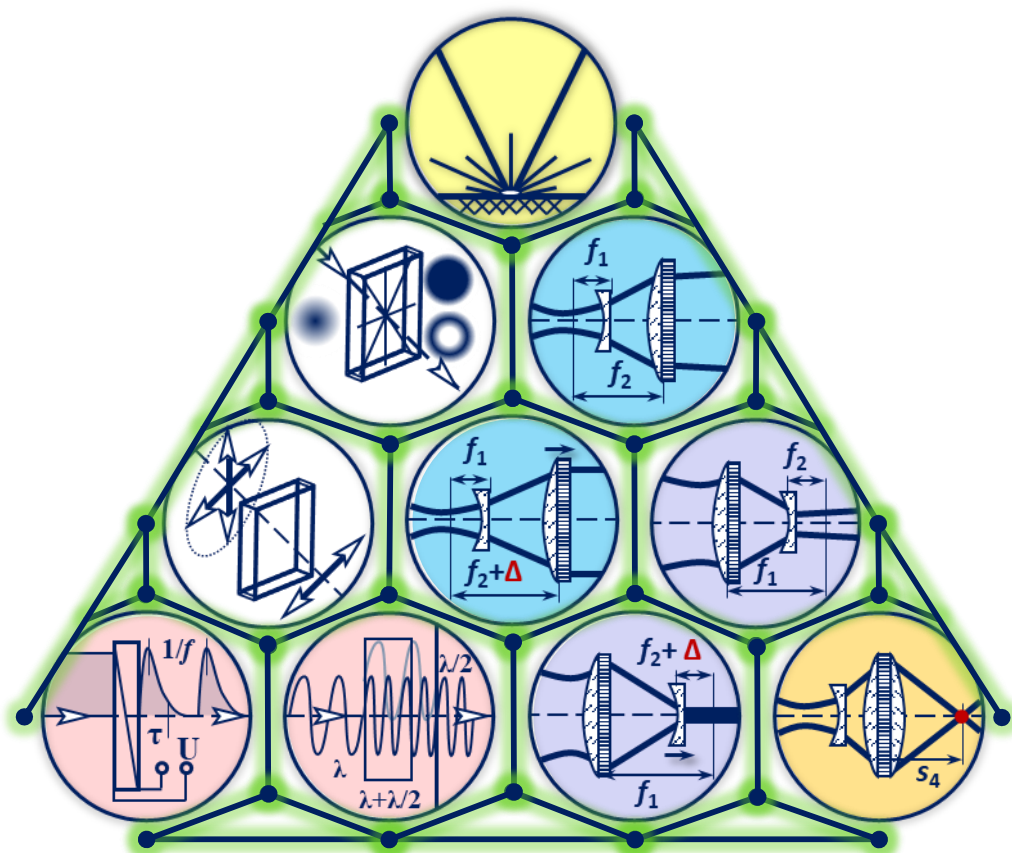


ІТМО

М.М. Сергеев, Г.К. Костюк,
А.Н. Сергеев, В.П. Вейко

ОПТИКА ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ



Санкт-Петербург
2024

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**М.М. Сергеев, Г.К. Костюк,
А.Н. Сергеев, В.П. Вейко**

ОПТИКА ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО

по направлениям подготовки: 12.03.05 Лазерная техника и лазерные технологии,
12.04.05 Лазерная техника и лазерные технологии

в качестве учебно-методического пособия для реализации профессиональных
образовательных программ высшего образования бакалавриата и магистратуры

ИТМО

Санкт-Петербург
2024

Сергеев М.М., Костюк Г.К., Сергеев А.Н., Вейко В.П. Оптика лазерных технологических комплексов. Учебное пособие. – СПб.: Университет ИТМО, 2024. – 209 с.

Рецензент(ы):

Храмов В.Ю., д.т.н., профессор, тьютор ИЛТ, Университет ИТМО.

Учебное пособие содержит принципы построения оптических систем для лазерной обработки материалов на основе оптики лазерных пучков. Рассмотрены базовые типы оптических элементов и систем для формирования лазерного пучка в области обработки и амплитудно-фазовых преобразований профиля интенсивности лазерных пучков для применения в промышленных, микро- и нанотехнологиях. Пособие предназначено для обучающихся бакалавриата и магистратуры по направлениям подготовки 12.03.05 и 12.04.05. Пособие полезно для подготовки студентов по дисциплинам: «оптика лазерных пучков», «оптические системы для лазерной обработки» и «оптотехнические системы технологических лазеров». Программы дисциплин направлены на получение практических навыков работы с оптическими системами лазеров, что необходимо для успешной реализации научно-исследовательских, опытно-конструкторских и технологических работ (в соответствии с трудовыми функциями, предусмотренными профессиональным стандартом 40.011).

The logo of ITMO University, consisting of the letters 'ITMO' in a bold, black, sans-serif font. The 'I' and 'T' are connected, and the 'O' is a solid circle.

ИТМО (Санкт-Петербург) — национальный исследовательский университет, научно-образовательная корпорация. Альма-матер победителей международных соревнований по программированию. Приоритетные направления: ИТ и искусственный интеллект, фотоника, робототехника, квантовые коммуникации, трансляционная медицина, Life Sciences, Art&Science, Science Communication.

Лидер федеральной программы «Приоритет-2030», в рамках которой реализуется программа «Университет открытого кода». С 2022 ИТМО работает в рамках новой модели развития — научно-образовательной корпорации. В ее основе академическая свобода, поддержка начинаний студентов и сотрудников, распределенная система управления, приверженность открытому коду, бизнес-подходы к организации работы. Образование в университете основано на выборе индивидуальной траектории для каждого студента.

ИТМО пять лет подряд — в сотне лучших в области Automation & Control (кибернетика) Шанхайского рейтинга. По версии SuperJob занимает первое место в Петербурге и второе в России по уровню зарплат выпускников в сфере ИТ. Университет в топе международных рейтингов среди российских вузов. Входит в топ-5 российских университетов по качеству приема на бюджетные места. Рекордсмен по поступлению олимпиадников в Петербурге. С 2019 года ИТМО самостоятельно присуждает ученые степени кандидата и доктора наук.

© Университет ИТМО, 2024
© Сергеев М.М., Костюк Г.К.,
Сергеев А.Н., Вейко В.П., 2024

Оглавление

Предисловие	5
Глава 1. Оптика лазерных пучков	7
<u>Лекция №1</u>	
Характеристики пучков лазерного излучения.....	8
<u>Лекция №2</u>	
Оптические элементы для преобразования лазерных пучков	41
<u>Лекция №3</u>	
Фокусировка лазерных пучков сферической линзой	66
<u>Лекция №4</u>	
Преобразование лазерных пучков системой линз	84
Глава 2. Оптомеханические системы управления движением лазерных пучков	109
<u>Лекция №5</u>	
Плоттеры и порталные системы, «летающая оптика»	112
<u>Лекция №6</u>	
Отклоняющие сканирующие системы, «дефлекторы»	127
<u>Лекция №7</u>	
Вращательные сканирующие системы, «полигоны», призмы Рисли	144
<u>Лекция №8</u>	
Волоконно-оптические и шарнирно-зеркальные системы доставки излучения	153
Глава 3. Управление формой поперечного сечения и распределением интенсивности излучения в лазерных пучках	159
<u>Лекция №9</u>	
Фокусирующий и проекционный метод формирования лазерного пятна	161
<u>Лекция №10</u>	
Преобразование профиля интенсивности лазерных пучков	176
Список рекомендованной литературы	200
Список использованной литературы	201
Приложение	207

Предисловие

Оптический узел в лазерных системах выполняет ряд важных в технологическом процессе функций, среди которых:

- 1** доставка лазерного излучения от источника до фокусирующей оптики;
- 2** концентрация энергии в плоскости обработки при формировании лазерного пятна с заданным размером, формой и профилем интенсивности (в перетяжке пучка, либо в плоскости изображения при проекционном методе обработки);
- 3** изменение поляризации в лазерном пучке;
- 4** перемещение лазерного излучения по заданной траектории;
- 5** повышение качества обработки и ее производительности.

Линзы, зеркала и дифракционные элементы оптической системы оказывают влияние на пространственные характеристики лазерных пучков, такие как расходимость, диаметр лазерного пучка, профиль интенсивности в его сечении и форму пятна. Фазовые пластинки (анизотропные материалы), вращатели поляризации (оптически активные материалы), вращатели Фарадея и электрооптические элементы используются для управления поляризацией лазерного излучения. Длина волны излучения, длительность импульсов и частота их следования задаются и преобразуются с помощью нелинейно-оптических и электрооптических элементов, которые могут входить в состав оптического узла либо в конструкцию лазера.

Если рассматривать лазерный пучок в качестве инструмента для обработки материалов, то оптомеханический (оптоэлектронный) узел задает форму, размер, профиль интенсивности и характер движения такого инструмента.

В учебно-методическом пособии изложены ключевые моменты применения оптомеханических систем в лазерной обработке материалов. Весь материал представлен в виде трех глав, где последовательно рассмотрены:

1. элементная база лазерной оптики, телецентрическая модель лазерных пучков и модель гауссовых пучков, их преобразование сферическими линзами, в том числе коллимация лазерных пучков, острая фокусировка лазерного излучения в пятно малых размеров, формирование световой трубки, рассмотрено влияние aberrаций на размер лазерного пучка в перетяжке;
2. методы перемещения лазерного пятна в пространстве и типы оптических систем различных лазерных комплексов, в том числе плоттерные и порталные системы, гальвано-сканеры и полигонные системы, роботизированные системы;
3. преобразование профиля интенсивности и методы изменения формы лазерного пятна в плоскости обработки, в том числе применение проекционного метода в лазерной обработке, метод мультиплексирования.

ГЛАВА 1.
ОПТИКА ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Лекция 1.

Характеристики пучков лазерного излучения

1.1. Особенности лазерного излучения

Источники лазерного излучения обладают рядом свойств, которые отличают их от традиционных источников света:

- когерентность;
- монохроматичность;
- направленность;
- высокая интенсивность.

При этом в зависимости от типа и конструкции лазерного источника эти свойства могут проявляться в большей или меньшей степени. Например, источники лазерных импульсов ультракороткой длительности не являются монохроматичными и обладают относительно широким (до десятков-сотен нанометров) спектром генерации. Полупроводниковые лазеры, как правило, характеризуются достаточно большой расходимостью излучения по сравнению с твердотельными лазерами и т. д.

Эти особенности лазерного излучения важно учитывать с точки зрения использования излучения в качестве инструмента для локальной обработки материалов и силового воздействия на них. Рассмотрим особенности влияния некоторых характеристик лазерного излучения на качество обработки материалов.

КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Когерентность излучения в оптике характеризует согласованность световых колебаний (колебаний вектора напряжённости E) в различных точках пространства и в различные моменты времени. Идеальному случаю (степень когерентности равна единице) соответствуют колебания электромагнитного поля, для которых между двумя произвольными точками в пространстве в течение любого произвольного временного интервала сдвиг фазы остаётся постоянным.

Когерентность может быть временной и пространственной. Временная характеризует согласованность колебаний излучения в одной и той же точке пространства в различные моменты времени. Пространственная когерентность характеризует согласованность колебаний излучения в разных точках

пространства в один и тот же момент времени. Временная когерентность связана с монохроматичностью излучения, и высокая степень временной когерентности соответствует высокой монохроматичности излучения. Пространственная когерентность излучения связана с его направленностью.

Фаза и частота колебаний в реальных условиях не остаются строго постоянными, а значит, степень когерентности $k < 1$. Экспериментально ее можно характеризовать контрастностью интерференционной картины Φ , возникающей при расщеплении лазерного пучка на две части и последующем их сложении после прохождения оптических путей различной длины:

$$\Phi = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (1.1)$$

При случайном изменении сдвига фаз $I_{\max} = I_{\min}$ интерференционная картина отсутствует и $\Phi = 0$. В случае полной когерентности $I_{\min} = 0$, а $\Phi = 1$. В предельном случае время и область существования когерентности лазерного излучения ограничены спектральной шириной линии его генерации $\Delta\nu$, когда в течение времени τ могут излучаться разные частоты в пределах $\Delta\nu$.

Электромагнитные колебания можно представить в виде $E(\vec{r}, t) = E_g(\vec{r}) \cdot \cos[2\pi\nu t + \varphi(\vec{r}, t)]$. В силу наличия спонтанных переходов и других нестабильностей в лазере будут появляться компоненты со случайной фазовой добавкой $\varphi(\vec{r}, t)$, которые не когерентны исходному излучению. Это приводит к уширению спектральной линии ($\Delta\nu$). Для интервалов времени, больших, чем $\tau_{\text{ког}}$ (время когерентности), мы будем иметь два различных волновых цуга, корреляция между которыми практически отсутствует. При этом время $\tau_{\text{ког}}$ с точностью до постоянного множителя, который определяется формой спектральной линии, связано с шириной линии $\Delta\nu$ следующим соотношением:

$$\tau_{\text{ког}} = (\Delta\nu)^{-1}. \quad (1.2)$$

Расстояние, пройденное излучением за время $\tau_{\text{ког}}$, называют длиной когерентности:

$$L_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}} = c(\Delta\nu)^{-1}. \quad (1.3)$$

Предельная возможность сужения линии лазерной генерации определяется наличием принципиально неустранимых собственных шумов (спонтанных переходов) в лазере. Соответствующая ширина линии называется естественной и определяется временем жизни соответствующего лазерного перехода.

