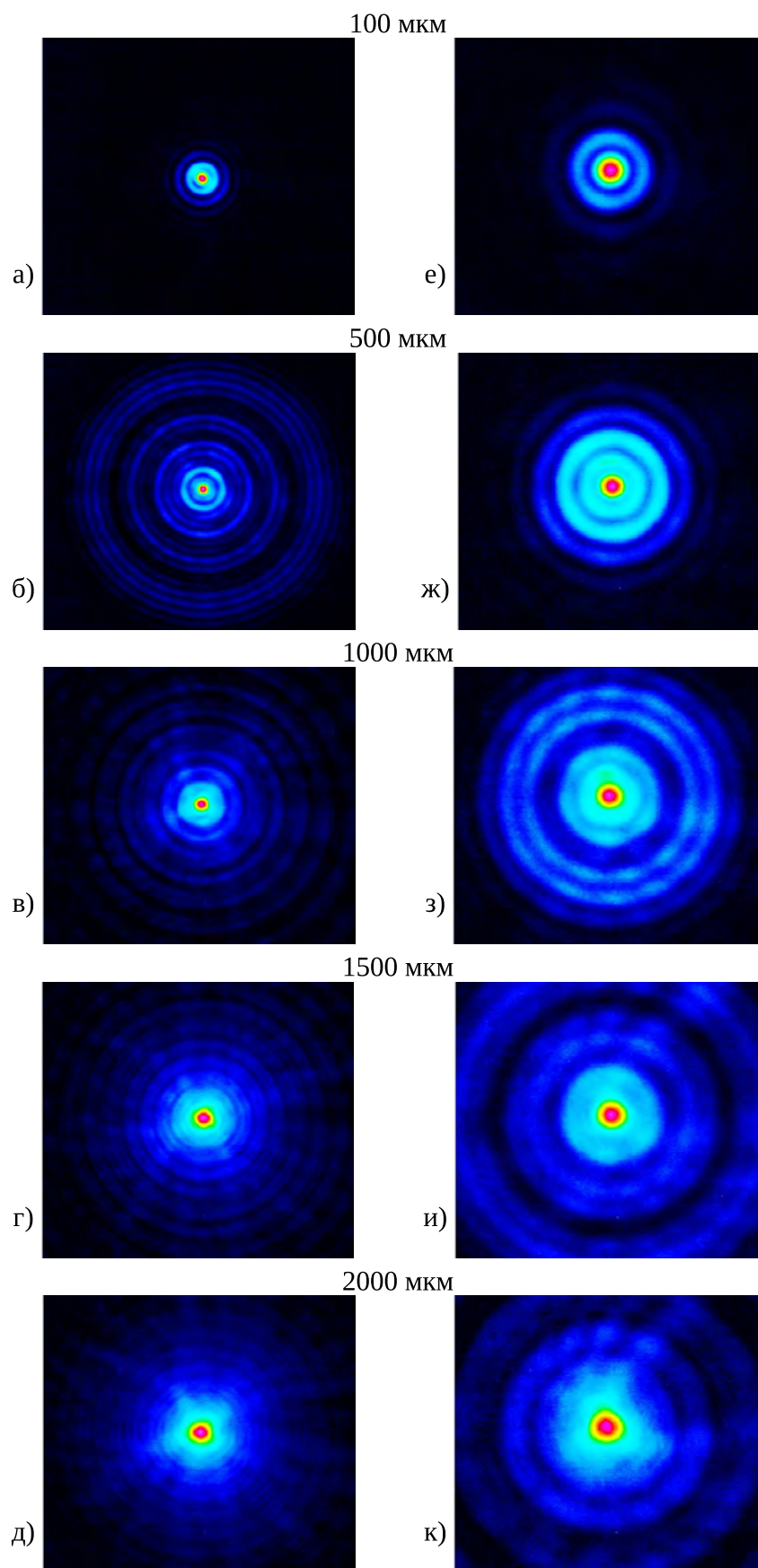


Рис. 25. Распространение бesselевых пучков полученных от вертикально-излучающего лазера с внешним резонатором (VECSEL) мощностью 2.4 Вт от аксиконов с углами при вершине 140° (а-д) и 160° (е-к). Ширина изображений – 100 мкм.

Глава 3. Влияние скругления вершины аксикона и параметра распространения пучка M^2 на формирование бесселевых пучков от полупроводниковых лазеров

При распространении бесселева пучка, сформированного из сколлимированного многомодового квазигауссова луча, размер его центрального пятна может заметно увеличиваться, а длина распространения z_B сокращаться, как в силу значительной расходимости формирующего квазигауссова луча, так и из-за скругления вершины аксикона, что видно из рисунков 24,25.

3.1. Влияние высокого параметра распространения пучка M^2 на получение бесселевых пучков от полупроводниковых лазеров

Для того, чтобы оценить влияние расходимости образующего луча, необходимо учесть угол расходимости в выражении, связывающем поперечный размер центрального луча бесселева пучка с геометрическими параметрами оптической схемы путем замены угла интерференции конически сходящихся лучей $\gamma \rightarrow \gamma - x(z)$:

$$d_{M^2} = \frac{2.4\lambda}{\pi \cos\left(\frac{\alpha}{2} - \frac{\pi}{2} + \arcsin(n \cos \frac{\alpha}{2}) - x(z)\right)}, \quad (17)$$

где λ – длина волны, n – показатель преломления, α – угол при вершине аксикона, $x(z)$ – угол расходимости образующего луча, зависящий от продольной координаты z . В данном рассмотрении мы будем считать, что образующий квазигауссов луч соосен аксикону и сколлимирован в плоскости, проходящей через его вершину, оставляя эффекты разъюстировки [53, 54, 50] для дальнейших исследований. Поэтому, определяя угол расходимости как арктангенс

отношения поперечной координаты образующего луча на аксиконе к его кривизне $R(z)$ при достижении оси симметрии, как показано на рисунке 26б:

$$x(z) = \operatorname{arctg} \left(\frac{z \cdot \operatorname{tg}(\gamma)}{R(z)} \right), \quad (18)$$

и, воспользовавшись известным выражением для кривизны волнового фронта квазигатссова пучка [55]:

$$R(z) = z \sqrt{1 + \left(\frac{\pi w_{M^2}^2}{M^2 \lambda z} \right)^2}, \quad (19)$$

после очевидных преобразований и учетом закона Снеллиуса $\gamma = (n - 1)\beta$ в параксиальном приближении можно записать:

$$x(z) = \frac{(n - 1)\beta}{1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{M^2 \lambda z} \right)^2}, \quad (20)$$

где β – дополнительный угол при вершине аксикона $\beta = 90^\circ - \alpha/2$. Подставляя полученное выражение в 17, после проведения несложных тригонометрических преобразований получаем окончательно:

$$d_{M^2}(z) = \frac{2.4}{\pi} \frac{\lambda}{(n - 1) \sin \left[\beta + \frac{n-1}{1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{M^2 \lambda z} \right)^2} \beta \right] - n \sin \left[\frac{n-1}{1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{M^2 \lambda z} \right)^2} \beta \right]} \quad (21)$$

Полученное громоздкое выражение может быть значительно упрощено в параксиальном приближении:

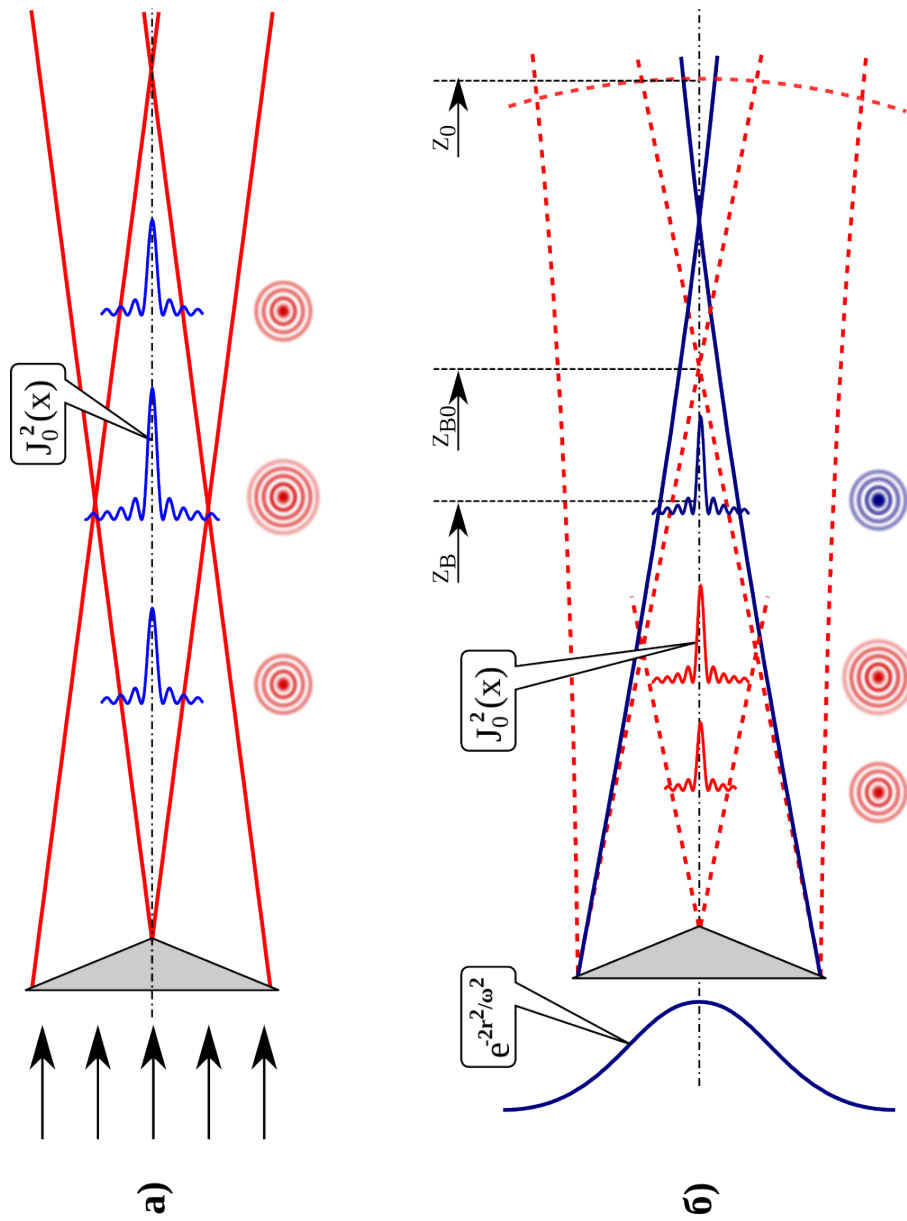


Рис. 26. Сравнение распространения гауссова и бesselова пучков.