Наряду с естественной шириной линии, лазеры характеризуются также технической шириной линии. В этом случае уширение спектральной линии определяется особенностями конструкции лазера, тепловыми флуктуациями и другими причинами технического характера. Как правило, естественная ширина линии на порядки уже технической, однако для специальных стабилизированных по частоте лазерных систем эти величины могут быть сравнимы.

В пределах расстояния $L_{\text{ког}}$ за время $\tau_{\text{ког}}$ излучение сохраняет синхронность своих колебаний на выходе из резонатора. Значения $L_{\text{ког}}$ и $\tau_{\text{ког}}$ для разных типов лазеров варьируются в широком диапазоне. В газовых лазерах с малой шириной линии люминесценции 10^3 - 10^6 Гц, соответствующие значения времени когерентности τ потенциально могут достигать 10^{-3} - 10^{-6} с, а длины когерентности $L_{\text{ког}} - 10^3$ - 10^6 м, соответственно. Однако типичные значения длины когерентности $L_{\text{ког}}$ для многомодового He-Ne лазера составляют десятки см, для одномодовых He-Ne лазеров достигают сотен метров. В твердотельных лазерах с большим числом продольных мод $\Delta\nu \sim 10^{12}$ Гц, значения $\tau_{\text{ког}} = 10^{-12}$ с, $L_{\text{ког}} = 3 \cdot 10^{-2}$ м. Высокая степень временной когерентности лазерного излучения часто используется в измерительной технике — для определения расстояний, углов, скоростей, малых перемещений, передачи информации на оптических частотах и т.п.

Влияние когерентности на результат лазерной обработки материалов

1. Взаимодействие когерентного излучения с поверхностью твердого тела может сопровождаться возникновением **поверхностной электромагнитной волны**, интерферирующей с падающей, что приводит к изменению энергетики процесса и к образованию **периодических поверхностных структур (ППС)**. Среда в этом случае должна поглощать падающее излучение, т.е. иметь комплексный показатель преломления (рис. 1.1).

2. Все чаще в технологиях обработки материалов применяются **многолучевые** или многоканальные системы, представляющие собой набор из 10-100 разнесенных в пространстве лазерных источников, параллельные пучки которых собираются в одно пятно с помощью фокусирующих систем. Это характерно для полупроводниковых линеек и матриц, для многолучевых CO_2 лазеров, волоконных лазеров и т.д. При сложении двух гармонических колебаний с одинаковой частотой излучения и произвольными амплитудами напряженности электромагнитного поля E_1 и E_2 и фазами φ_1 , φ_2 образуются

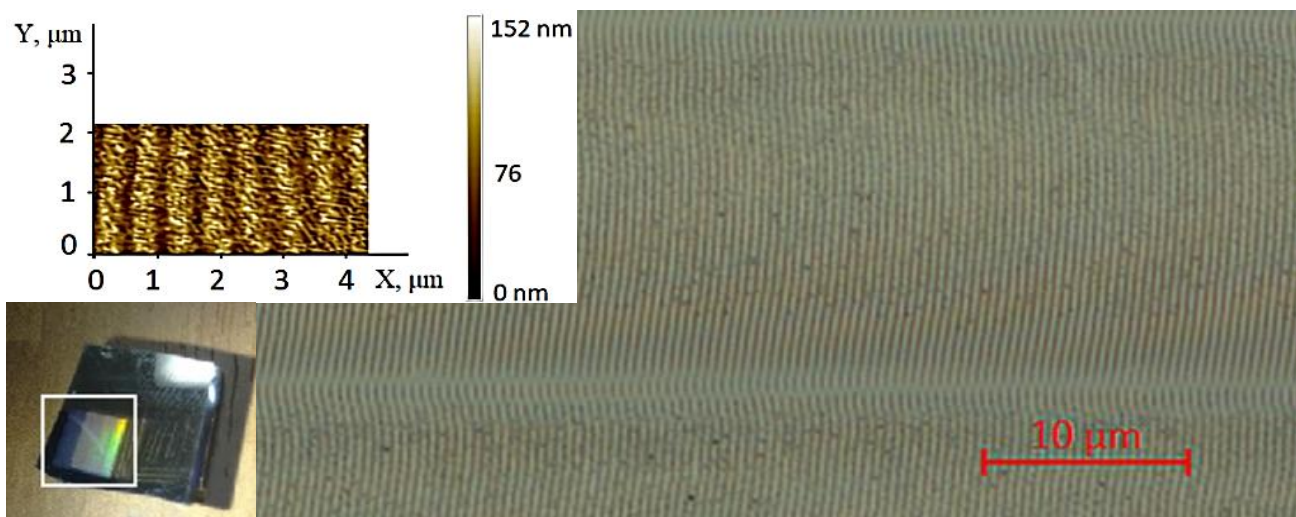


Рис. 1.1. Субмикронная лазерно-индуцированная периодическая структура (LIPSS) на тонких пленках титана, записанная наносекундными лазерными импульсами; в верхнем левом углу рельеф поверхности, полученный с помощью сканирующей зондовой микроскопии [1]

гармонические колебания той же частоты с амплитудой и фазой $E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Если сдвиг фаз $(\varphi_1 - \varphi_2)$ случайный, то суммарная интенсивность в пятне ($I \sim E^2$) определяется с учетом $\cos\Delta\varphi$ и будет равна сумме интенсивностей всех пучков $I_\Sigma = \Sigma I_i$, т.к. $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 0$ в среднем за период. В случае, когда интенсивность всех лазерных пучков одинакова ($I_i = I_{cp}$), то $I_\Sigma = N_l I_{cp}$, где N_l – количество лазеров (каналов) в системе (для 2 источников $I_\Sigma = E_1^2 + E_2^2 = I_1 + I_2 = 2I$).

Если же излучение на выходе каждого лазера когерентно, а относительный сдвиг фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 0$, то $\cos 0 = 1$ и $E_\Sigma = (E_1 + E_2)^2$. Тогда складываются не интенсивности, а амплитуды полей $E_\Sigma = \Sigma E_i = N_l E_{cp}$. В итоге получаем $I_\Sigma = N_l^2 E_{cp}^2 = N_l^2 I_{cp}$, т.е. выигрыш в N раз. Для двух пучков $E_\Sigma = (E_1 + E_2)^2 = E_{12} + E_{22} + 2E_1E_2 = 4E_2 = 2I$. Это означает, что когерентность излучения непосредственно влияет на распределение его интенсивности.

3. При передаче изображения роль когерентности неоднозначна, так как при освещении объекта с шероховатой поверхностью когерентным источником света формируется так называемая спекл-картина, которая проявляется как высокая зернистость формируемого изображения. Такое поведение связано с тем, что отражённая волна формируется из большого числа отдельных вкладов от небольших участков шероховатой поверхности, каждый из которых характеризуется своей случайной фазовой задержкой.

Таким образом, в изображении наблюдается интерференция этих дефазированных, но когерентных вкладов, что и проявляется как высокая зернистость изображения.

МОНОХРОМАТИЧНОСТЬ

Монохроматичность особенно важна для процессов лазерных измерений, локации, связи, навигации, а также лазерной химии, разделения изотопов, медицины, биологии и т.п., кроме того, для создания оптических систем. Она характеризуется способностью лазеров излучать в узком диапазоне длин волн и определяется соотношением

$$MX = \frac{\Delta\nu}{\nu_0}, \quad (1.4)$$

где $\Delta\nu$ – спектральная ширина контура излучения лазера, ν_0 – центральная частота контура. Практические значения MX составляют от 10^{-2} для излучения эксимерного лазера до 10^{-7} для $He-Ne$ лазера. В лабораториях достигнуты значения $MX \sim 10^{-14}$. Стоит отметить, что MX лазерных источников значительно превышает MX других спектральных источников.

На понятии монохроматичности основаны определения спектральной яркости лазеров:

$$\Phi_c = \frac{Q}{\Delta\nu\Delta\Omega}, \quad (1.5)$$

где $Q/\Delta\nu$ – спектральная плотность энергии, Q – плотность энергии лазерного излучения в пучке, $\Delta\Omega$ – величина телесного угла расходимости излучения. Очевидно, что спектральная яркость лазеров значительно превышает спектральную яркость любых других источников, включая Солнце.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Поляризация излучения описывает направление колебаний вектора напряжённости электрического поля в электромагнитной волне. В наиболее общем случае вектор напряжённости \vec{E} при колебаниях описывает замкнутую эллиптическую кривую (вектор \vec{E} вращается и одновременно циклически меняется амплитуда вектора \vec{E}), и соответственно поляризация в таком случае называется эллиптической. Частные вырожденные случаи: линейная поляризация, когда вектор напряжённости \vec{E} колеблется вдоль прямой линии (изменяется только амплитуда вектора \vec{E}), и круговая (циркулярная)

поляризация, когда вектор напряжённости \vec{E} при колебаниях описывает окружность (вектор \vec{E} вращается, его амплитуда остаётся постоянной). Различают левую и правую циркулярные поляризации, которые отличаются направлением вращения: против часовой стрелки и по часовой стрелке соответственно, при наблюдении навстречу направлению распространения волны.

Для поляризованного излучения любое состояние поляризации можно представить как разложение на две ортогональные линейно поляризованные компоненты с некоторым постоянным сдвигом фаз между ними. Если амплитуды этих компонент равны, а сдвиг фаз равен $\pi/2$, где n – нечётное число, то получаем круговую поляризацию. Если сдвиг фаз равен π – получаем линейную поляризацию. Аналогично разложению на две ортогональные линейно поляризованные компоненты, любое состояние поляризации можно разложить на две компоненты с левой и правой круговой поляризацией. Неполаризованный свет, характерный для большинства нелазерных и некоторых лазерных источников, может хаотически принимать любую ориентацию вектора \vec{E} в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.

Для вынужденного излучения поляризация определяется поляризацией падающего вынуждающего излучения. Поэтому для полностью когерентного света полностью должна определяться и поляризация. Однако время когерентности лазерных источников ограничено, поэтому обычно для них состояние поляризации определяется природой активной среды и селективными свойствами резонатора по отношению к поляризации. Первая причина важнее всего в анизотропных веществах, к которым относятся некоторые лазерные кристаллы (рубин, YVO_4 и др.). Лазерные источники на основе оптически изотропных активных элементов (например Nd:YAG) без дополнительных мер по селекции поляризации генерируют неполяризованное излучение.

При наклонном падении коэффициент отражения существенно различается для света разной поляризации, что может повлиять на эффективность технологических процессов, в которых наклонное отражение излучения играет важную роль:

– лазерная резка толстых металлических материалов и сверление глубоких отверстий, когда имеют место многократные отражения от стенок (так как угол Брюстера металлов $\varphi = \pi/2$, то излучение с s -поляризацией меньше поглощается при отражении и достигнет большей глубины);

– резка тонких пленок и слоев в зависимости от направления перемещения пучка при его различной поляризации.

Поляризация может также сказываться на явлениях, связанных с возбуждением ПЭВ, и оказывать влияние на эффективность энерговложения при наклонных падениях пучка и образовании ППС. Направление колебаний электрического поля \vec{E} совпадает с направлением максимального поглощения энергии лазерного излучения в материале. В случае линейно поляризованного излучения результатом такого воздействия становится формирование ППС, период которых соизмерим с длиной волны падающего излучения. Линейная поляризация оказывает влияние на контраст периодических структур (глубину рельефа и ширину полос), формируемых в двухлучевом интерференционном поле. Максимальный контраст (максимальная глубина рельефа и минимальная ширина полос) достигается в случае, когда вектор \vec{E} параллелен линиям интерференционной картины. Механизм формирования и ориентация ППС существенно зависят от энергетических и временных параметров воздействующего лазерного излучения. Так, например, при меньшей энергии в лазерном импульсе формируются ППС вдоль линий интерференционного поля, повышение энергии приводит к изменению ориентации ППС вдоль поляризации (рис. 1.2).

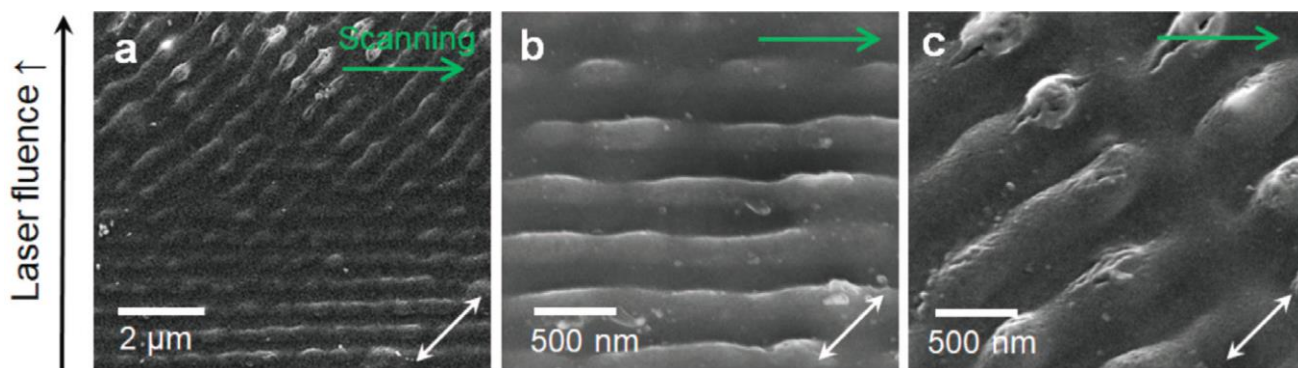


Рис. 1.2. СЭМ ППС с периодом 540 нм, записанные в $\text{SiO}_2:\text{Ag}$ золь-гель пленках за счет воздействия интерференционного поля (b) и поляризации (c) [2]

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Можно выделить следующие три типа режимов генерации излучения.