- а) Распространение бesselова пучка, созданного аксиконом.
- б) Распространение бesselова пучка, сформированного из расходящегося квазиганссова луча (рисунок иллюстрирует различие длины распространения бesselова пучка, обусловленной расходимостью образующего луча z_B , «геометрической» длиной распространения z_{B0} и релеевским расстоянием z_0).

$$d_{M^2}(z) \approx \frac{2.4\lambda}{\pi(n-1)\sin\beta} \left[1 + \left(\frac{M^2\lambda z}{\pi\omega_0^2} \right)^2 \right], \quad (22)$$

причем разница между выражениями 21 и 22 не превышает 5% во всем диапазоне практически важных углов при вершине аксикона. Выражение (22) также предоставляет возможность простого вычисления длины распространения бесселева пучка, определяемой расходимостью образующего луча [53]. Определяя длину распространения бесселева пучка z_B как расстояние, на котором поперечный размер его центрального луча увеличивается в $\sqrt{2}$ раз (аналогично определению релеевской длины), мы, используя 22, можем записать:

$$\left(\frac{M^2\lambda z_B}{\pi\omega_0^2} \right)^2 + 1 = \sqrt{2} \quad (23)$$

Выполняя очевидные преобразования, получаем выражение

$$z_B = \sqrt{\sqrt{2} - 1} \frac{\pi\omega_0^2}{M^2\lambda} \approx \frac{2\omega_0^2}{M^2\lambda}, \quad (24)$$

которое полностью соответствует результату, получаемому непосредственно из анализа расходимости образующего луча [53]. Следует отметить, что без учета расходимости образующего луча, при рассмотрении лишь геометрических параметров оптической схемы, длина распространения бесселева пучка определяется известным выражением [56]:

$$z_{B0} = \frac{\pi\omega_0 d_0}{\kappa\lambda} \quad (25)$$

которое, с учетом 22 в приближении геометрической оптики принимает вид:

$$z_{B0} \approx \frac{\omega_0}{n \sin \beta} \quad (26)$$

где d_0 – поперечный размер центрального луча бесселева пучка без учета расходимости. Из сравнения выражений 24 и 26 легко видеть, что уменьшение апертуры ω_0 образующего луча ниже величины

$$\omega_0 < \frac{M^2 \lambda}{2(n-1) \sin \beta}, \quad (27)$$

ведет к ограничению длины распространения бесселева пучка из-за расходимости образующего луча, а не в силу геометрических параметров оптической схемы. Очевидно, что рассматриваемый эффект особенно важен при формировании бесселевых пучков из квазигауссовых лучей с высоким параметром распространения M^2 . На рис.(27) представлена расчетная зависимость поперечного размера центрального луча бесселева пучка от продольной координаты z для различных значений параметра распространения образующего луча M^2 и его апертуры ω_0 .

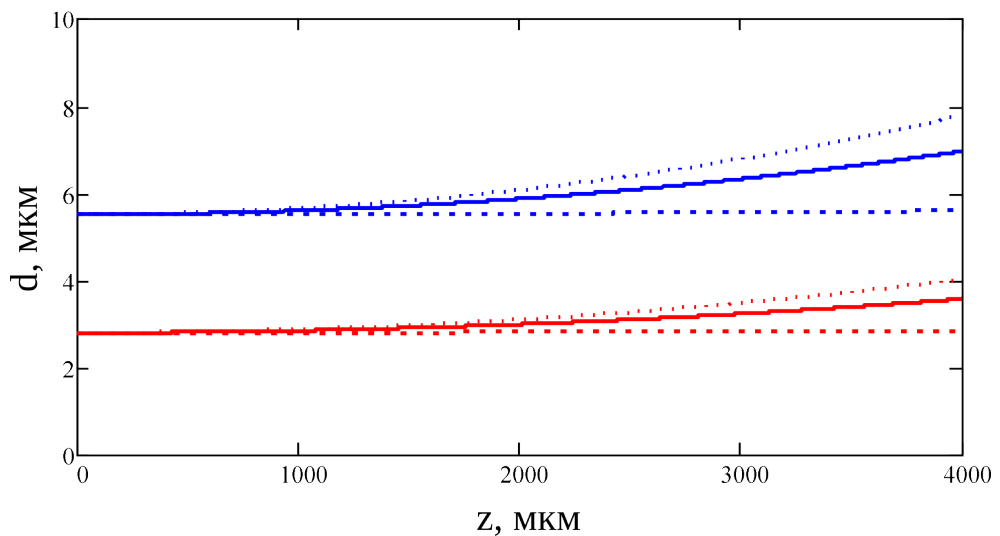


Рис. 27. Зависимость поперечного размера центрального луча бesselева пучка от продольной координаты z для различных значений апертуры w_0 и параметра распространения M^2 образующего луча. Расчет проведен для аксиконов с углом при вершине $\alpha = 160^\circ$ (верхнее семейство кривых) и $\alpha = 140^\circ$ (нижнее семейство кривых). Параметры, использованные в расчетах: $w_0 = 100\text{мкм}$, $M^2 = 1$ (пунктирные линии), $w_0 = 50\text{мкм}$, $M^2 = 1$ (сплошные линии), $w_0 = 100\text{мкм}$, $M^2 = 5$ (точечные линии)

3.2. Влияние скругления вершины аксикона на поперечный размер центрального пятна бесселева пучка

Скругление вершины аксикона является крайне нежелательным дефектом, возникающим при его изготовлении, что связано с неизбежными технологическими затруднениями при финишной полировке конической поверхности аксикона. Влиянием скругления вершины аксикона можно пренебрегать при изучении формирования бесселевых пучков с большой апертурой образующего луча и значительной длиной распространения. Однако, при уменьшении апертуры образующего луча до сотен микрометров и соответствующем сокращении длины распространения бесселева пучка, учет скругления вершины аксикона на поперечный размер центрального луча бесселева пучка представляется абсолютно необходимым.

Рассмотрим аксикон со скруглением вершины радиуса R с поперечным размером скругленной области H (см. рисунок 28). Радиус скругления связан с размером скругленной области очевидным соотношением:

$$H = R \sin \beta \quad (28)$$

Из выражения 28 следует, что область формирования бесселева пучка аксиконом со скругленной вершиной сдвинута относительно «идеальной» вершины аксикона на расстояние $z_0 = R/n$, а относительно скругленной вершины на расстояние $z_0 + \delta$ (см. рис. 28), где $\delta = R(1 - \cos \beta)/(\cos \beta)$.

Как схематически показано на рисунке 28, скругленная вершина аксикона действует на образующий луч как плосковыпуклая линза, описываемая матрицей [55]:

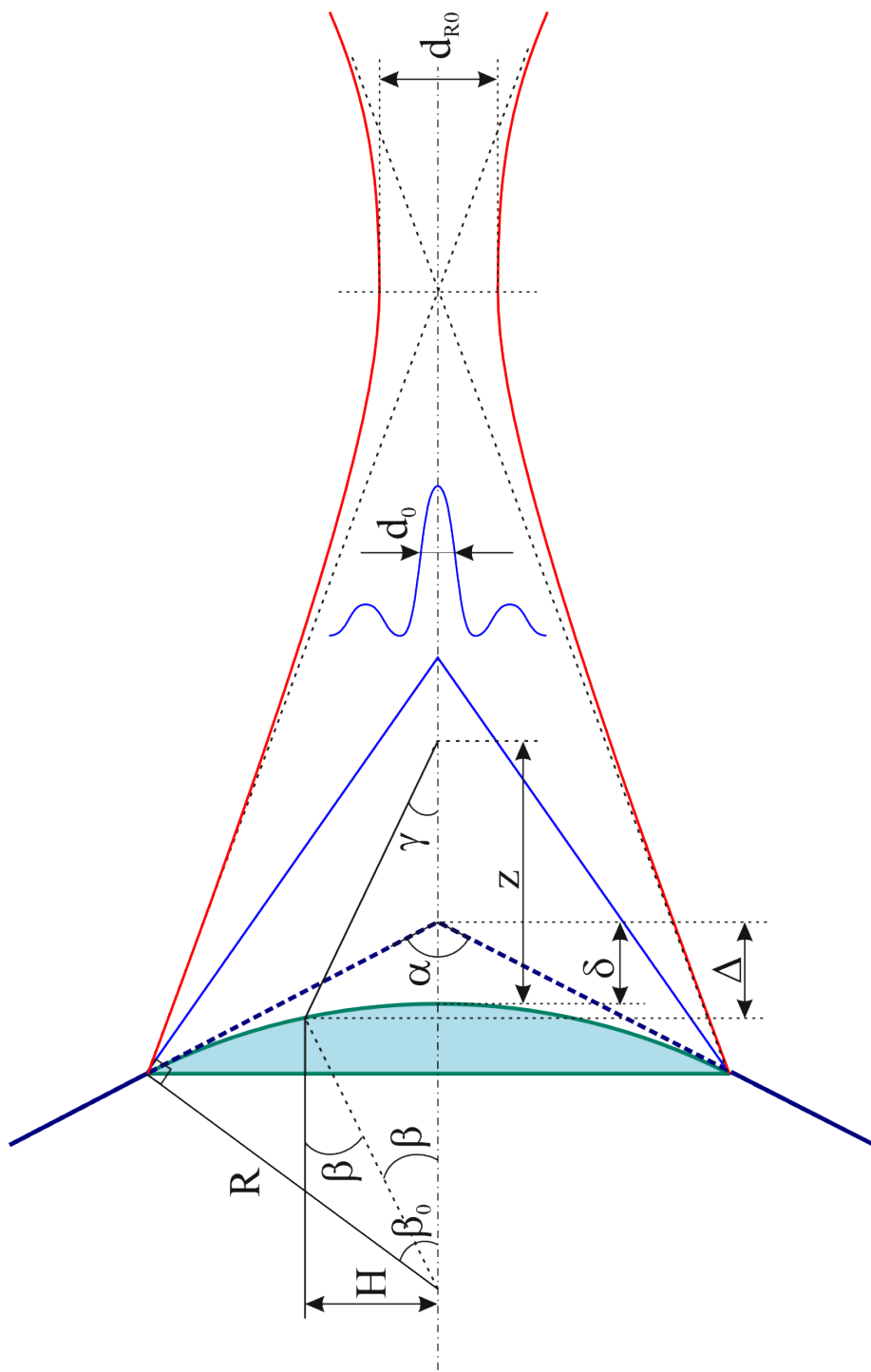


Рис. 28. К расчету влияния скругления вершины аксикона на формирование бesselева пучка.

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n-1}{R} & 1 \end{bmatrix} \quad (29)$$

Поэтому в области «геометрической тени» $z_0 + \delta$ центральная часть образующего луча фокусируется, а в области распространения бесселева пучка сфокусированное излучение может интерферировать с конически сходящимися лучами, искажая поперечный профиль бесселева пучка. Необходимо отметить, что длина фокуса «добавочной линзы» f , как следует из 29

$$f = \frac{R}{n-1} \quad (30)$$

при $n \approx 1.5$ в несколько раз превышает размер области «геометрической тени» $z_0 + \delta \approx R/n$.

Числовая апертура линзы радиуса R с апертурой H с учетом малого размера фокусного расстояния f определяется выражением:

$$NA_R^2 = \frac{(n-1)^2}{2} \left[\sin^2 \beta \pm \sqrt{\sin^4 \beta - 4 \left(\frac{M_c^2 \lambda}{\pi R (n-1)} \right)^2} \right], \quad (31)$$

которое, в параксиальном приближении с учетом 28 и 30 может быть записано в виде:

$$NA_R \approx \sqrt{(n-1)^2 \sin^2 \beta - 4 \left(\frac{M_c^2 \lambda}{\pi R \sin \beta} \right)^2} \quad (32)$$

где M_c^2 – параметр распространения центральной части образующего луча, падающей на скругленную вершину аксикона. Необходимо отметить, что боль-

шинстве случаев можно приближенно считать $M_c^2 \approx 1$. Размер фокусного пятна с учетом параметра M_c^2 центральной части образующего луча равен

$$d_R \approx \frac{2M_c^2 \lambda}{\pi n \sin \beta}. \quad (33)$$

Поперечный профиль фокусируемого луча определяется выражением:

$$d_R(z) \approx 2 \sqrt{\left(\frac{M_c^2 \lambda}{\pi(n-1) \sin \beta} \right)^2 + (z(n-1) - R)^2 \sin^2 \beta}. \quad (34)$$

Сравнение выражений 21 и 33 показывает, что минимальный поперечный размер луча, фокусируемого линзой, возникающей за счет скругления вершины аксикона, с хорошей точностью соответствует поперечному размеру центрального луча бесселева пучка. Из этого очевидно, что в эксперименте следует ожидать сравнительно резкого визуального увеличения поперечного размера центрального луча бесселева пучка при приближении к скругленной вершине аксикона на расстояние меньше «длины фокуса» 30. Влияние скругления вершины аксикона на увеличение размера центрального луча бесселева пучка при его распространении для различных значений радиуса скругления показано на рис.29. Из рисунка хорошо видно, что скругление вершины аксикона может приводить к значительному увеличению видимого размера центрального луча бесселева пучка даже при его формировании идеальным Гауссовым лучом.

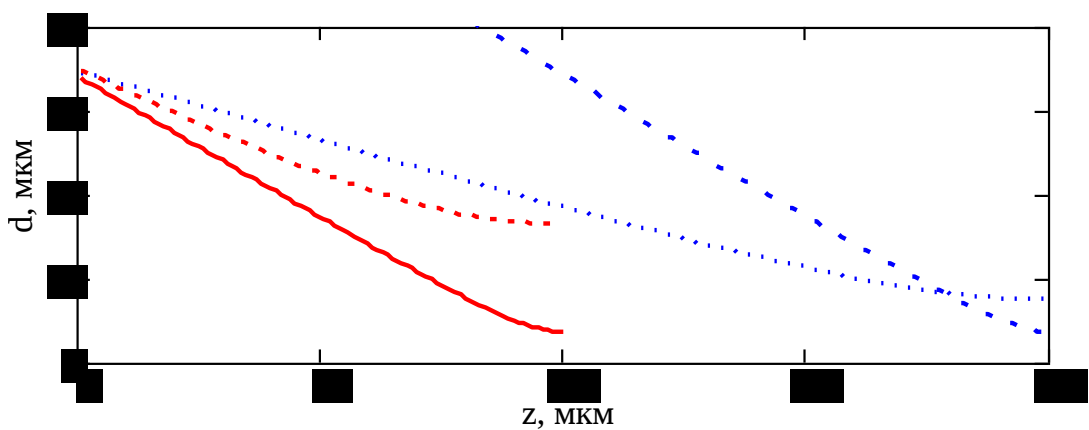


Рис. 29. Влияние скругления вершины аксикона на увеличение размера центрального луча бесселева пучка при различных величинах радиуса скругления R . Параметры, использованные в расчетах: $\alpha = 140^\circ$, $R = 50\text{мкм}$, $M^2 = 1$ (сплошная линия), $\alpha = 140^\circ$, $R = 100\text{мкм}$, $M^2 = 1$ (штрих-пунктирная линия), $\alpha = 140^\circ$, $R = 50\text{мкм}$, $M^2 = 4$ (штриховая линия), $\alpha = 160^\circ$, $R = 100\text{мкм}$, $M^2 = 1$ (пунктирная линия)

3.3. Экспериментальное изучение влияния скругления вершины аксикона и высокого параметра M^2 на получение бесселевых пучков от полупроводниковых лазеров

Для экспериментальной проверки совокупности выражений 21 и 34, определяющих изменение поперечного размера центрального луча бесселева пучка, сформированного аксиконом со скруглением вершины радиуса R из квази-Гауссова луча с параметром распространения $M^2 > 1$, был использован оптически накачиваемый поверхностно-излучающий лазер с вертикальным внешним резонатором (*vertical external cavity surface-emitting laser*, VECSEL – англ.) с широкой активной областью с длиной волны излучения 1040нм [52]. В лазерной структуре была использована активная область на основе InGaAs квантовых точек и GaAs/AlGaAs распределенные брегговские зеркала. Активный полупроводниковый элемент был закреплен на внутррезонаторном алмазном теплоотводе с медным основанием, обеспечивавшем эффективный отвод тепла к держателю с водяным охлаждением. В качестве накачки использовался полупроводниковый лазер с волоконным выводом излучения с длиной волны 808нм. Излучение накачки фокусировалось в пятно диаметром 120мкм. V-образный внешний резонатор был сформирован распределенным брегговским зеркалом активного полупроводникового элемента, искривленным зеркалом радиусом -75 мм и плоским выводящим зеркалом с пропусканием 0.6%. Параметр распространения выходного излучения в наших экспериментах составлял $M^2 = 2$.

Бесселевы лучи формировались при помощи аксикона с углом при вершине 140° ($\beta = 200$) и регистрировались при помощи телескопической проекционной системы и ПЗС матрицы. Распределение интенсивности бесселевых

лучей на различном удалении от аксикона детектировалось путем перемещения системы регистрации микропозиционером. Параметры системы регистрации были подобраны таким образом, чтобы обеспечить ширину поля зрения 100мкм. На рис. 30а, б, в представлено несколько поперечных распределений интенсивности бесселева пучка, полученных на различном удалении от вершины аксикона при апертуре образующего луча $w_0 = 60\text{мкм}$. Рисунки позволяют весьма наглядно проследить тенденцию сокращения поперечного размера центрального луча бесселева луча при удалении от вершины аксикона (т. е. при сокращении влияния скругления вершины), а также его увеличения из-за расходимости образующего луча при значительном увеличении расстояния от аксикона. На рис.30а представлена зависимость поперечного размера центрального луча бесселева луча от расстояния до вершины аксикона z . Точками отмечены экспериментально измеренные значения. Из рисунка видно хорошее совпадение экспериментальных данных с предсказаниями теории.