1. Непрерывный режим (continuous-wave – CW), для характеристики которого используется мощность излучения P_{cw} [Вт], длительность облучения (время экспозиции) t_{ex} [с] и энергия облучения $E_{ex} = P_{cw} t_{ex}$ [Дж];
2. Импульсный режим (pulsed mode), который характеризуется энергией в импульсе E_p [Дж], длительностью импульса τ_p [с] (как правило, определяется по уровню 0.5 от максимума) и частотой их повторения f_p [Гц]. Величина E_p представляет собой интеграл от функции мгновенной мощности $P_m(t)$ (рис. 1.3). Максимальным значением $P_m(t)$ является пиковая мощность излучения P_{max} . Также используется средняя мощность импульса $P_p = E_p/\tau_p$, средняя мощность излучения $P_a = E_p f_p = P_p \tau_p f_p$, период (время между импульсами) $1/f_p$ [с], коэффициент заполнения $k_{DF} = \tau_p f_p < 1$ (duty factor, отношение длительности импульсов к периоду их следования), скважность $k_s = 1/k_{DF} > 1$, количество импульсов в пятне N_p и время экспозиции $t_{ex} = (\tau_p + \tau_s)N_p = N_p/f_p$, где τ_s – пауза между импульсами;

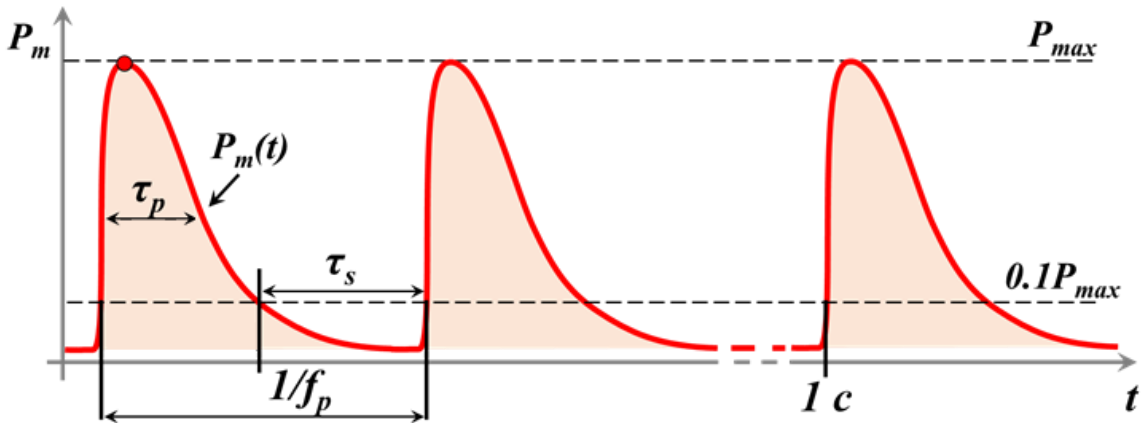


Рис. 1.3. Временные характеристики лазерного импульсного излучения

3. Квазинепрерывный режим (quasi continuous wave – QCW) представляет собой случай, когда длительность импульсов накачки достаточна, чтобы установился стационарный режим генерации, когда средняя мощность излучения приближается к мощности непрерывного излучения ($P_a \approx P_{cw}$). По сравнению с CW режимом, QCW режим позволяет получать более высокие значения пиковой мощности при той же средней мощности.

В случае воздействия на неподвижный материал количество импульсов определяется как $N_p = t_{ex} f_p$. Для импульсного излучения число импульсов в области лазерного пятна, движущегося со скоростью v (м/с), определяется, как $N_p = (d_0/v) f_p$, а коэффициент перекрытия при этом равен $a_p = 1 - (v\tau_p/d_0)$.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

При описании режимов лазерного воздействия на материал принято использовать плотность мощности (интенсивность) q [intensity, Вт/см²] либо плотность энергии ε [fluence, Дж/см²] падающего или поглощенного излучения. Плотность мощности и плотность энергии представляют собой важные параметры с точки зрения обработки материала, так как связаны с соответствующими пороговыми значениями, которые являются характеристикой материала и зависят, в том числе, от его теплофизических и оптических свойств. Плотность мощности излучения представляет собой энергию излучения, падающего в каждую точку лазерного пятна за единицу времени t :

$$q = \frac{1}{t} \frac{\partial E}{\partial S} = \frac{\partial P}{\partial S} = \frac{1}{t} \varepsilon. \quad (1.6)$$

Мощность излучения P , в свою очередь, определяется как интеграл от плотности мощности по площади лазерного пятна (S).

Площадь лазерного пятна S определяется его формой и линейным размером. Например, диаметр пятна круглого сечения, сторона квадрата и т.д. С точки зрения формирования лазерного пятна в плоскости обработки можно выделить следующие варианты облучения:

- в перетяжке пучка (область, где достигается минимальный размер лазерного пятна, совпадающая, в частном случае, с фокальной плоскостью оптической системы; кривизна волнового фронта здесь минимальна);
- в плоскости изображения (плоскость за перетяжкой пучка, где воспроизводится с увеличением амплитудно-фазовый профиль предмета перед оптической системой; предметом может быть диафрагма, маска, выходное окно лазера или предыдущая перетяжка пучка);
- в плоскопараллельном пучке широкого сечения с минимальной кривизной волнового фронта;
- в расходящемся/сходящемся пучке (недостатком является кривизна волнового фронта, оказывающая влияние на условия лазерной обработки);
- при наклонном падении лазерного пучка (недостатком является несимметричный тепловой источник, формирующийся в зоне облучения).

Поперечное распределение интенсивности излучения для лазерного пучка может иметь достаточно сложный профиль. Способы определения размера лазерного пучка описаны далее в разделе 1.3.

1.2 Модели распространения лазерных пучков

Размер лазерного пучка в плоскости обработки является одним из важных параметров, описывающих режимы облучения. Для описания пространственных характеристик лазерного пучка принято использовать модели, приведенные ниже.

1. Телецентрическая модель в геометрическом приближении, впервые предложенная и описанная И.А. Турыгиным [3], хорошо описывает многомодовые пучки лазерного излучения (рис. 1.4).

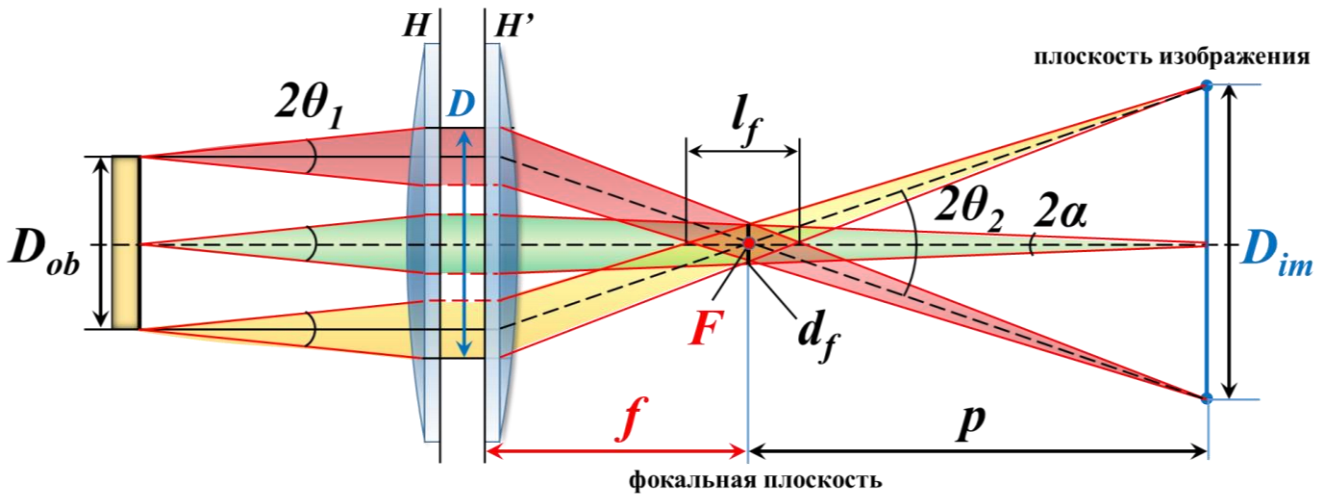


Рис. 1.4. Ход лучей в телецентрической модели лазерных пучков [3]

Описание модели

Каждая точка выходного окна лазера испускает пучок лучей в виде конуса, ось которого параллельна оптической оси системы, а угол при вершине $2\theta_1$ равен полному углу расходимости лазерного излучения. Оси всех пучков параллельны оптической оси системы, все направления внутри угла $2\theta_1$ равноценны.

Основные свойства лазерных пучков в геометрическом приближении

1.1. Все лучи, параллельные оптической оси, после оптической системы пересекаются в ее фокусе.

1.2. Все лучи, параллельные между собой, пересекаются в одной и той же точке фокальной плоскости оптической системы. Чем больше угол их наклона к оси, тем на большем расстоянии от фокуса расположена точка их пересечения.

1.3. Имеется прямая геометрическая связь между угловым распределением интенсивности в пучке и ее поперечным распределением в фокальном пятне.

1.4. Все лучи, исходящие из некоторой точки источника, пересекаются в сопряженной точке в плоскости изображения выходного окна излучателя.

1.5. Ход лучей в пространстве предметов – телецентрический (для внеосевых пучков главный луч параллелен оптической оси), а входной зрачок системы с диаметром $2\omega_{01}$ лежит в бесконечности. При этом выходной зрачок с диаметром $2\omega_{02}$ расположен в задней фокальной плоскости.

Линейное увеличение оптической системы равно $\beta = D_{im}/D_{ob} = \theta_1/\alpha$. Если расстояние $p \gg d_f$, то из соотношения $D_{ob}\theta_1 = D_{im}\alpha$ получаем [3]

$$d_f = D_{ob} 2\theta_1 \frac{p}{D_{im}} = 2 \frac{\lambda}{\pi} \frac{p}{D_{im}}. \quad (1.7)$$

Угол α , под которым сходятся после линзы осевые лучи, связан с диаметром пучка, как $\sin(\alpha) = \theta_1 \cdot D_{ob}/D_{im}$. В итоге получаем следующие выражения

$$\begin{aligned} \text{диаметр пятна в фокусе линзы:} \quad d_f &= 2\theta_1 f, & d_{\min} &= \lambda \frac{2f}{D} \approx \lambda, \\ \text{длина каустики:} \quad l_f &= d_f \frac{2f}{D}, & l_{\min} &= \frac{2d_f^2}{\lambda} \approx 2d_{\min}^2, \end{aligned}$$

где d_{\min} и l_{\min} – теоретические пределы диаметра лазерного пучка в фокусе линзы и длины каустики, соответственно.

Поле зрения оптической системы, как и угол расходимости пучка после оптической системы, определяется выражением [3]

$$\theta_2 = \theta_1 \frac{D_{ob}}{d_f} = \frac{\lambda}{2\pi d_f}. \quad (1.8)$$

Расстояние от фокальной плоскости оптической системы до плоскости изображения можно определить как [3]

$$p = d_f D_{im} \frac{\pi}{\lambda}. \quad (1.9)$$

Особенности модели

1.1. Условие коллимации – для уменьшения поля зрения оптической системы ($\theta_2 \downarrow$) она должна иметь большой диаметр выходного зрачка ($2\omega_{02} \uparrow$).

1.2. Условие фокусировки – уменьшение диаметра выходного зрачка ($2\omega_{02} \downarrow$) при малом поле зрения θ_2 достигается при уменьшении длины волны лазерного излучения ($\lambda \downarrow$) и расходимости лазерного пучка ($\theta_1 \downarrow$).

2. Модель гауссовых пучков, предложенная Х. Когельником и Т. Ли [4], учитывает дифракцию излучения и достаточно точно характеризует одномодовые пучки, а также многомодовые пучки, которые можно описать функциями Гаусса, Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса (рис. 1.5). Гауссов пучок представляет собой одно из важных решений параксиального уравнения Гельмгольца [5].

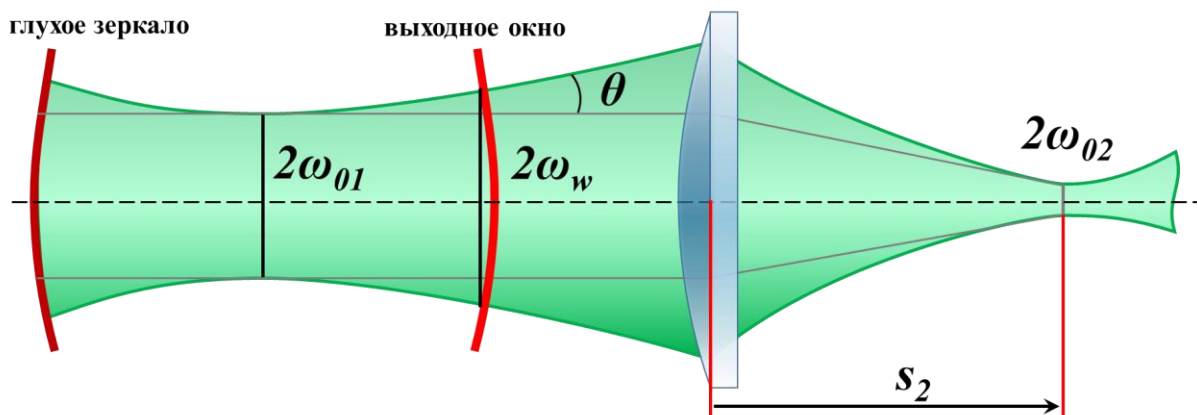


Рис.1.5. Распространение излучения в модели гауссовых пучков

Описание модели

Лазерный пучок формируется резонатором в ходе многократного прохождения излучения (волны) в прямом и обратном направлениях между зеркалами, что приводит к возникновению устойчивых колебаний, так называемых мод (рис. 1.5). **Модой** колебаний оптического резонатора называют такое пространственное распределение слабо затухающего электромагнитного поля в резонаторе, которое не изменяется со временем [5].

Основные свойства лазерных пучков в дифракционном приближении

2.1. Лазерные пучки имеют угловое и пространственное ограничение, описываются параксиальными волнами (нормали к волновым фронтам таких волн имеют малые углы с оптической осью и образуют тонкий пучок лучей).

2.2. Распределение интенсивности по любому поперечному сечению пучка, как правило, представляет собой аксиально симметричную функцию.

2.3. Диаметр сечения лазерного пучка определяется по уровню, соответствующему падению интенсивности излучения в e^2 раз. Диаметр лазерного пучка минимален в его перетяжке, равен $2\omega_{01}$, и постепенно растет вдоль оси пучка с удалением от перетяжки в обоих направлениях.

2.4. Волновые фронты, почти плоские вблизи перетяжки, постепенно искривляются при удалении от нее и становятся приблизительно сферическими вдали от перетяжки. Кривизна волнового максимальна на

расстоянии длины Рэлея от перетяжки, и при дальнейшем увеличении расстояния от перетяжки радиус кривизны волнового фронта увеличивается.

2.5. Оптическая система строит новую перетяжку пучка с диаметром $2\omega_{02}$, зависящим от увеличения системы Γ , на расстоянии s_2 от нее. При этом действительная перетяжка пучка размещается справа от оптической системы ($s_2 > 0$), а мнимая – слева от нее ($s_2 < 0$).

Особенности модели резонатора

2.1. Лазерный пучок, отразившись от всех зеркал резонатора, полностью совпадает с исходным пучком, т.е. волна воспроизводит себя после полного обхода резонатора.

2.2. Кривизна волнового фронта лазерного пучка на зеркалах резонатора совпадает с кривизной поверхности этих зеркал.

2.3. Размеры зеркал резонатора много больше поперечного размера мод и длины волны излучения.

Из представленного выше следует, что на пространственные характеристики пучка влияют: апертура зеркал $a_{1,2}$, радиус их кривизны $R_{m1,2}$, расстояние между ними или длина резонатора L , наличие диафрагмы с диаметром D_{dia} (рис. 1.6).

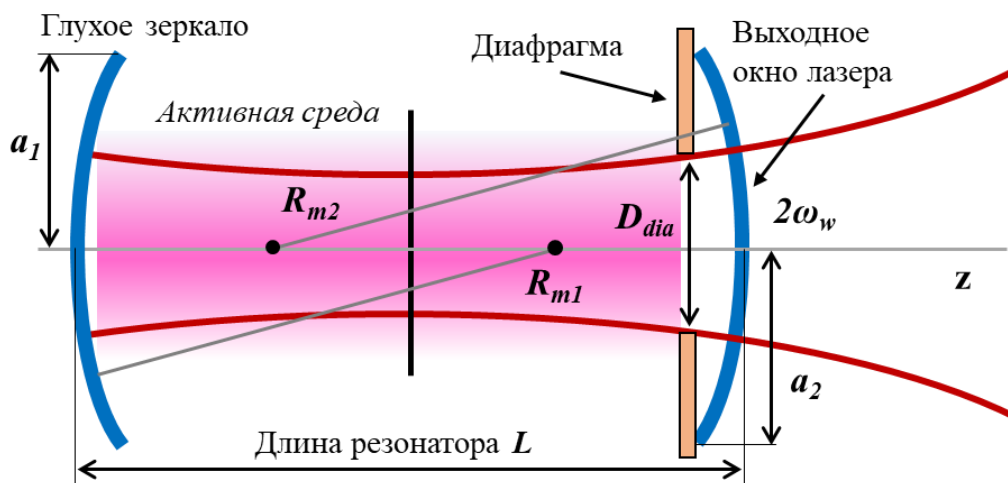


Рис. 1.6. Схематическое изображение резонатора

Модель [4] изначально создавалась для твердотельных и газовых лазеров. С появлением волоконных, дисковых и других лазеров модель гауссовых пучков была адаптирована, и введено понятие эквивалентного резонатора. Кривизна зеркал и длина эквивалентного резонатора задают лазерный пучок с пространственными характеристиками, которые равны характеристикам излучения реального лазера.

Было введено понятие качества лазерных пучков, или M^2 фактор, определяющий степень подобия многомодового лазерного излучения одномодовому гауссовому пучку. Поперечный размер лазерного пучка и его форма задаются диафрагмой, оправой зеркал и формой поперечного сечения активного элемента. Для характеристики резонатора вводится число Френеля N_F , которое выражается следующим образом [5]:

$$N_F = \frac{a_1 a_2}{\lambda L}. \quad (1.10)$$

Именно зеркала задают кривизну волнового фронта, поэтому радиус кривизны выходного зеркала соответствует радиусу кривизны волнового фронта лазерного пучка на зеркале резонатора, т.е. $R_{m2} = r(z_0)$, где z_0 – расстояние от центра перетяжки пучка в резонаторе до выходного окна лазера. Радиусы кривизны отражающих поверхностей резонатора R_{m1} и R_{m2} , а также расстояние L задают определенную конфигурацию резонатора (рис. 1.7).

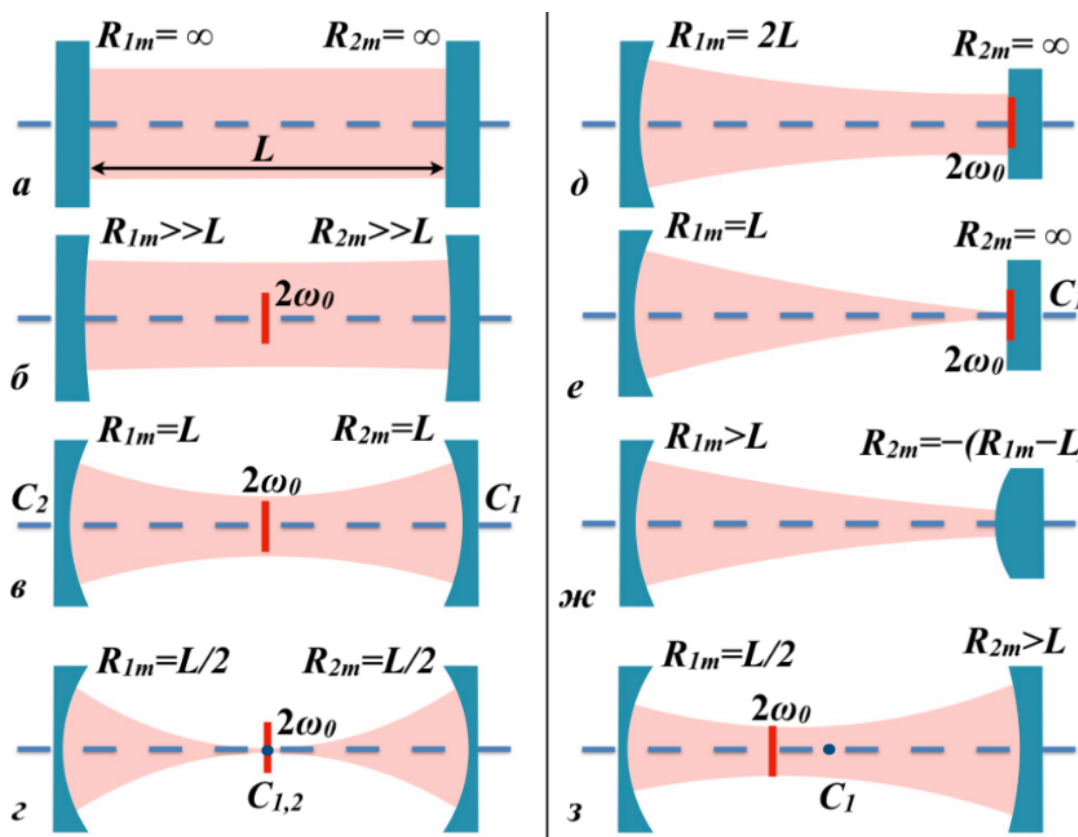


Рис. 1.7. Конфигурации резонаторов: а - плоскопараллельный, б - зеркала с большим радиусом кривизны, в - конфокальный, г - сферический, д - полуконфокальный, е - полусферический, ж - вогнуто-выпуклый, з - произвольный

В лазерной технике моды резонатора прямоугольной, центральной или круговой симметрии принято обозначать как $TEM_{p\sigma}$ (от англ. transverse electromagnetic – поперечная электромагнитная), где p – радиальный, σ – угловой (азимутальный) (рис. 1.8).

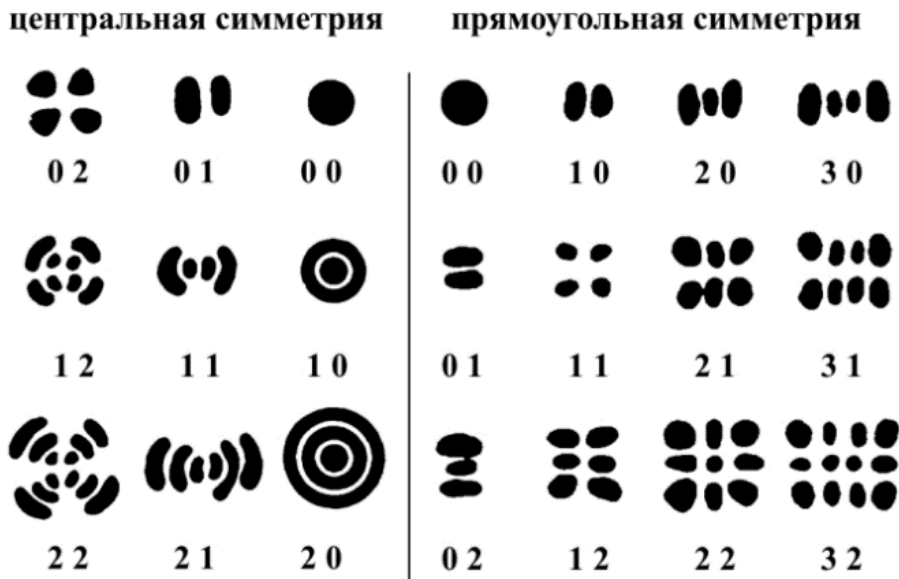


Рис. 1.8. Поперечные распределения поля в резонаторе

1.3. Описание одномодовых пучков

Из всего разнообразия профилей лазерного пучка, формируемого в резонаторе, основная мода TEM_{00} имеет фундаментальное значение. Форма гауссова пучка сохраняется на всем протяжении распространения лазерного излучения. Особенностью такого пучка при его распространении является гауссово распределение амплитуды (интенсивности) излучения в любом произвольно выбранном сечении пучка. Комплексная амплитуда излучения U_G в пучке Гаусса симметрична относительно оптической оси (рис. 1.8) и выражается следующим образом [5]:

$$U_G = \frac{A_G}{iz_R} \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)} - i \frac{2\pi}{\lambda} \left(z + \frac{x^2 + y^2}{2r(z)} \right) + i \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right) \right], \quad (1.11)$$

где A_G – амплитуда световой волны, $\omega(z)$ и $r(z)$ – радиус сечения пучка и радиус кривизны волнового фронта на расстоянии z от центра перетяжки с радиусом ω_0 , соответственно, z_R – длина Рэлея, x, y, z – координаты. Квадрат модуля амплитуды U_G описывает интенсивность излучения I_G , [5]:

$$I_G = |U_G|^2 = I_0 \left[\frac{\omega_0}{\omega(z)} \right]^2 \exp \left[-2 \frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)} \right], \quad (1.12)$$

а фаза волны Φ_g определяется в соответствии с выражением [5]:

$$\Phi_G = \frac{2\pi}{\lambda} \left(z + \frac{x^2 + y^2}{2r(z)} \right) - \arctg \left(\frac{z}{z_R} \right), \quad (1.13)$$

где I_0 – интенсивность излучения на оптической оси пучка.

Профиль гауссова пучка не имеет резких границ, и возникает вопрос с определением его размеров в поперечном сечении. Существует три способа определения размера лазерных пучков: FWHM, $1/e^2$ и $D4\sigma$ (рис. 1.9).

1. Full Width at Half Maximum (FWHM), или полная ширина на полувысоте. В этом случае радиус гауссова пучка определяется расстоянием от оптической оси до положения, где интенсивность I_0 снижается до 50%.