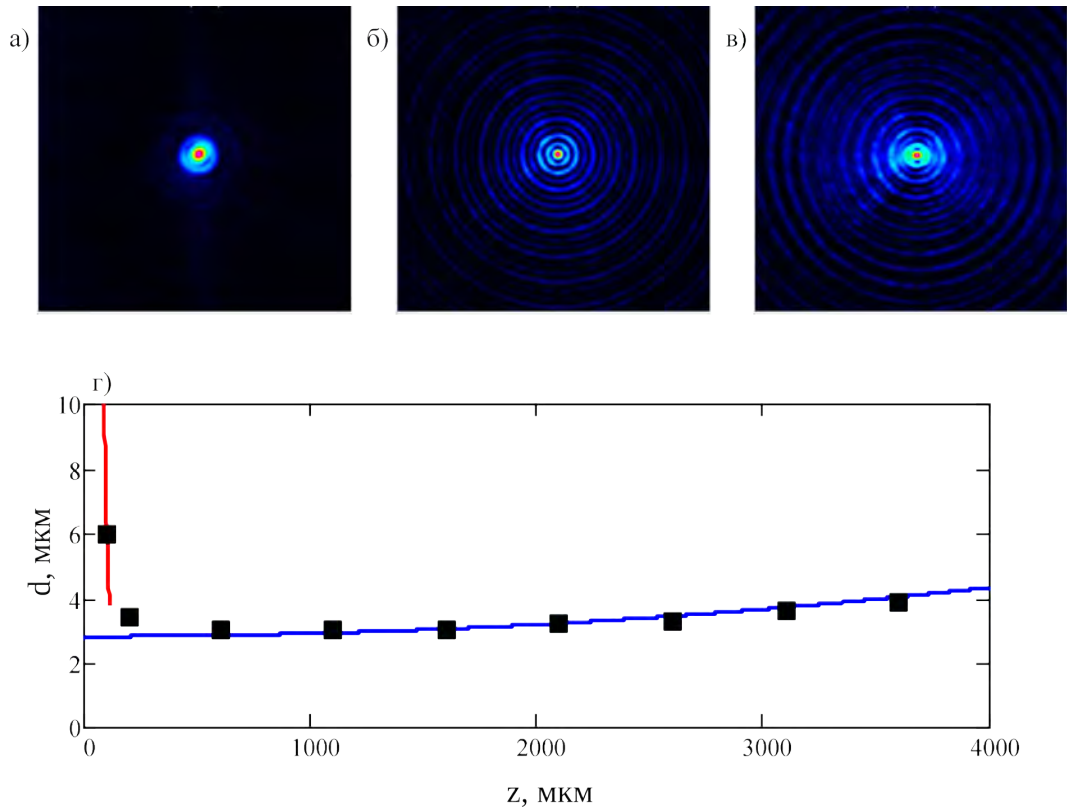


Рис. 30. Поперечное распределение интенсивности бesselева пучка при апертуре образующего луча VECSEL $w_0 = 60\text{мкм}$, параметре распространения $M^2 = 2$ и угле при вершине аксикона $\alpha = 140^\circ$, полученное на различном удалении от вершины аксикона: $z = 100\text{мкм}$, $z = 1100\text{мкм}$ и $z = 3100\text{мкм}$. Зависимость поперечного размера центрального луча бesselева пучка от продольной координаты z . Экспериментальные значения обозначены черными квадратами. Радиус скругления вершины аксикона R при расчете принят равным 60мкм . Штриховой линией обозначен поперечный размер центрального луча бesselева пучка при отсутствии расходимости образующего луча.

Глава 4. Сверхфокусировка излучения полупроводниковых источников с высоким параметром M^2 и использование бесселевых пучков, полученных от полупроводниковых лазеров, для оптического манипулирования микрочастицами

Как отмечено в параграфе 1.1 низкое пространственное совершенство луча полупроводникового лазера определяет теоретический предел размера фокусного пятна, на один-два порядка превышающий дифракционный предел, что существенно ограничивает как повышение плотности мощности при фокусировке, так и создание градиента оптического поля, необходимого для многих практических применений.

4.1. Сверхфокусировка излучения многомодовых полупроводниковых лазеров и светодиодов

Для преодоления трудностей фокусировки излучения полупроводниковых лазеров, связанных с его низким пространственным разрешением, нами предложена фокусировка многомодового излучения за счет использования интерференции. Идея данного подхода основана на том, что при традиционной фокусировке многомодового излучения различная кривизна волнового фронта различных мод приводит к смещению фокусов индивидуальных мод на оптической оси и, как следствие, обеспечивает линейный рост размера фокусного пятна с увеличением параметра M^2 . Интерференционная фокусировка излучения полупроводникового источника при использовании аксикона [57, 58] приводит к формированию общего центрального луча бесселева пучка [17, 6] для всех мод (рис. 26а). При распространении бесселева пучка, сформирован-

ного из сколлимированного многомодового квазигауссова луча, размер центрального луча постепенно увеличивается в силу значительной расходимости формирующего луча, что и ограничивает длину распространения полученного пучка z_B (рис. 26b). Однако начальный размер центрального луча бесселева пучка, очевидно, может быть в несколько раз меньше теоретического предела фокусировки квазигауссова луча.

На рисунке 31 представлены результаты наших экспериментов по использованию интерференционной фокусировки для преодоления теоретического предела фокусировки излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов. Как видно из рисунка, нами экспериментально продемонстрировано фокусное пятно размером 4 мкм для полупроводникового лазера с шириной полоска 100 мкм ($\lambda = 1.06$ мкм, $M^2 = 22$), что более чем в 2 раза меньше теоретического предела при фокусировке такого пучка идеальной оптической системой с единичной числовой апертурой. Нами также продемонстрирована фокусировка луча светодиода ($\lambda \approx 0.6$ мкм, $M^2 > 200$) в бесселев пучок с диаметром центрального луча 6 мкм, что почти на порядок меньше теоретического предела, составляющего около 40 мкм.

Тем не менее, несмотря на достижение размеров фокусного пятна, ранее считавшихся принципиально недостижимыми для квазигауссовых лучей с высоким параметром M^2 , многие применения диктуют необходимость повышения также плотности мощности излучения мощных полупроводниковых лазеров. Предельно достижимая плотность мощности при фокусировке квазигауссова луча идеальной оптической системой с единичной числовой апертурой может быть аппроксимирована как:

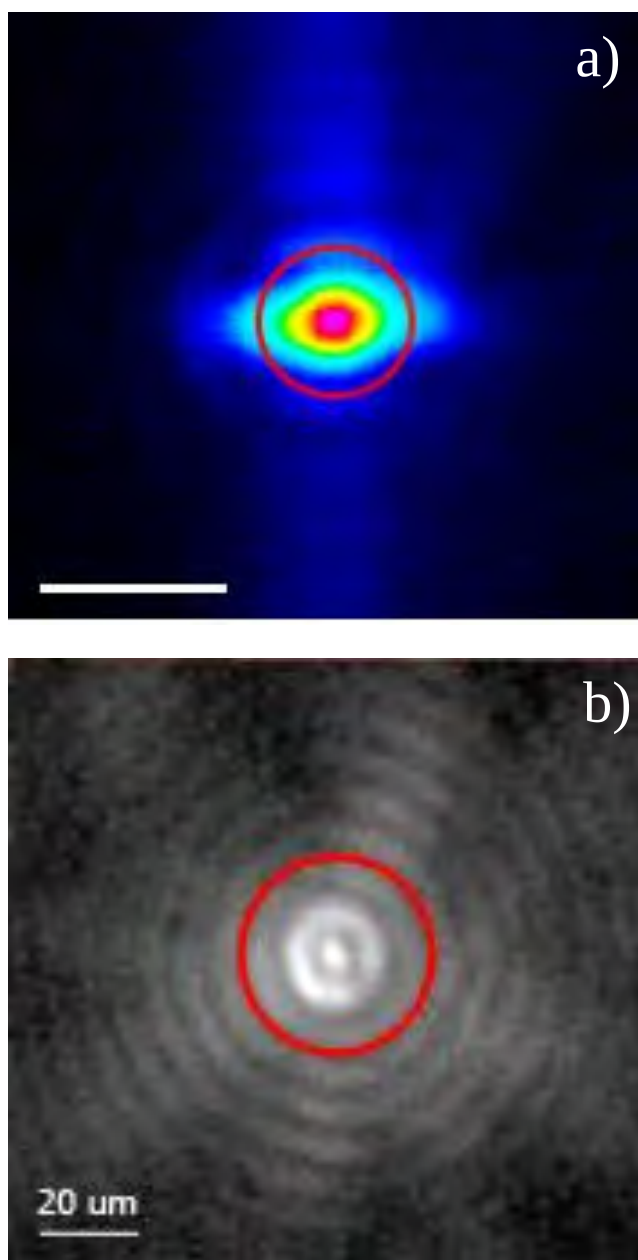


Рис. 31. Фокусировка луча полупроводникового лазера ($\lambda = 1.06$ мкм, $M^2 = 22$) в фокусное пятно размером около 4 мкм (а) и фокусировка излучения светодиода ($\lambda = 0.6$ мкм, $M^2 = 200$) в бesselев пучок с диаметром центрального луча 6 мкм (б)

$$P_G = \frac{\pi I}{(M^2 \lambda)^2} \quad (35)$$

где I – интенсивность излучения, λ – длина волны. Здесь, для упрощения, представлена средняя плотность мощности в фокусном пятне. В реальности плотность мощности максимальна в центре фокусного пятна и убывает к его краям и, таким образом, может заметно превосходить значение выражения (35), однако для большинства практических применений полупроводниковых лазеров требуется учет лишь средней плотности мощности в фокусном пятне, в связи с чем в дальнейших расчетах мы ограничимся данной аппроксимацией.

Как видно из выражения (35), предельно достижимая плотность мощности квазигассова луча квадратично убывает с ухудшением качества луча (с ростом M^2), что и обеспечивает принципиальную возможность увеличения плотности мощности за счет применения интерференционной фокусировки. С другой стороны, плотность мощности в центральном луче бесселева пучка, в отличие от Гауссовых и квазигассовых лучей, определяется не только размером центрального луча d^0 , но и количеством колец m :

$$P_B = \frac{I}{m d_0^2} \quad (36)$$

поэтому соотношение плотности мощности в центральном луче бесселева пучка к плотности мощности в квази-Гауссовом луче принимает вид:

$$\frac{P_B}{P_G} = \frac{1}{m} \left(\frac{M^2 \lambda}{\pi d_0} \right)^2 \quad (37)$$

Из полученного выражения видно, что интерференционная фокусировка

может позволить превзойти теоретический предел плотности мощности квазигауссова луча только при высоком параметре M^2 , в то время как при улучшении качества луча интерференционная фокусировка не дает какого-либо выигрыша, т. к. выражение, возводимое в квадрат в (37), очевидно, не может быть больше единицы при $M^2 = 1$. Поэтому для понимания области практической применимости интерференционной фокусировки необходимо рассмотреть отношение длины волны к размеру центрального луча Бесселева пучка λd_0 и количество колец Бесселева луча m . Учитывая нули функции Бесселя первого рода нулевого порядка для определения m и размера центрального пятна d_0 по уровню $1/e^2$ можно записать с хорошей точностью:

$$\frac{P_B}{P_G} = \pi M^2 NA \cos \frac{\alpha}{2} \left(n \sin \frac{\alpha}{2} - \sqrt{1 - \left(n \cos \frac{\alpha}{2} \right)^2} \right), \quad (38)$$

где α – угол при вершине аксикона. Выполняя очевидные преобразования с учетом того, что на практике α , как правило, превосходит 140° , можно представить полученное выражение в значительно более удобном виде:

$$\frac{P_B}{P_G} \approx M^2 NA \frac{180^\circ - \alpha}{200} \quad (39)$$

Следует отметить, что расхождение (38) и (39) не превосходит 5% во всем диапазоне практических углов при вершине аксикона. Из полученного выражения легко видеть, что при фокусировке излучения полупроводникового лазера с параметром распространения $M^2 = 25$ интерференционная фокусировка позволяет превзойти теоретический предел плотности мощности при использовании аксикона с углом при вершине 140° при числовой апертуре образующего луча $NA > 0.2$.

4.2. Манипулирование микрочастицами при помощи бесселевых пучков, полученных от полупроводниковых лазеров

Бесселевы световые пучки благодаря способности распространяться на значительное расстояние без расходимости [6] открывают широкие перспективы для их использования в устройствах для манипулирования микроскопическими и наноразмерными объектами (т. н. «оптических пинцетах» [59, 11]), а также для управления микромашинами [60] и других применений.

Долгое время считалось, что для получения бесселевых пучков необходимы источники света с высокой когерентностью и поэтому их генерация возможна только при использовании газовых и твердотельных лазеров, что делает оптический пинцет на основе бесселевых пучков весьма громоздким и дорогостоящим инструментом. Однако несколько лет назад в работе [42] было показано, что при сильном диафрагмировании возможно получение инвариантных пучков света даже от галогенной лампочки, дающей некогерентное излучение. Несмотря на то, что диафрагмирование приводит к значительным оптическим потерям, снижая мощность излучения в центральном пятне получаемого таким образом бесселева пучка до неприемлемо низкого уровня, работа [42] послужила триггером для начала широких исследований в этом направлении. В частности, в недавних работах были продемонстрированы бесселевы пучки, полученные от светодиодов [57] и широкополосковых полупроводниковых лазеров [58]. Следующим важным шагом на пути к практическому применению бесселевых пучков, полученных от полупроводниковых источников излучения, стало утверждение важности пространственной, а не временной когерентности источника излучения для получения бесселевых пучков [56], изучение влияния параметра распространения луча M^2 на распространение

бесселевых пучков, полученных от полупроводниковых лазеров [61] и демонстрация бесселевых пучков мощностью до нескольких ватт [53], достаточной для подавляющего большинства практических применений.

Ниже демонстрируется использование бесселевых пучков, полученных от полупроводниковых лазеров, для оптического захвата и манипулирования микроскопическими частицами, включая живые клетки. Схематическое изображение экспериментальной установки приведено на рис. 32. Для генерации бесселевых пучков использовалось излучение полупроводникового лазера с резонатором Фабри-Перо и волоконным выводом с длиной волны излучения 1065 нм. Волоконный вывод обеспечивал получение симметричной диаграммы направленности излучения. Мощность на выходе волокна при этом составляла до 600 мВт. Лазерный пучок коллимировался и фокусировался оптической системой, состоящей из ряда чередующихся микролинз с увеличением от $\times 8$ до $\times 40$, закрепленных на микропозиционерах. Бесселев пучок создавался аксиконом с углом при вершине 160° , что определило величину поперечного размера центрального луча бесселева пучка 7 мкм. Размер бесселева пучка измерялся с помощью гратукула с делениями 10 мкм и общей длиной градуированной шкалы 1 мм. Гратукул устанавливался в фокальной плоскости линзы микроскопа таким образом, что оказывалось возможным наблюдать бесселев пучок, проходящий через этот масштабированный район. Оптическая мощность в центральном луче бесселева пучка с учетом потерь в оптической системе, принятыми в расчет, достигала 20 мВт.

Управление оптическим захватом осуществлялось высокоточными микропозиционерами, введенными в оптическую схему и контролировалось через микроскоп видеокамерой с ПЗС-матрицей. Микрообъектами для исследова-

ний были выбраны полистирольные микросферы диаметром 10 мкм в водном растворе, в качестве объектов с большим коэффициентом преломления и водяные пузыри в масле, как частицы с низким коэффициентом преломления. Раствор, содержащий микрообъекты, размещался между двумя предметными стеклами. Перемещение предметного стекла с микрочастицами осуществлялось трёхкоординатным микропозиционером. Оптическая схема установки юстировалась таким образом, чтобы оптические оси модуля наблюдения и модуля манипулирования совпадали. Дихроическое зеркало обеспечивало подсветку (см. рисунок 32).

В работе также исследовался оптический захват живых красных кровяных телец крысиной крови. Крысиная кровь растворялась в воде с добавлением гепарина для предотвращения свертывания. Средний размер клеток составлял приблизительно 5 мкм (измерения размеров проводились с помощью гратукула подобно измерениям размеров бесселева пучка, описанным выше). На рисунке 33 представлен ряд экспериментальных изображений, демонстрирующий двухкоординатный оптический захват и манипулирование живыми красными клетками крысиной крови в центральном луче бесселева пучка, полученного от полупроводникового лазера (стрелки на рисунке показывают движение незахваченного объекта). При этом не наблюдалось оптически-индуцированных повреждений живых клеток в используемом в экспериментах диапазоне оптической мощности.

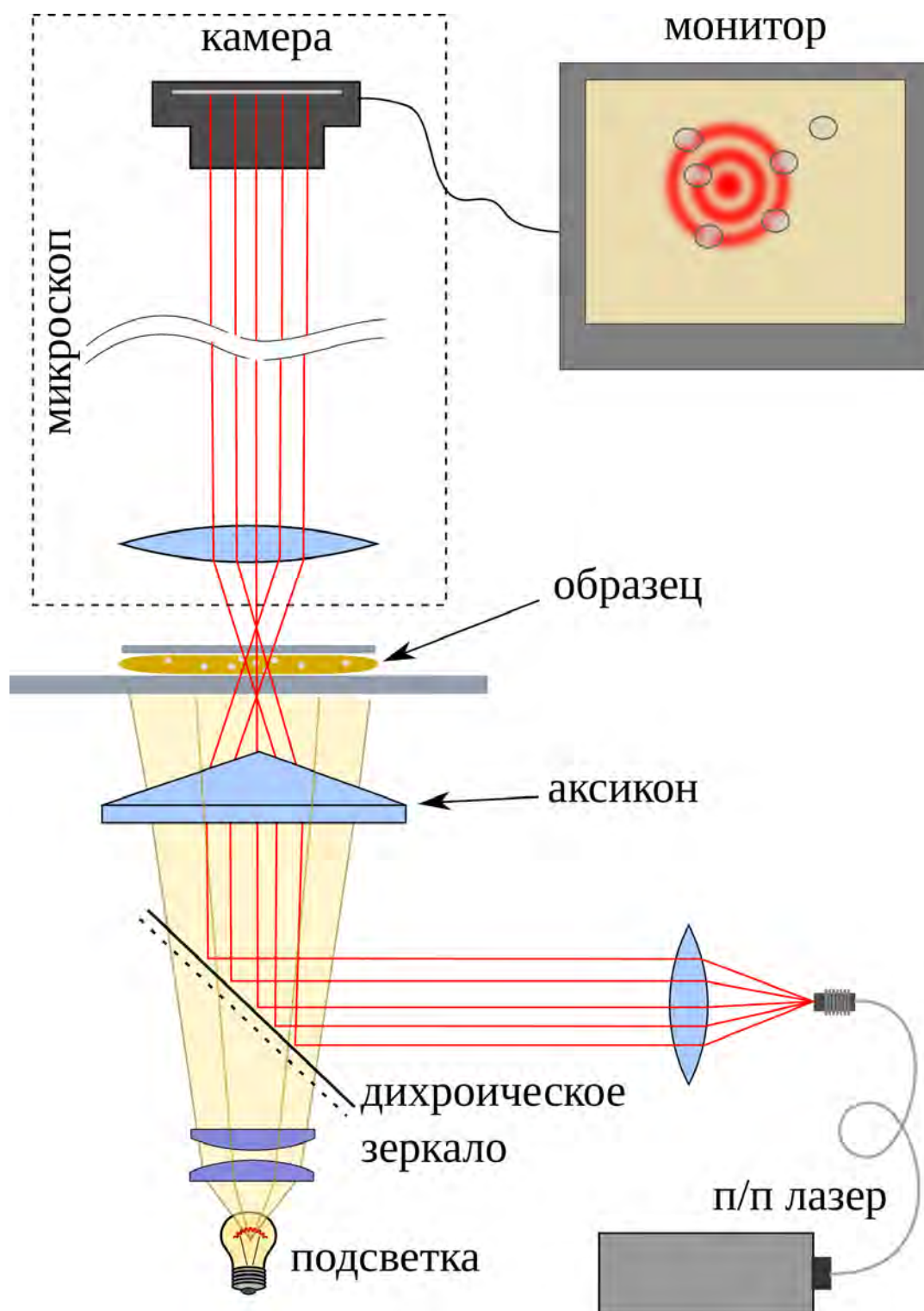


Рис. 32. Схематическое изображение экспериментальной установки для оптической манипуляции микроскопическими объектами при помощи бесселевых пучков полученных от полупроводниковых лазеров.