2. В методе $1/e^2$ радиус пучка определяется расстоянием от оптической оси до положения, где интенсивность I_0 снижается в e^2 , а амплитуда — в e раз. Если выражение (1.11) проинтегрировать по радиусу пучка с учетом падения интенсивности на его границе до уровня I_0/e^2 (0.135 от максимума), то можно найти мощность лазерного излучения в пучке. Эта мощность будет составлять 86.5% от полной мощности излучения. Оставшиеся 13.5% мощности приходятся на края гауссова профиля пучка. Этот факт следует учитывать при измерении мощности лазерного излучения, когда размер площадки фотодетектора много больше размеров лазерного пятна. Радиус пятна, определенный по методу $1/e^2$ и FWHM, будет отличаться:

$$\omega_{FWHM} = \frac{1}{\sqrt{2 \ln 2}} \omega_{1/e^2} \approx 0.849 \cdot \omega_{1/e^2}. \quad (1.14)$$

3. Метод моментов второго порядка ($D4\sigma$) позволяет определить размер пятна с учетом общего профиля интенсивности и используется очень часто на практике, поскольку рекомендован международным стандартом ISO для измерения диаметра лазерных пучков, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерного излучения (ISO 11146-1 / ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008). Размер лазерного пучка D , определенный по методу $D4\sigma$, в общем случае определяется независимо по x и y направлению и в 4 раза превышает стандартное отклонение распределения интенсивности вдоль большой и малой осей пучка, поперечное сечение которого представляет собой эллипс (рис. 1.9). Диаметры пучка вдоль этих осей равны $D_x = 4\sigma_x$ и $D_y = 4\sigma_y$ соответственно, где σ_x и σ_y определяются в соответствии с формулой для моментов второго порядка по поперечному распределению энергии:

$$\sigma_x^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) (x - \bar{x})^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) dx dy},$$

$$\sigma_y^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) (y - \bar{y})^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) dx dy},$$
(1.15)

где \bar{x} и \bar{y} – координаты центра пучка, которые определяются как момент первого порядка по поперечному распределению энергии:

$$\bar{x} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) x dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) dx dy},$$

$$\bar{y} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) y dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) dx dy}.$$
(1.16)

Для идеального аксиально-симметричного гауссова пучка без шума в системе диаметры D_x , D_y , измеренные методом $D4\sigma$, равны диаметру пучка, измеренному методом $1/e^2$. Если при измерении размера лазерного пучка присутствует фоновый шум, то рассчитанный по методу $D4\sigma$ размер пятна будет больше реального значения. Поэтому рекомендуется всегда выполнять вычитание фона перед измерением размера лазерного пучка, что является основным недостатком этого метода.

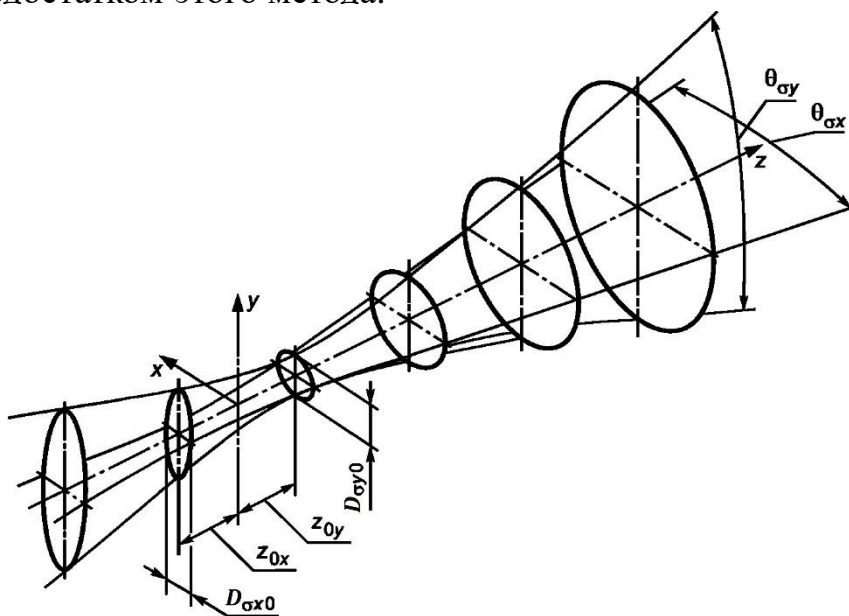


Рис. 1.9. Параметры распространения пучка со слабым астигматизмом [ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008]

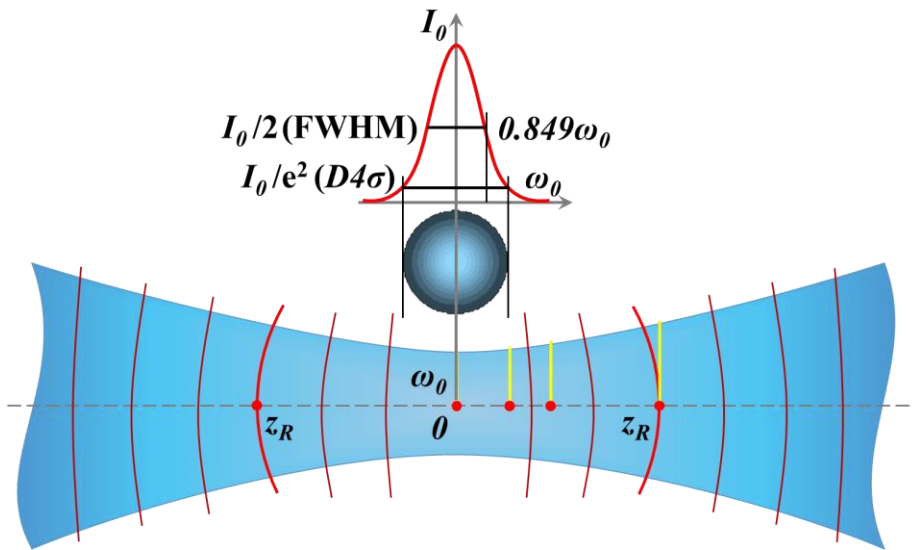


Рис. 1.10. Профиль интенсивности излучения в перетяжке гауссова пучка

Радиус пучка ω зависит от конфигурации резонатора, длины волны лазерного излучения и расстояния от его перетяжки до плоскости измерения. Для описания перетяжки пучка, его каустики (рис. 1.10) и других параметров в модели гауссовых пучков используются следующие выражения [5]:

радиус перетяжки пучка $\omega_0 = \frac{\lambda}{\pi\theta},$ (1.17)

угол расходимости (половинный) $\text{tg } \theta \approx \theta = \frac{\omega_0}{z_R} \approx \frac{\omega}{z} \Big|_{z \gg z_R},$ (1.18)

длина Рэлея $z_R = \frac{\omega_0}{\theta} = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} = \frac{\lambda}{\pi\theta^2},$ (1.19)

радиус пучка ω на расстоянии z от его перетяжки с радиусом ω_0 $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2},$ (1.20)

радиус кривизны волнового фронта r на расстоянии z от перетяжки $r(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right].$ (1.21)

Расходимость лазерного излучения можно представить как увеличение поперечного сечения пучка при распространении в изотропной среде. Поскольку лазерный источник генерирует пучок излучения ограниченного размера $2\omega(z)$, то угол расходимости может быть выражен как [6]

$$\theta(z) = \frac{\omega(z)}{r(z)}. \quad (1.22)$$

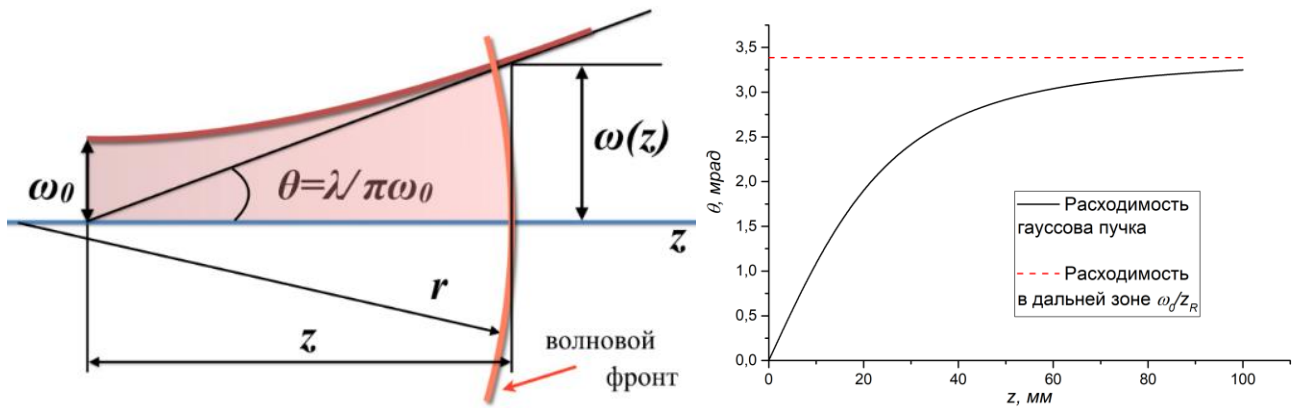


Рис. 1.11. Основные параметры лазерного пучка и график зависимости расходимости пучка от расстояния от перетяжки

Пример графика зависимости расходимости для гауссова пучка с длиной волны 1064 нм и радиусом в перетяжке $\omega_0 = 100$ мкм показан на рисунке 1.11 ($z = 0$ соответствует положению перетяжки). Из формы каустики вблизи перетяжки гауссова пучка и из графика для расходимости видно, что непосредственно в перетяжке, где волновой фронт пучка плоский, расходимость равна нулю. Она увеличивается по мере удаления от перетяжки и асимптотически приближается к значению $\theta = \omega_0/z_R$, которое соответствует расходимости в дальней зоне. Соответственно, разделяют дифракционную расходимость, которая наблюдается вблизи перетяжки пучка (на расстоянии меньше и сравнимом с z_R), и геометрическую расходимость, которая наблюдается в дальней зоне и может быть скомпенсирована с помощью линзы, которая строит новую перетяжку пучка. Из выражения (1.17) можно заметить, что произведение радиуса перетяжки и половинного угла расходимости есть постоянная величина, зависящая только от длины волны излучения:

$$\omega_0 \theta = \frac{\lambda}{\pi} = const. \quad (1.23)$$

Это выражение соответствует **инварианту Лагранжа-Гельмгольца** (см. 3 лек).

Для гауссова пучка начало координат разместим в его перетяжке, относительно которой принято рассматривать ближнюю и дальнюю зоны. В **перетяжке** размер лазерного пучка минимален, волновой фронт плоский, а радиус его кривизны равен бесконечности: $z = 0$, $\omega(0) = \omega_0$, $r(0) = \infty$. **Ближней зоной** является расстояние, соответствующее длине Рэлея, т.е. $z \approx z_R$. **Длиной Рэлея** z_R называют расстояние от центра перетяжки пучка до плоскости, где волновой фронт будет сферическим, радиус его кривизны равен

$r(z_R) = 2z_R$, а радиус пучка $\omega(z_R) = \sqrt{2}\omega_0$. Длина Рэлея в два раза меньше конфокального параметра R_k , т.е. $R_k = 2z_R$ (рис. 1.12) [6].

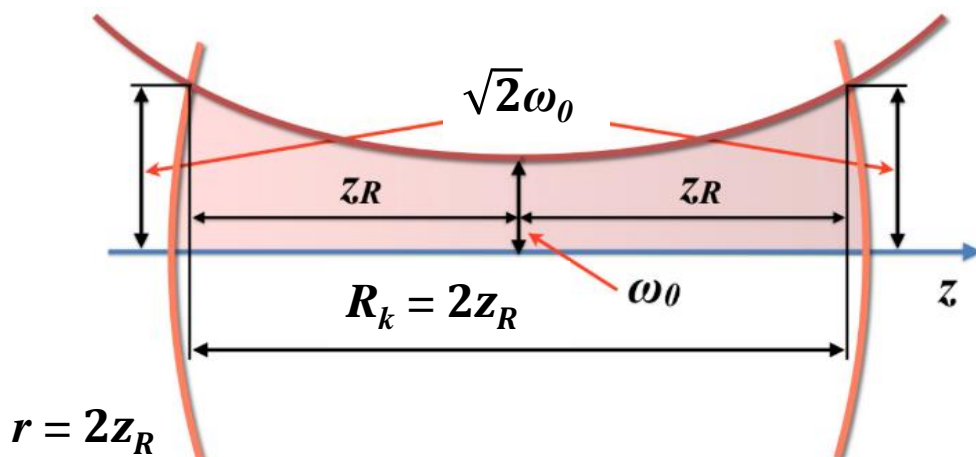


Рис. 1.12. Связь между длиной Рэлея z_R и конфокальным параметром R_k

Дальняя зона начинается, когда радиус кривизны волнового фронта становится достаточно большой, чтобы выполнялись условия: $z \gg z_R$ и $r \approx z$. Радиус пучка в дальней зоне линейно растёт с увеличением расстояния: $\omega \approx (\omega_0/z_R) \cdot z = \theta \cdot z$. Именно в дальней зоне волновой фронт слабо изменяется и приближается к плоскому. Для одномодовых и многомодовых пучков полный угол расходимости равен:

$$2\theta = A_d \frac{\lambda}{b_d}, \quad (1.24)$$

где b_d – характерный размер лазерного пучка (для газовых лазеров с неустойчивым резонатором b_d является радиусом выходного окна, на котором возникает дифракция), A_d – коэффициент, отвечающий за распределение интенсивности в его поперечном сечении. Величины b_d , A_d и 2θ для разных лазерных пучков приведены в табл. № 1.1. Под дифракционно-ограниченным пучком в данном случае понимается пучок, апертура которого ограничена круглой диафрагмой с размером D .

Радиус $\omega(z)$ гауссова пучка и радиус кривизны $r(z)$ его волнового фронта на расстоянии z от перетяжки связаны между собой следующим образом:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{\frac{r}{r-z}}, \quad (1.25)$$

$$r(z) = z \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2}. \quad (1.26)$$

Таблица 1.1. Пространственные характеристики лазерных пучков.