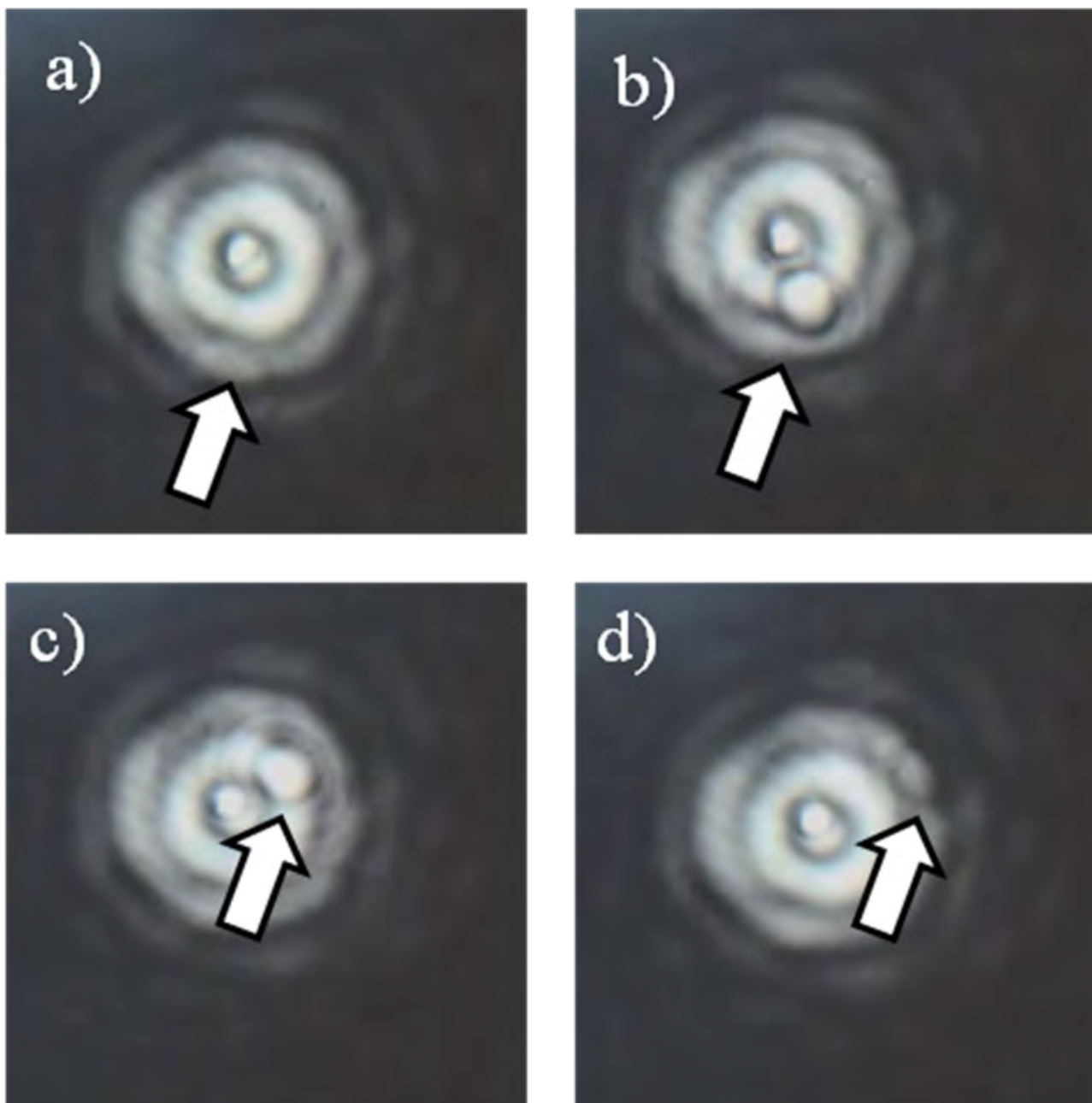


Рис. 33. Этапы захвата и манипуляции эритроцитом крысиной крови при помощи бесселева пучка полученного от полупроводникового лазера. Стрелками показано движение не захваченного объекта.

Наши оценки на сегодняшний день показали, что имеется достаточно хороший потенциал для бесселевых пучков, получаемых от полупроводниковых лазеров для замены их газовых и твердотельных аналогов, в частности, в приложениях, связанных с оптическим захватом и манипулированием микрообъектами, в том числе живыми клетками. Наиболее привлекательными для такой замены являются приложения, связанные с технологиями «лаборатория на чипе» (*lab-on-a-chip* – англ.). Дополнительным стимулом на этом пути является недавно продемонстрированная возможность сверхфокусировки излучения с высоким параметром M^2 за счет генерации бесселевых лучей [62]. Сочетание компактности и высокой эффективности полупроводниковых лазеров с возможностью сверхфокусировки при сохранении значительной длины распространения получаемого таким образом бесселева пучка без расходимости излучения открывает широчайшие перспективы для их использования в устройствах «лаборатория на чипе».

В наших экспериментах была также продемонстрирована возможность одновременного захвата и манипулирования сразу несколькими микроскопическими объектами одним бесселевым пучком при условии достижения достаточной оптической мощности. В отличие от известных экспериментов по одновременному оптическому манипулированию несколькими частицами [11], в настоящей работе дополнительные частицы захватывались в первое кольцо бесселева луча, как показано на рисунке 34.

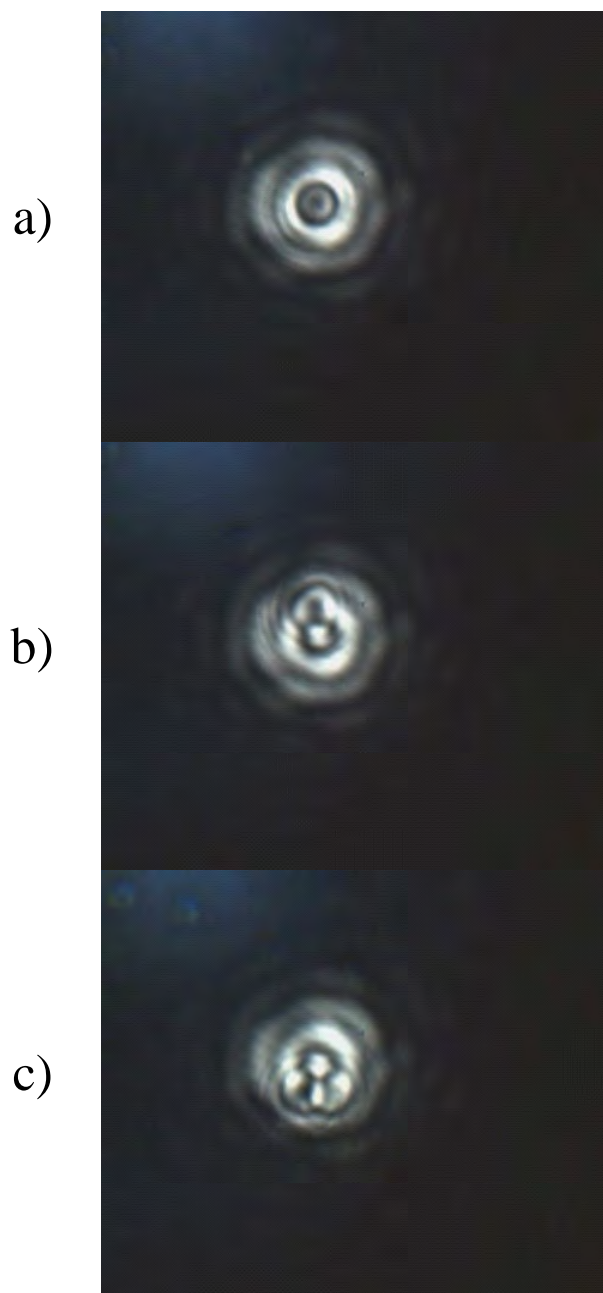


Рис. 34. Этапы захвата и манипуляции несколькими эритроцитами крысиной крови одновременно при помощи бесселева пучка полученного от полупроводникового лазера. а – захвачена одна частица, б – захвачено 2 частицы, с – захвачено три частицы.

Таким образом, в настоящей работе впервые продемонстрировано оптическое манипулирование микроскопическими объектами, в том числе живыми клетками, при помощи бесселевых пучков, полученных от полупроводниковых лазеров. Кроме того, в процессе экспериментов было обнаружено, что бесселев пучок, полученный от полупроводникового лазера, при достаточной мощности позволяет манипулировать сразу несколькими микроскопическими объектами, захваченными в его центральное пятно и первое кольцо.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы сводятся к следующему:

1. Получены и исследованы пространственно-инвариантные пучки от светодиодов и полупроводниковых лазеров различных конструкций: узкополосковых и широкополосковых торцевых излучателей, поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором и поверхностно-излучающих лазеров с внешним вертикальным резонатором с мощностью, достигающей 2.4 Вт в непрерывном режиме, достаточной для подавляющего большинства практических применений.

2. Показано, что бесселевы пучки, получаемые от широкополосковых многомодовых полупроводниковых лазеров и светодиодов, обеспечивают достижение поперечного размера центрального луча, значительно меньшего предельно малого размера фокусного пятна, определяемого параметром распространения квазигaussianового пучка M^2 . Предложен способ сверхфокусировки многомодового излучения за счет использования интерференции и продемонстрированы размеры фокусного пятна мощных полупроводниковых лазеров с высоким параметром распространения M^2 и светодиодов, недостижимые при традиционной фокусировке.

3. Показано, что пространственная однородность излучения полупроводникового лазера оказывает гораздо большее влияние на формирование бесселевых пучков, чем его временная когерентность, и продемонстрировано, что длина распространения бесселевых пучков, генерируемых при помощи полупроводниковых лазеров широким полоском, ограничивается в основном из-за многомодового характера излучения таких лазеров, приводящего к «размыванию» колец бесселева пучка, а также астигматизма излучения и генерации в

каналах, приводящего к постепенному искажению центрального пятна бесселева пучка, приобретающего неправильную продолговатую форму и, в случае генерации в каналах, превращаясь в линию, состоящую из отдельных ярких точек.