Тип лазерного пучка	b_d , м	A_d	2θ , рад	Комментарии
Одномодовый (гауссов пучок)	$2\omega_0$	$4/\pi = 1.27$	$1.27 \lambda/D$	$D \approx 2\omega_0$, ω_0 – радиус перетяжки
Многомодовый	$\sim D/\sqrt{N_b}$	1.27	$\sim 1.27(\lambda/D)\sqrt{N_b}$	N_b – число мод в поперечном сечении
Дифракционно-ограниченный	D	2.44	$2.44\lambda/D$	D – диаметр нулевого максимума

Поперечный размер перетяжки пучка характеризуется ее радиусом, для описания ее продольного размера используется *длина каустики* [7]. В пределах каустики размер поперечного сечения пучка изменяется слабо, следовательно, слабо меняется и плотность мощности излучения (рис. 1.13). В первом приближении эта величина определяется, как длина Рэлея лазерного пучка, т.е. $l_0 = z_R$. В этом случае радиус пучка равняется $\omega(l_0) = 2^{0.5}\omega_0$. Однако такой подход оказался неприемлемым для лазерной обработки с высоким качеством, так как плотность мощности на расстоянии z_R снижается в 2 раза. Поэтому, для описания l_0 было предложено использовать расстояние от центра перетяжки пучка до плоскости, где значение его радиуса увеличивается на 1% или 5% от значения радиуса пучка в перетяжке, т.е.

$$\begin{aligned}
 \omega(l_0 = z_R) &\Rightarrow \\
 \omega_0 \sqrt{1 + z_R^2/z_R^2} &= \sqrt{2}\omega_0 \Rightarrow l_0 = z_R, \\
 \omega(l_0, \omega/\omega_0 = 0.05) &\Rightarrow \\
 1.05\omega_0 &= \omega_0 \sqrt{1 + l_0^2/z_R^2} \Rightarrow l_0(5\%) = 0.32z_R, \\
 \omega(l_0, \omega/\omega_0 = 0.01) &\Rightarrow \\
 1.01\omega_0 &= \omega_0 \sqrt{1 + l_0^2/z_R^2} \Rightarrow l_0(1\%) = 0.142z_R.
 \end{aligned}
 \tag{1.27}$$

Величина l_0 , как и радиус ω_0 , описывает только половину длины каустики. Учитывая симметрию лазерных пучков относительно их перетяжки, длина каустики всегда будет равняться $2l_0$.

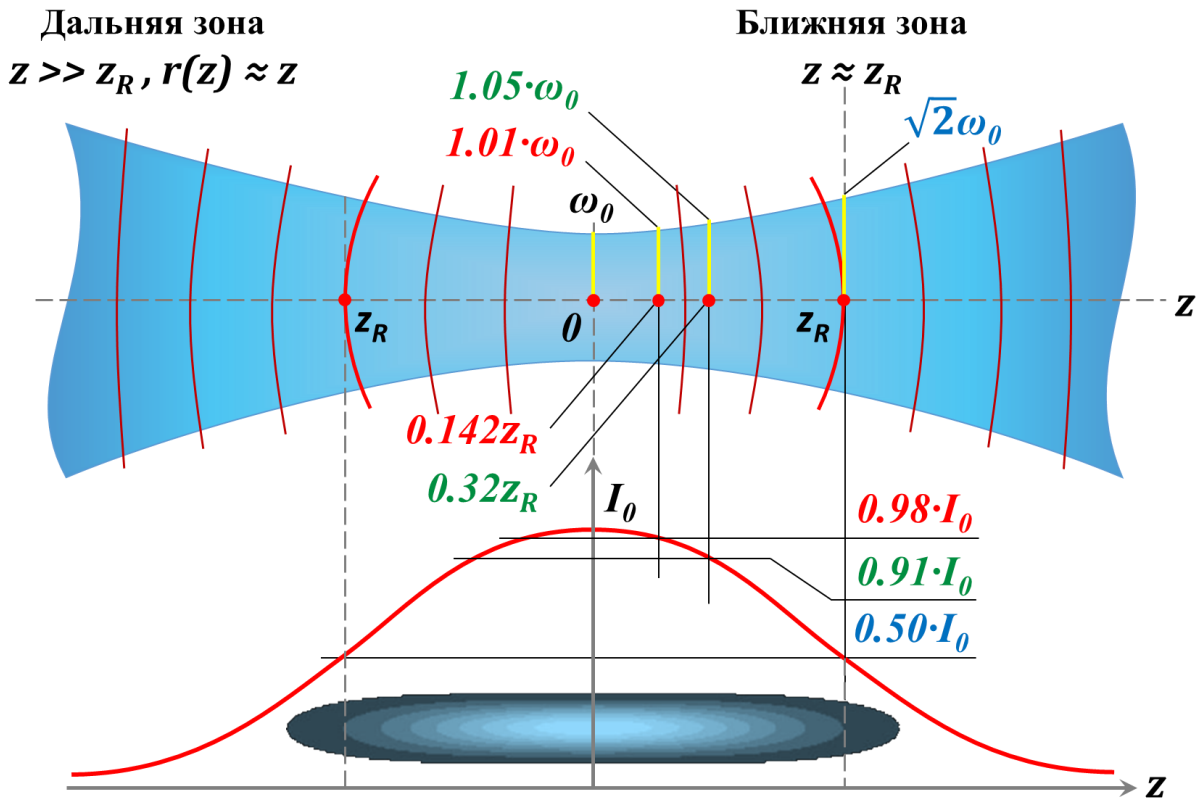


Рис. 1.13. Длина каустики и длина Рэлея лазерного пучка

1.4. M^2 – фактор

В реальных лазерных системах, применяемых на практике, лазерные пучки, как правило, не являются гауссовыми. Так, при одинаковом радиусе перетяжки для реального пучка угол его расходимости будет больше, чем у гауссова пучка. Соответственно, при одинаковой расходимости размер перетяжки реального пучка будет больше, чем для гауссова. Качество лазерных пучков в профессиональной среде принято описывать **фактором качества пучка** (M^2 – фактором). Другое название этого параметра – **коэффициент распространения пучка** (ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008). Это безразмерная величина, численно показывающая, насколько реальный лазерный пучок с многомодовой структурой отличается от одномодового (гауссова) пучка с одинаковой расходимостью (или с одинаковым размером в перетяжке) [8, 9].

Если многомодовый пучок с длиной волны λ имеет полный угол расходимости $2\theta_M$ и диаметр перетяжки $2\omega_{0M}$, то существует соответствующий ему одномодовый гауссов пучок с углом расходимости 2θ и диаметром $2\omega_0$. В соответствии с выражением (1.23) для такого гауссова пучка имеем соотношение $2\theta 2\omega_0 = 4\lambda/\pi$. Тогда из определения M^2 фактора получаем:

$$M^2 = \frac{2\theta_M}{2\theta} \frac{2\omega_{0M}}{2\omega_0} = \frac{4\theta_M \omega_{0M}}{4\lambda/\pi} = \theta_M \omega_{0M} \frac{\pi}{\lambda}. \quad (1.28)$$

Легко заметить, что для идеального гауссова пучка с TEM_{00} $M^2 = 1$, для всех остальных многомодовых пучков $M^2 > 1$.

Наряду с параметром M^2 применяется **параметр качества пучка** ВРР (beam parameter product), равный произведению радиуса перетяжки пучка и половины угла его расходимости (рис. 1.14). В отличие от M^2 , эта величина имеет размерность [мм·рад] и описывается выражением

$$BPP = \theta \omega_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi}. \quad (1.29)$$

Из выражения (1.23) можно заметить, что ВРР гауссова пучка равен $BPP_g = \lambda/\pi$.

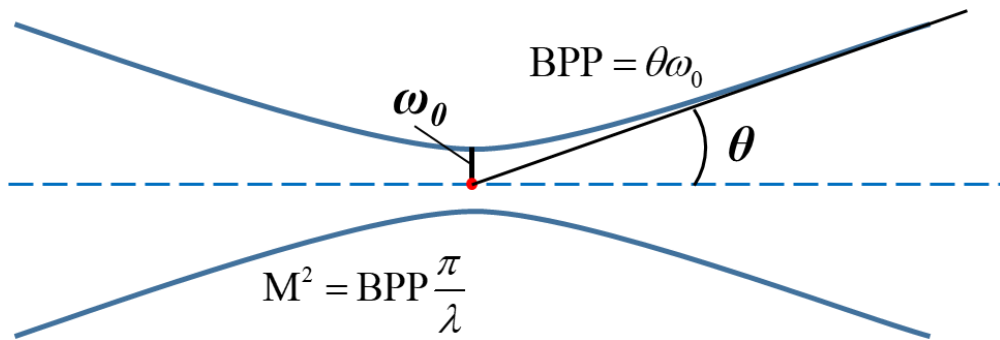


Рис. 1.14. Связь параметров M^2 и ВРР с характеристиками пучка

Для многомодовых лазерных пучков выражения (1.17 – 1.21) с учетом M^2 фактора преобразуются до следующего вида [10]:

радиус перетяжки пучка	$\omega_{0M} = M^2 \omega_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi \theta},$	(1.30)
-------------------------------	--	--------

угол расходимости (половинный)	$\theta_M = M^2 \theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi \omega_0},$	(1.31)
---	---	--------

длина Рэлея	$z_{RM} = \frac{1}{M^2} z_R = \frac{1}{M^2} \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda},$	(1.32)
--------------------	--	--------

радиус пучка ω на расстоянии z от его перетяжки с радиусом ω_0	$\omega_M(z) = M^2 \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 z}{z_R} \right)^2},$	(1.33)
--	---	--------

радиус кривизны волнового фронта r на расстоянии z от перетяжки	$r_M(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{M^2 z} \right)^2 \right].$	(1.34)
--	---	--------

В случае, если перетяжка пучка формируется в среде с показателем преломления n , то радиус перетяжки уменьшается в n раз, т.е. ω_0/n , а длина Рэлея увеличивается в n раз, т.е. $z_R n$.

Лазерные пучки с одинаковой расходимостью или одинаковым диаметром перетяжки при значении $M^2 \neq 1$ приведены на рисунке 1.15. Для получения данных результатов лазерный пучок должен рассматриваться в ближней и дальней зоне (near- and far-fields). Кривые построены для лазерного излучения с длиной волны 2.1 мкм [10].

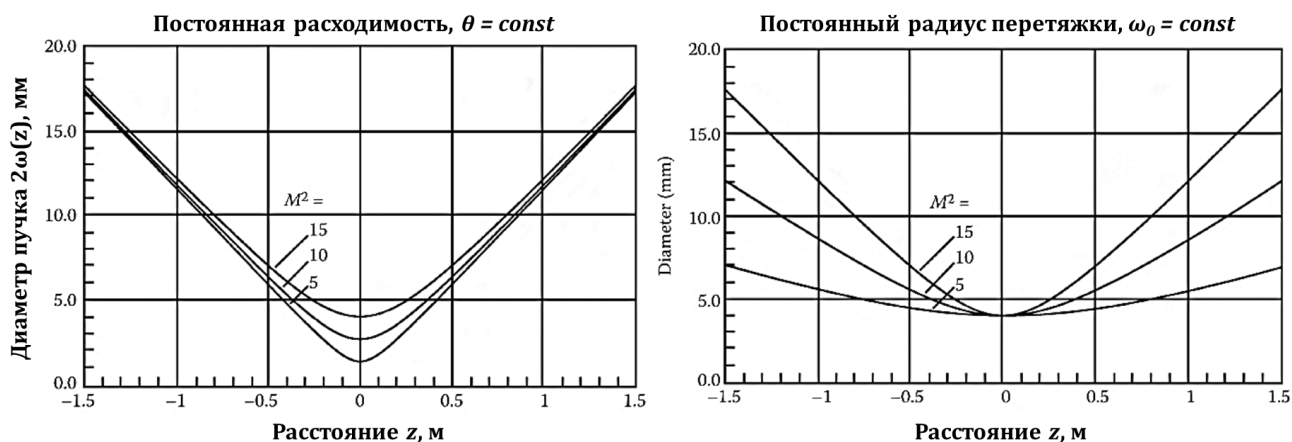


Рис. 1.15. Влияние M^2 фактора на радиус лазерного пучка [10]

1.5. Измерение характеристик лазерного излучения

На практике важным является характеристика параметров лазерного излучения. Как правило, основные энергетические и пространственно-временные параметры лазерного излучения можно найти в паспортных данных на устройство. Однако в некоторых случаях их требуется определять экспериментальным путем. Ниже рассмотрим способы измерения основных характеристик лазерного излучения.

Длина волны $[\lambda, \text{нм}]$ излучения в простейшем случае измеряется с помощью спектрометра. Чтобы не повредить фотоприемник устройства, лазерный пучок ослабляется с помощью поляризатора или френелевской пластинки, после чего заводится в монохроматор спектрометра волокном, или системой зеркал.

Метод дифракции на щели. На пути лазерного пучка устанавливается щель известной ширины d , а на расстоянии L от нее размещается экран либо детектирующее устройство, где будет фиксироваться дифракционное изображение (рис. 1.16). Условием минимума дифракции является выражение

$$d \sin \varphi = n\lambda, \quad (1.35)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ - порядки минимума, φ - угол дифракции. Выбрав n -ый минимум и оценив значение $\sin \varphi = b/L$, можно найти длину волны, как

$$\lambda = \frac{d b}{n L}, \quad (1.36)$$

где b - расстояние от центра дифракционной картины до n -го минимума, причем должно выполняться условие $b \ll L$. Следует отметить, что из-за низкой точности данный метод практически не используется. В качестве элемента, обеспечивающего разложение излучения в спектр, обычно применяются либо дифракционные решётки, где дифракция происходит на периодической структуре либо с помощью призмы, где разложение в спектр осуществляется за счёт дисперсии материала.