4. Показано, что параметры бесселевых пучков, получаемых от полупроводниковых лазеров, позволяют использовать их для оптического захвата и манипулирования микроскопическими объектами в т. н. «оптических пинцетах» и продемонстрирован оптический захват и манипулирование микроскопическими (в т. ч. биологическими) объектами, что открывает путь для их использования в устройствах типа «лаборатория на чипе».

Публикации

- [A1] Г. С. Соколовский, В. В. Дюделев, С. Н. Лосев, С. А. Золотовская, А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, Э. У. Рафаилов, В.Сиббет, «Получение пространственно-инвариантных световых пучков при помощи полупроводниковых источников излучения», Письма в ЖТФ, 2008, т.34(24), с.75-82. (разработка и создание установки для измерения пространственного распределения интенсивности излучения в бесселевом пучке, проведение экспериментов и обработка результатов измерений)
- [A2] Г. С. Соколовский, В. В. Дюделев, С. Н. Лосев, А. Г. Дерягин, Д. А. Винокуров, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, И. С. Тарасов, С. А. Золотовская, Э. У. Рафаилов, В. И. Кучинский, В.Сиббет, «Исследование пространственно-инвариантных пучков, полученных от полупроводниковых лазеров с широким полоском с торцевым выводом излучения», Письма в ЖТФ, 2010, т.36(1), с.22-30. (измерения пространственного распределения интенсивности излучения в бесселевом пучке и обработка результатов измерений)
- [A3] G. S. Sokolovskii, S. A. Zolotovskaya, S. N. Losev, V. V. Dudelev, A. G. Deryagin, V. I. Kuchinskii, W.Sibbett, E. U. Rafailov, “High power Bessel beams from EP-VECSELS”, Proc. SPIE, v. 7919, 79190J, DOI: 10.1117/12.877066, 2011. (проведение экспериментов и обработка результатов измерений)
- [A4] Г. С. Соколовский, В. В. Дюделев, С. Н. Лосев, А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, В.Сиббет, Э. У. Рафаилов «О сверхфокусировке

многомодовых полупроводниковых лазеров и светодиодов», Письма в ЖТФ, 2012, т.38(9), с.8-14. (проведение экспериментов и обработка результатов измерений)

[A5] G. S. Sokolovskii, M. Butkus, S. N. Losev, V. V. Dudelev, A. G. Deryagin, V. I. Kuchinskii, W. Sibbett, E. U. Rafailov, “Non-diffracting beams from surface-emitting lasers”, Proc. SPIE, v. 8242, 82420T, DOI: 10.1117/12.907913, 2012. (проведение экспериментов и обработка результатов измерений)

[A6] Г. С. Соколовский, В. В. Дюделев, С. Н. Лосев, М. Буткус, К. К. Соболева, А. И. Соболев, А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, В. Сиббет, Э. У. Рафаилов, «Влияние характеристик аксикона и параметра качества пучка M^2 на формирование бесселевых пучков излучения полупроводниковых лазеров», Квантовая Электроника, 2013, т.43 (5), с. 423-427. (проведение экспериментов и обработка результатов измерений)

Материалы конференций

- [A1] G.S. Sokolovskii, S.A. Zolotovskaya, S. N. Losev, V. V. Dudelev, A. G. Deryagin, V. I. Kuchinskii, E. U. Rafailov, W. Sibbett, “Non-diffracting beams generated from semiconductor light sources”, TUp.2, 3rd EPS-QEOD Europhoton Conference, Paris, France, 30 August – 5 September 2008.
(проведение экспериментов и обработка результатов измерений)
- [A2] В. В. Дюделев, Г. С. Соколовский, С. Н. Лосев, А. Г. Дерягин, Д. А. Винокуров, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, И. С. Тарасов, С. А. Золотовская, Э. У. Рафаилов, В. И. Кучинский, В.Сиббет, ”Генерация пространственно-инвариантных лучей от полупроводниковых источников”, приглашенный доклад, Международный семинар по опто- и наноэлектронике, С-Петербург, 27 октября 2008. (проведение экспериментов и обработка результатов измерений)
- [A3] В. В. Дюделев, Г. С. Соколовский, С. Н. Лосев, А. Г. Дерягин, Д. А. Винокуров, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, И. С. Тарасов, С. А. Золотовская, Э. У. Рафаилов, В.Сиббет, В. И. Кучинский, «Нерасходящиеся лучи света от полупроводниковых излучателей», Симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология», С-Петербург, 5-7 ноября 2008. (проведение экспериментов и обработка результатов измерений)
- [A4] К. К. Золотова, С. Н. Лосев, А. С. Маслов, Г. С. Соколовский, «Исследование распространения пространственно-инвариантных (бесселевых) пучков от полупроводниковых лазеров с широким

полоском», Конференция по физике и астрономии для молодых ученых С-Петербурга и Северо-Запада «Физика.СПб», 29-30 октября 2009.
(проведение экспериментов и обработка результатов измерений)

[A5] G. S. Sokolovskii, S. N. Losev, V. V. Dudelev, A. G. Deryagin, V. I. Kuchinskii, E. U. Rafailov, W.Sibbett, “Properties of non-diffracting (Bessel) beams generated from semiconductor lasers”, Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology (NANO-2010), St. Petersburg, Russia, 21-26 June 2010. (проведение экспериментов и обработка результатов измерений)

[A6] Г. С. Соколовский, С. Н. Лосев, В. В. Дюделев, А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, В.Сиббет, Э. У. Рафаилов, «Преодоление теоретического предела при фокусировке излучения полупроводниковых источников», Симпозиум Полупроводниковые лазеры: физика и технология, С-Петербург, 10-12 ноября 2010.
(проведение экспериментов и обработка результатов измерений)

[A7] G. S. Sokolovskii, S. A. Zolotovskaya, S. N. Losev, V. V. Dudelev, A. G. Deryagin, V. I. Kuchinskii, W.Sibbett, E. U. Rafailov “High power Bessel beams from EP-VECSELS” Int. Conf. Photonics West, San Francisco, USA, 22-27 January 2011. (проведение экспериментов и обработка результатов измерений)

[A8] Г. С. Соколовский, С. Н. Лосев, В. В. Дюделев, А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, В.Сиббет, Э. У. Рафаилов, «Преодоление теоретического предела фокусировки излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов» 10-я Российская конференция по физике

полупроводников, Нижний Новгород, 19-23 сентября 2011. (проведение экспериментов и обработка результатов измерений)

- [A9] G. S. Sokolovskii, S. N. Losev, V. I. Kuchinskii, W. Sibbett, E. U. Rafailov
“Non-diffracting beams from surface-emitting lasers” Int. Conf. Photonics
West, San Francisco, USA, 21-26 January 2012. (проведение
экспериментов и обработка результатов измерений)
- [A10] V. V. Dudelev, G. S. Sokolovskii, M. Butkus, S. N. Losev, A. G. Deryagin,
V. I. Kuchinskii, W. Sibbett, E. U. Rafailov, “Non-diffracting beams from
semiconductor lasers”, Int. Conf. Laser Optics, St. Petersburg, Russia, 25-29
July 2012. (проведение экспериментов и обработка результатов
измерений)
- [A11] С. Н. Лосев, В. В. Дюделев, А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, В. Сиббет,
Э. У. Рафаилов, Г. С. Соколовский, “Оптический захват и
манипулирование биологическими объектами при помощи
нерасходящихся (бесселевых) пучков полупроводниковых лазеров”, 3-й
Российский симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и
технология», Санкт-Петербург, 13-16 ноября 2012. (разработка и
создание установки для оптического манипулирования
микроскопическими объектами, проведение экспериментов и обработка
результатов измерений)
- [A12] Г. С. Соколовский, К. К. Соболева, С. Н. Лосев, В. В. Дюделев,
А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, W. Sibbett, Э. У. Рафаилов, «Генерации
нерасходящихся (бесселевых) световых пучков при помощи
полупроводниковых лазеров и их применение для оптического

манипулирования биологическими объектами», 11-я Российская конференция по физике полупроводников «Полупроводники 13», С-Петербург, 16-20 сентября 2013. (разработка и создание установки для оптического манипулирования микроскопическими объектами, проведение экспериментов и обработка результатов измерений)

Список литературы

- [1] Siegman A.E. How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality // *Osa Tops*. 1998. Vol. 17. P. 184–199.
- [2] ISO11146. Lasers and laser-related equipment — Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios. 2005.
- [3] Optical micromanipulation using a Bessel light beam / J. Arlt, V. Garcés-Chavez, W. Sibbett, K. Dholakia // *Opt. Commun.* 2001. Vol. 197. P. 239–245.
- [4] Ashkin A. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime // *Biophys. J.* 1992. Vol. 61. P. 569–582.
- [5] Dholakia K, Čižmár T. Shaping the future of manipulation // *Nature photonics*. 2011. Vol. 5. P. 335–342.
- [6] Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory // *J. Opt. Soc. Am.* 1987. Vol. A 4. P. 651–654.
- [7] McQueen C. A. An experiment to study a “nondiffracting” light beam // *American Journal of Physics*. 1999. Vol. 67. P. 912–915.
- [8] Brunel M., Mgharaz D., Coetmellec S. Generation of Diffraction-Compensated Beams With a Pigtailed Laser Diode // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2008. Vol. 20.
- [9] Пятницкий Л.Н., Коробкин В.В. Волновые пучки с компенсированной дифракцией и протяженные плазменные каналы на их основе // *Труды института общей физики*. 2000. Т. 57. С. 59–114.