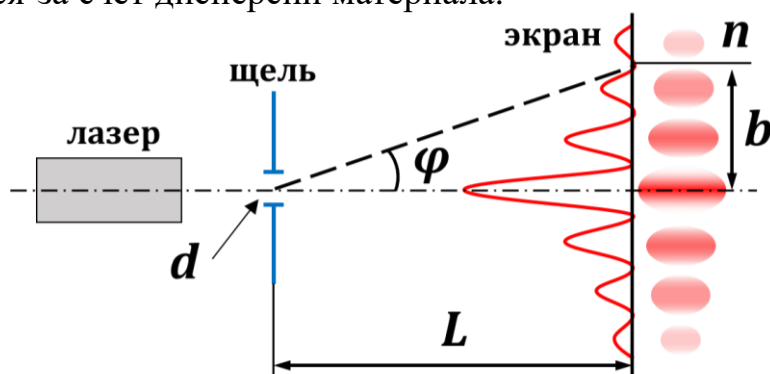


Рис. 1.16. Схема измерения длины волны методом дифракции на щели

Метод интерференции от двух щелей (метод Юнга). Лазерный пучок диафрагмируется одной узкой щелью, после чего лазерное излучение падает на две параллельные щели, а в области перекрытия двух уже когерентных пучков устанавливается экран или детектирующее устройство (рис. 1.17). В данной плоскости будут формироваться параллельные интерференционные полосы, возникающие в результате наложения двух плоских волн от параллельных щелей, расстояние между которыми равно d . Если волны сходятся под малым углом α на расстоянии L от щелей ($L \gg d$), то между шириной интерференционных полос h и λ будет следующая связь:

$$\lambda = h \frac{d}{L}. \quad (1.37)$$

В ходе измерений на экране фиксируется расстояние x_m от центрального максимума ($m = 0$) до максимума m -го порядка ($\pm 1, \pm 2, \dots$). В этом случае

$$\lambda = \frac{x_m d}{m L}. \quad (1.38)$$

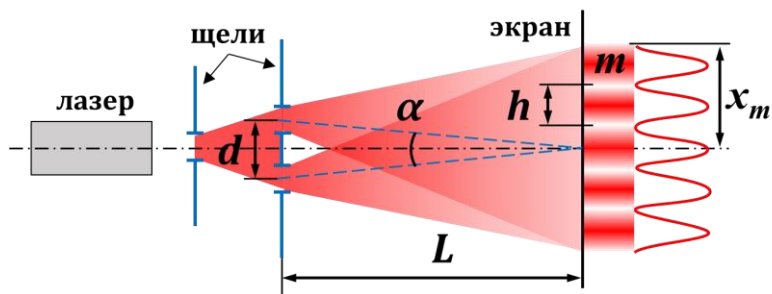


Рис. 1.17. Схема измерения длины волны методом Юнга

Если интерференционная картина состоит из множества порядков $m \gg 1$, то расстояние между соседними максимумами будет приблизительно постоянным. В этом случае измеряется расстояние между соседними максимумами, т.е. h , а длина волны высчитывается по выражению (1.37). Два последних метода можно применять, если лазерное излучение лежит в видимом спектральном диапазоне длин волн. Если же нет, то потребуется детектирующее устройство для пространственной регистрации лазерного пятна на экране, например, ПЗС камера либо фоточувствительный материал, выполняющий роль визуализатора.

Поляризация может быть линейной, циркулярной (круговой) и эллиптической. Частным случаем эллиптической поляризации является круговая. Также существует неполяризованное излучение и смешанное, состоящее из поляризованного и неполяризованного компонентов. Тип поляризации характеризуется формой замкнутой кривой, которая описывается концом проекции вектора напряженности электрического поля на плоскость, перпендикулярную к направлению распространения излучения. В случае неполяризованного излучения данная кривая не замкнута.

Для лазерного излучения часто встречается смешанный тип поляризации в виде поляризованного и неполяризованного компонентов. Поэтому для его описания был введен параметр «степень поляризации» и два способа определения. В первом из них степень поляризации вычисляется выражением:

$$\Pi = \frac{P_{\text{п}}}{P_{\text{п}} + P_{\text{е}}} = \frac{P_{\text{п}}}{P_{\text{полн}}}, \quad (1.39)$$

где $P_{\text{п}}$ и $P_{\text{е}}$ – измеренные мощности поляризованного и неполяризованного компонентов излучения, соответственно. Полная мощность $P_{\text{полн}}$ излучения равна сумме компонент $P_{\text{п}}$ и $P_{\text{е}}$. Во втором случае пучок излучения условно разделяется на два поляризованных компонента со взаимно перпендикулярными направлениями колебаний вектора электрического поля. Эти компоненты максимально различаются между собой по мощности и

соответствуют максимальному P_{\max} и минимальному P_{\min} значению. Степень поляризации в этом случае определяется выражением:

$$P = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}. \quad (1.40)$$

Однако с помощью второго способа невозможно отличить эллиптически поляризованное излучение от смешанного пучка с неполяризованной и линейно-поляризованной компонентами, так как величина P в обоих случаях будет давать одинаковый результат. Тип поляризации лазерного излучения на практике можно определить с помощью измерителя мощности, поляризатора и четвертьволновой ($\lambda/4$) пластинки по приведенным ниже схемам их установки.

1. Если при вращении поляризатора мощность излучения изменяется от максимального значения до нуля, то поляризация пучка будет линейной.
2. Если при вращении поляризатора мощность не меняется, то излучение может быть неполяризованным либо циркулярно поляризованным.
3. Если при вращении поляризатора мощность изменяется, но не достигает нуля, то излучение смешанное либо эллиптически поляризованное.
4. Если при вращении поляризатора, установленного после $\lambda/4$ пластинкой, мощность излучения изменяется от максимального значения до нуля вне зависимости от вращения $\lambda/4$ пластинки, то излучение циркулярно поляризованное.
5. Если при вращении поляризатора после $\lambda/4$ пластинкой, установленной в различных углах поворота, мощность излучения изменяется, но не достигает нуля, то излучение эллиптически поляризованное.

Энергетические характеристики лазерного излучения определяются с помощью измерителя мощности, оснащенного детектором энергии или мощности. По режимам генерации лазерное излучение можно разделить на следующие виды: непрерывное излучение; импульсы с высокой частотой повторения (1 кГц – 1 ГГц), импульсы с малой частотой повторения (0.1 Гц – 1 кГц). В случае непрерывного излучения удобно измерять **мощность излучения** [P , Вт]. На практике измеряемые величины могут варьироваться от $\sim 10^{-3}$ Вт (полупроводниковые и He-Ne лазеры) до $\sim 10^5$ Вт (волоконные, CO₂ лазеры). Для одиночных лазерных импульсов принято измерять **энергию импульса** [E_p , Дж], а также оценивать среднюю мощность импульса P_p и пиковую мощность излучения P_{\max} . В большинстве случаев измеряемая энергия импульсов варьируется от $\sim 10^{-6}$ Дж (твердотельные лазеры) до $\sim 10^5$ Дж (твердотельные лазеры с усилителями), средняя мощность в импульсе

меняется в диапазоне от $\sim 10^3$ Вт до $\sim 10^{12}$ Вт (твердотельные лазеры в режиме синхронизации мод). Для лазерных импульсов с высокой частотой повторения принято измерять **среднюю мощность излучения** [P_a , Вт] за период. Диапазон измеряемых величин P_a варьируется от $\sim 10^{-3}$ Вт до $\sim 10^6$ Вт (газовые лазеры в режиме модуляции добротности).

При измерении **энергии импульсов** обычно оценивается:

- среднее статистическое значение из серии импульсов (average);
- стандартное отклонение (standard deviation);
- среднее квадратичное отклонение, или RMS (root mean square) stability;
- разница между максимальной и минимальной энергией импульса в серии, так называемый режим РТР (pulse-to-pulse) stability;
- количество импульсов в серии и их частота.

При измерении **мощности излучения** оценивается:

- среднее значение по времени экспозиции;
- стандартное отклонение за время экспозиции;
- среднее квадратичное отклонение за время экспозиции.

Проводить измерения рекомендуется в широком лазерном пучке (вдали от перетяжки пучка), а в ходе измерения высокой (более 5 Вт) мощности излучения следует использовать дополнительное охлаждение. Воздействие на фотодетектор лазерным излучением с высокой плотностью мощности может привести к его перегреву и поломке.

Существуют различные приемники оптического излучения, основными из которых являются:

- тепловые приемники, принцип действия которых основан на термоэлектрическом (пьезоэлектрическом), болометрическом или пироэлектрическом эффекте;
- фотодиоды, которые применяются в фотодиодном режиме, когда на фотодиод подается внешнее запирающее напряжение и ток, проходящий через структуру, либо в режиме генерации фото-ЭДС (фотовольтаический, фотогальванический режим), когда р-п-переход сам используется в качестве источника ЭДС при его облучении.

Длительность импульсов [τ_p , с], частоту их повторения [f_p , Гц], а также форму лазерного импульса $\rho(t) = P_m(t)/P_{max}$ можно измерить с помощью фотодиода или любого другого быстрого фотоэлектрического приемника,

подключенного к осциллографу, с временным разрешением от 0.1 нс и более. Данный способ подходит для измерения длинных и коротких импульсов наносекундной длительности. В этом случае изменение мгновенной мощности оптического сигнала $P_m(t)$ преобразуется с помощью фотодиода в электрический сигнал $U(t)$, который уже воспроизводится осциллографом. Длительность лазерного импульса определяется по мгновенной мощности, лежащей в диапазоне значений $0.1P_{max} < P_m(t) < P_{max}$. Время нарастания и спада лазерного импульса оценивается по изменению мгновенной мощности в диапазоне значений $0.1P_{max} < P_m(t) < 0.9P_{max}$.

Для измерения длительности ультракоротких лазерных импульсов ($\tau_p < 1$ нс) используются автокорреляторы ($5 \text{ фс} < \tau_p < 80 \text{ пс}$) и электронно-оптические камеры ($\tau_p > 0.2 \text{ пс}$). Метод автокорреляционной интерферометрии заключается в измерении автокорреляционной функции импульса, которая представляет собой интерференцию пучков от двух измерений одиночного лазерного импульса. Между этими измерениями существует задержка по времени, которую можно получить с помощью интерферометра Майкельсона, механически выставив зеркало одного из плеч на необходимое расстояние, либо с помощью ДОЭ. Длительность импульса определяется путем сравнения экспериментальной кривой интерферограммы с математическим ожиданием, описывающим форму автокорреляционной функции этого импульса. При использовании электронно-оптических камер (например, «Агат») изменение оптического сигнала во времени $P_m(t)$ преобразуется в изменение мощности оптического сигнала в пространстве по одной из координат $P_m(x)$, для чего применяются фотоэлектронные регистраторы (электронно-оптическая развёртка), либо скоростные фотокамеры (оптико-механическая развёртка).

Размер лазерного пучка [$d = 2\omega$, мм] определяется путем прямых измерений распределения плотности мощности в сечении пятна с помощью CCD (ПЗС), или CMOS камеры одним из трех методов: FWHM, $1/e^2$ и $D4\sigma$ (ISO 11146-1). Перед началом измерений камера должна быть откалибрована по масштабу и чувствительности матрицы (контраст, яркость и насыщенность устанавливаются таким образом, чтобы исключить засветку матрицы при экспонировании излучением).