- [10] Garcés-Chávez V., Volke-Sepulveda K., Chávez-Cerda S. et al. Transfer of orbital angular momentum to an optically trapped low-index particle. 2002.
- [11] Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam. / V. Garcés-Chávez, D. McGloin, H. Melville et al. // Nature. 2002. Vol. 419. P. 145–147.
- [12] Observation of the transfer of the local angular momentum density of a multi-ringed light beam to an optically trapped particle. / V. Garcés-Chávez, D. McGloin, M.J. Padgett et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 093602.
- [13] Orbital angular momentum of a high order Bessel light beam / V. Garcés-Chavez, J. Arlt, K. Dholakia et al. // Summaries of Papers Presented at the Lasers and Electro-Optics. CLEO '02. Technical Diges. 2002.
- [14] Tatarkova S. A., Sibbett W., Dholakia K. Brownian particle in an optical potential of the washboard type. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 038101.
- [15] McCann L.I., Dykman M., Golding B. Thermally activated transitions in a bistable three-dimensional optical trap // Nature. 1999. Vol. 402. P. 785–787.
- [16] Tatarkova S.A., Carruthers A.E., Dholakia K. One-dimensional optically bound arrays of microscopic particles. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 283901.
- [17] Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф. // Известия ВУЗов, Радиофизика. 1966. Т. 9 (1). С. 95–101.
- [18] Зельдович Б.Я, Мульченко Б.Ф., Пилипецкий Н.Ф. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58(3). С. 794–795.

- [19] Ф.В. Бункин, В.В. Коробкин, Ю.А. Куринный и др. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10(2). С. 443–444.
- [20] Wulle T., Herminghaus S. Nonlinear Optics of Bessel Beams // Physical Review Letters. 1993. Vol. 70. P. 1401–1404.
- [21] Efficiency of second-harmonic generation with Bessel beams / J. Arlt, K. Dholakia, L. Allen, M. J. Padgett // Physical Review A. 1999. Sep. Vol. 60. P. 2438–2441. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.60.2438>.
- [22] Noncollinear second-harmonic generation in periodically poled KTiOPO₄ excited by the Bessel beam. / A Piskarskas, V Smilgevi Ius, A Stabinis et al. // Opt. Lett. 1999. Vol. 24. P. 1053–1055.
- [23] Second harmonic generation of higher-order Bessel beams / V. Jarutis, A. Matijosius, V. Smilgevisius, A. Stabinis // Opt. Commun. 2000. Vol. 185. P. 159–169.
- [24] Travelling wave optical parametric generator pumped by a conical beam / R. Gadonas, A. Marcinkevicius, A. Piskarskas et al. // Opt. Commun. 1998. Vol. 146. P. 253–256.
- [25] Transport of Bose-Einstein condensates with optical tweezers. / T.L. Gustavson, A.P. Chikkatur, A.E. Leanhardt et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 020401. 0108496.
- [26] Barrett M.D., Sauer J.A., Chapman M.S. All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. P. 010404. 0106027.

- [27] Bose-Einstein condensation of cesium / Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark et al. // *Science*. 2003. Vol. 299. P. 232–235.
- [28] Optical dipole traps and atomic waveguides based on Bessel light beams / Jochen Arlt, Kishan Dholakia, Josh Soneson, Ewan Wright // *Physical Review A*. 2001. may. Vol. 63, no. 6. P. 063602. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.63.063602>.
- [29] Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice / B Paredes, A. Widera, V Murg et al. // *Nature*. 2004. Vol. 429. P. 277–281. URL: [papers2://publication/doi/10.1038/nature02530](http://www.nature.com/publication/doi/10.1038/nature02530).
- [30] Arlt J., Hitomi T., Dholakia K. Atom guiding along Laguerre-Gaussian and Bessel light beams // *Applied Physics B*. 2000. Vol. 71. P. 549–554.
- [31] Focusators into a ring / L.L. Doskolovich, S.N. Khonina, V.V. Kotlyar et al. // *Opt. Quantum. Electron.* 1993. Vol. 25, no. 11. P. 801–814. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF00430188>.
- [32] Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate / M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, J.P. Woerdman // *Optics Communications*. 1994. Vol. 112. P. 321–327.
- [33] Марголин Л.Я., Котляр В.В., Полонский Л.Я. и др. А.с. № 1753446. Б.И. 1992. № 29. С. 184.
- [34] Andreev N.E. and Aristov Yu.A., Polonskii L.Ya., Pyatnitski L.N. Bessel beams of electromagnetic waves: self-effect and nonlinear structures // *Sov. Phys. JETP*. 1991. Vol. 73. P. 969–975.

- [35] Andreev N.E., Margolin L.Ya. and Pleshanov I.V., Pyatnitskii L.N. Hollow beams of electromagnetic radiation: formation and nonlinear propagation in plasma // *Sov. Phys. JETP*. 1994. Vol. 78. P. 663–669.
- [36] Формирование трубчатых бесселевых пучков света высокой мощности / Н.Е. Андреев, С.С. Бычков, В.В. Котляр, Л.Я. Марголин // *Квантовая электроника*. 1996. Т. 23. С. 130–134.
- [37] Uehara K., Kikuchi H. Generation of nearly diffraction-free laser beams // *Applied Physics B*. 1989. Vol. 48, no. 2. P. 125–129. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF00692137>.
- [38] Durnin J., Miceli J., Eberly J. H. Diffraction-free beams // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. P. 1499–1501.
- [39] McLeod J.H. The Axicon: A New Type of Optical Element // *J. Opt. Soc. Am.* 1954. Vol. 44. P. 592–597.
- [40] Bouchal Z., Wagner J., Chlup M. Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam // *Opt. Commun.* 1998. Vol. 151. P. 207–211.
- [41] Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles / A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm, S. Chu // *Opt. Lett.* 1986. Vol. 11. P. 288–290.
- [42] White light propagation invariant beams / P. Fischer, C.T.A. Brown, J.E. Morris et al. // *Opt. Express*. 2005. Vol. 13 (17). P. 6657–6666.
- [43] Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. Москва : Наука, 1967. С. 80.

- [44] Винокуров Д.А., Зорина С.А., Капитонов В.А. Мощные полупроводниковые лазеры на основе асимметричных гетероструктур отдельного ограничения // Физика и техника полупроводников. 2005. Т. 39. С. 388–392.
- [45] Мощные полупроводниковые квантово-размерные AlGaAs/GaAs/InGaAs ($\lambda = 1.06$) гетеролазеры с внешним резонатором / Д.А. Винокуров, А.Г. Дерягин, В.В. Дюделев и др. // ПЖТФ. 2008. Т. 34(5). С. 15–21.
- [46] Self-focused distributed Bragg reflector laser diodes / D.A. Yanson, E.U. Rafailov, G.S. Sokolovskii et al. // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95(3). P. 1502–1509.
- [47] Novel high-power laser structures incorporating curved gratings / G.S. Sokolovskii, E.U. Rafailov, D.J.L. Birkin, W. Sibbett // Quantum Electronics, IEEE Journal of. 2000,. Vol. 36(12). P. 1412–1420.
- [48] Получение пространственно-инвариантных световых пучков при помощи полупроводниковых источников излучения / Г.С. Соколовский, В.В. Дюделев, С.Н. Лосев и др. // ПЖТФ. 2008. Т. 34(24). С. 75–82.
- [49] Jin W. Investigation of interferometric noise in fiber-optic bragg grating sensors by use of tunable laser sources // Appl. Opt. 1998. Vol. 37. P. 2517–2525.
- [50] Thaning A., Jaroszewicz Z., Friberg Ari T. Diffractive axicons in oblique illumination: analysis and experiments and comparison with elliptical axicons. // Appl. Opt. 2003. Vol. 42. P. 9–17.
- [51] Beam-focused Broad Area Distributed Bragg Reflector Laser Diodes / G.S. Sokolovskii, I.M. Gadjiev, A.G. Deryagin et al. // Advanced Solid-State

- Photonics (TOPS). Optical Society of America, 2005. P. 282. URL: <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ASSP-2005-282>.
- [52] High-power quantum-dot-based semiconductor disk laser. / M Butkus, K G Wilcox, J Rautiainen et al. // Opt. Lett. 2009. Vol. 34. P. 1672–1674.
- [53] Non-diffracting beams from surface-emitting lasers / G.S. Sokolovskii, M. Butkus, S.N. Losev et al. // Proceedings of SPIE. 2012. Vol. 8242.
- [54] Bin Zh., Zhu Li. Diffraction Property of an Axicon in Oblique Illumination // Appl. Opt. 1998. Vol. 37. P. 2563–2568.
- [55] А. Джерард, Дж.М. Берч. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. С. 343.
- [56] High power Bessel beams from EP-VECSELs / G.S. Sokolovskii, S.A. Zolotovskaya, S.N. Losev et al. // Proceedings of SPIE. 2011. P. 7919.
- [57] Sokolovskii, G.S. and Losev, S.N. and Zolotovskaya, S.A. and Deryagin, A.G. and Kuchinskii, V.I. and Rafailov, E.U. and Sibbett, W. and Dudelev, V.V. Generation of propagation-invariant light beams from semiconductor light sources // Tech. Phys. Lett. 2008. Vol. 34(12). P. 1075–1077.
- [58] Study of non-diffracting light beams from broad-stripe edge-emitting semiconductor lasers / G.S. Sokolovskii, S.N. Losev, A.G. Deryagin et al. // Tech. Phys. Lett. 2010. Vol. 36(1). P. 9–12.
- [59] Ashkin A, Dziedzic J M. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. // Science (New York, N.Y.). 1987. Vol. 235. P. 1517–1520.

- [60] Optically driven micromachine elements / M. E. J. Friese, H. Rubinsztein-Dunlop, J. Gold et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2001. Vol. 78. P. 547. URL: <http://link.aip.org/link/APPLAB/v78/i4/p547/s1&Agg=doi>.
- [61] Influence of the axicon characteristics and beam propagation parameter M^2 on the formation of Bessel beams from semiconductor lasers / G.S. Sokolovskii, V.V. Dudelev, S.N. Losev et al. // *Quantum Electron.* 2013. Vol. 43. P. 423–427.
- [62] Superfocusing of multimode semiconductor lasers and light-emitting diodes / G.S. Sokolovskii, V.V. Dudelev, S.N. Losev et al. // *Tech. Phys. Lett.* 2012. Vol. 38. P. 402–404.