Расходимость лазерного пучка [θ , мрад] определяется различными методами по характеру изменения размера лазерного пучка при удалении от его перетяжки. В общем случае измеряется размер лазерного пучка $d(z)$ на различных расстояниях z от перетяжки пучка, после чего полученные данные аппроксимируются функцией гиперболы (ISO 11146-1):

функция изменения размера пучка d в сечениях на оси z

$$d(z) = \sqrt{a + bz + cz^2}, \quad (1.41)$$

местоположение сформированной перетяжки пучка s_2 относительно задней главной плоскости H_2

$$s_2 = -\frac{b}{2c}, \quad (1.42)$$

диаметр перетяжки пучка

$$d_{02} = 2\omega_{02} = \frac{1}{2} \sqrt{4a - \frac{b^2}{c}}, \quad (1.43)$$

расходимость излучения (половинный угол)

$$\theta_2 = \sqrt{c}/2, \quad (1.44)$$

длина Рэлея

$$z_{R2} = \frac{1}{2c} \sqrt{4ac - b^2}, \quad (1.45)$$

M^2 фактор

$$M^2 = \frac{\pi}{8\lambda} \sqrt{4ac - b^2} = \frac{d_{02}}{2} \frac{\pi\theta}{\lambda}. \quad (1.46)$$

Если перетяжка пучка расположена внутри лазера и не доступна для прямых измерений, то вышеописанная методика применима для обработки измерений, полученных при наличии искусственно формируемой перетяжки пучка с помощью безабберационной фокусирующей линзы, либо объектива (рис. 1.18). Сначала измеряется размер лазерного пучка в различных сечениях относительно перетяжки пучка после линзы, а также расстояние от задней главной плоскости линзы H_2 до этой перетяжки s_2 . После аппроксимации данных кривой (1.41), определяются коэффициенты a , b , c , после чего вычисляется размер перетяжки пучка d_{02} (1.43), его расходимость θ_2 (1.44) и длина Рэлея z_{R2} (1.45) для лазерного пучка, после линзы. По выражению (1.42) вычисляется расстояние s_2 и сравнивается с измеренным значением. Вычисляется увеличение линзы Γ , после чего восстанавливаются данные

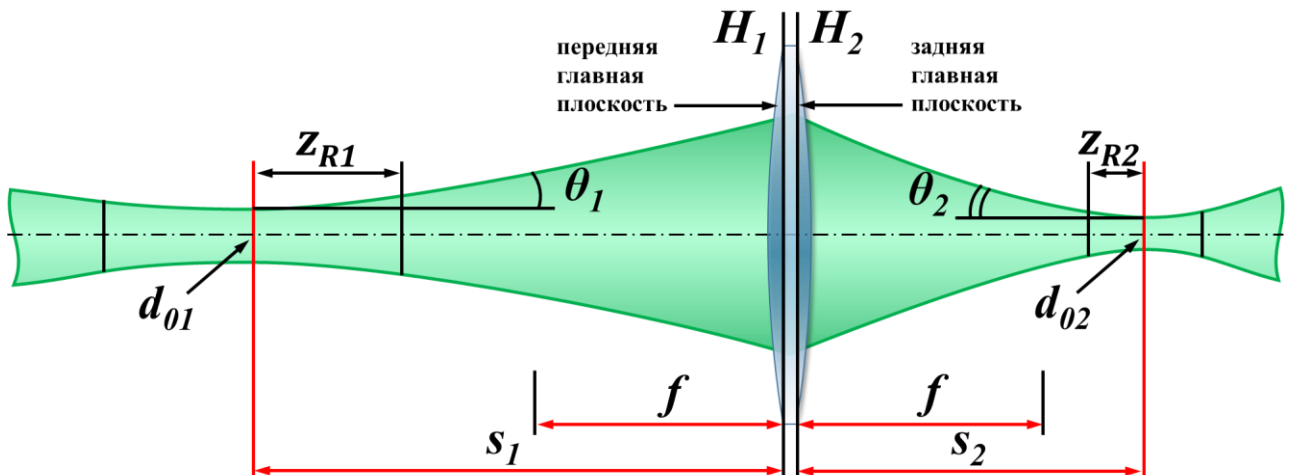


Рис. 1.18. Оптическая схема для определения характеристик пучка

исходной перетяжки пучка, формируемой в эквивалентном резонаторе лазера. Для этого используются следующие выражения:

увеличение линзы с фокусным расстоянием f	$\Gamma = \frac{f}{\sqrt{(s_2 - f)^2 + z_{R2}^2}},$	(1.47)
---	---	--------

местоположение исходной перетяжки пучка s_1 относительно передней главной плоскости H_1	$s_1 = \Gamma^2 (s_2 - f) + f,$	(1.48)
--	---------------------------------	--------

диаметр исходной перетяжки	$d_{01} = \Gamma d_{02},$	(1.49)
-----------------------------------	---------------------------	--------

расходимость лазерного пучка перед линзой	$\theta_1 = \theta_2 / \Gamma,$	(1.50)
--	---------------------------------	--------

длина Рэлея исходной перетяжки	$z_{R1} = \Gamma^2 z_{R2}.$	(1.51)
---------------------------------------	-----------------------------	--------

Угловая расходимость лазерного пучка имеет дифракционную природу. Так, сферическая волна на расстоянии длины Рэлея от перетяжки пучка по мере удаления от нее на бесконечность становится плоской. Геометрическая составляющая угловой расходимости проявляется в дальней зоне. Чтобы убрать ее влияние на вычисление расходимости, устанавливается линза и проводятся измерения, приведенные выше.

Геометрическая составляющая угловой расходимости пучка представляет собой предел отношения его диаметра на расстоянии $z - z_0$ от исходной перетяжки пучка, расположенной в точке z_0 , к этому расстоянию, т.е.

$$2\theta_{far} = \lim_{(z-z_0) \rightarrow \infty} \frac{d(z)}{z - z_0}. \quad (1.52)$$

Для большинства случаев определить месторасположение перетяжки пучка внутри лазера не представляется возможным, поэтому измерения можно производить относительно выходного окна лазера, учитывая при этом прирост размера пучка при удалении от выходного окна. Расходимость будет равна

$$2\theta_{far} = \lim_{(z-z_w) \rightarrow \infty} \frac{d(z) - d_w}{z - z_w}, \quad (1.53)$$

где d_w – диаметр пучка на выходном окне лазера. Если измерения размера лазерного пучка d_i проводить в нескольких положениях z_i на значительном расстоянии от выходного окна лазера, где $z_{i+1} = z_i + i \cdot dz$, то выражение (1.53) приобретет следующий вид

$$\theta_{far} \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\arctan \left(\frac{d_i - d_w}{2z_i} \right) \sqrt{\frac{d_i/d_w + 1}{d_i/d_w - 1}} \right], \quad (1.54)$$

где z_i – расстояние от выходного окна лазера до первого измеряемого сечения, причем $z_i \gg z_R$.

Более простой, но менее точный способ определения угловой расходимости лазерного пучка θ_1 также осуществляется с применением длиннофокусной линзы с фокусным расстоянием f . Линза размещается вдали от выходного окна лазера, на расстоянии $z_l \gg f$, после чего измеряется диаметр лазерного пучка в перетяжке d_{02} и ее расположение относительно задней главной плоскости линзы s_2 (приблизительно равный f). Тогда

$$\theta_1 = \frac{d_{02}}{2f}. \quad (1.55)$$

Коэффициент распространения пучка тогда можно определить, измерив расходимость лазерного излучения вблизи формируемой линзой перетяжки $\theta_{near} = \theta_2$ ($z \sim z_{R2}$) и вдали от нее θ_{far} ($z \gg z_{R2}$), следующим выражением [10]

$$M^2 = \frac{\theta_{far}}{\theta_{near}}. \quad (1.56)$$

1.6. Плотность мощности/энергии гауссовых пучков

Плотность мощности/энергии излучения в каждой точке лазерного пятна можно определить, измерив мощность лазерного излучения и профиль интенсивности в сечении пучка. Для гауссова пучка плотность мощности на расстоянии z по оптической оси от центра его перетяжки и на расстоянии r от центра пятна в данном сечении, описывается выражением

$$q(r, z) = q_{max} \frac{z_R^2}{z_R^2 + z^2} \exp \left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2} \frac{z_R^2}{z_R^2 + z^2} \right), \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (1.57)$$

где z_R и ω_0 – длина Рэлея и радиус перетяжки пучка, соответственно, q_{max} – плотность мощности в перетяжке на оптической оси. Если в выражении (1.55) плотность мощности q_{max} заменить на ε_{max} (плотность энергии в перетяжке на оптической оси), то получится выражение, описывающее пространственное распределение энергии в пучке. Эти величины связаны между собой выражением $\varepsilon_{max} = q_{max} \tau_p$. Полную мощность излучения P_{full} , переносимую гауссовым пучком, а также мощность излучения P_{gauss} в пределах пучка с радиусом ω_0 , можно определить, проинтегрировав выражение (1.57) по

расстоянию r от центра пучка в сечении с $z = 0$, т.е:

$$P_{full} = q_{max} \int_0^{\infty} 2\pi r \exp(-2r^2/\omega_0^2) dr = \frac{1}{2} q_{max} \pi \omega_0^2, \quad (1.58)$$

$$P_{gauss} = q_{max} \int_0^{\omega_0} 2\pi r \exp(-2r^2/\omega_0^2) dr = \frac{1-e^{-2}}{2} q_{max} \pi \omega_0^2.$$

Из выражений (1.58) видно, что мощность P_{gauss} всегда будет составлять только 86.5% от величины P_{full} , которую легко померить экспериментально. Для пучка с круглым сечением и П-образным профилем интенсивности мощность излучения вычисляется, как $P = q_{max} \pi \omega_0^2$ (рис. 1.19).

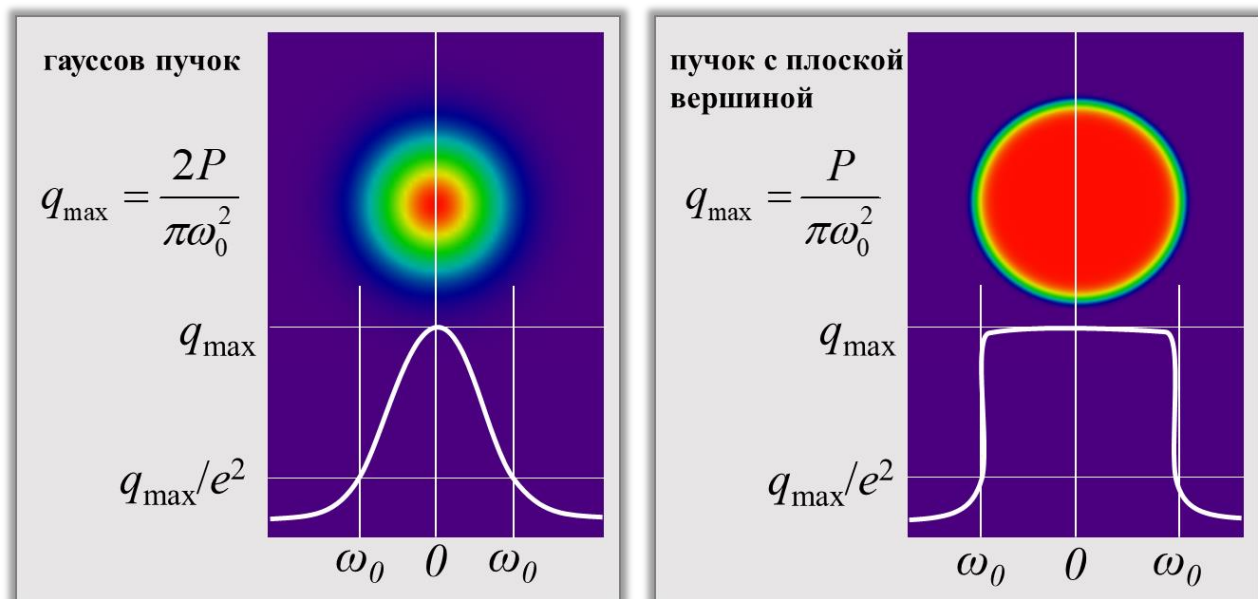


Рис. 1.19. Профиль гауссова пучка и пучка с плоской вершиной

На оптической оси выражение для плотности мощности гауссова пучка упрощается до следующего вида:

$$q(0, z) = q_{max} \frac{1}{1 + (z/z_R)^2}. \quad (1.59)$$

На оптической оси при удалении на расстояние z_R от перетяжки пучка плотность мощности уменьшается в два раза, т.е. $q(0, z_{RM}) = q_{max}/2$. На границе лазерного пучка плотность мощности снижается до значения $q(\omega_0, 0) = q_{max}/e^2$.

Лекция 2.

Оптические элементы для преобразования лазерных пучков

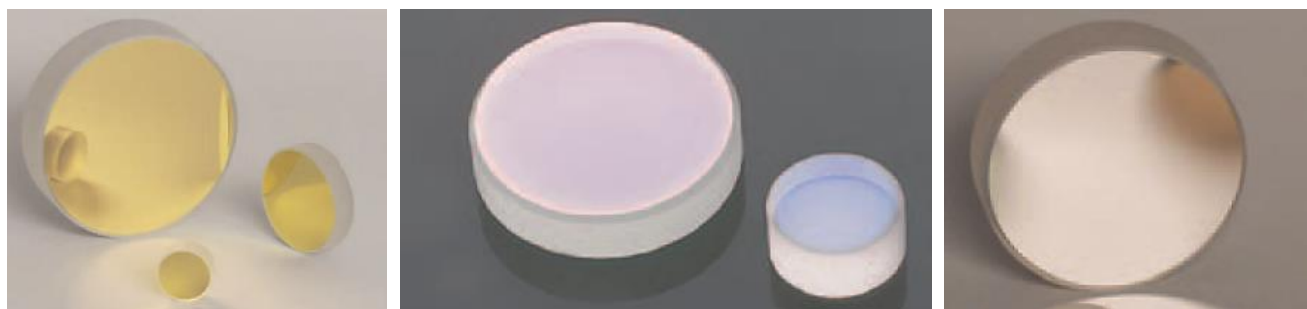
Для применения лазерного излучения в технологических процессах – от обработки материалов и модификации их свойств до проведения измерений, передачи данных и зондирования пространства – требуется оптико-механическая система (рис. 2.1). Параметры оптико-механической системы в совокупности с параметрами лазерного источника и блока управления определяют технические характеристики лазерного комплекса.



Рис. 2.1. Функции системы формирования и транспортировки лазерного пучка

2.1. Передача, разделение и совмещение лазерных пучков

Рассмотрим подробнее зеркала, которые применяются для передачи излучения от выходного окна лазера до фокусирующей системы (рис. 2.2), а также для разделения, совмещения и отрезания лазерных пучков. В оптической системе зеркала могут перемещаться относительно лазера и/или фокусирующей оптики, например, в портальной и плоттерной системах. Дистанция от лазера до фокусирующей оптики здесь будет переменной. В других случаях зеркала и фокусирующая система неподвижны либо перемещаются вместе с лазером или коллиматором, а расстояние от лазера до фокусирующей оптики постоянно (эти системы рассмотрены во 2 главе).



Металлическое покрытие: Al, Ag, Au

Диэлектрическое покрытие: MgF₂, Ta₂O₅, ZnS, TiO₂, SiO₂

Рис. 2.2. Плоские зеркала на подложке из плавленого кварца, стекла BK7, K8*

Покрытие	λ , мкм	R_{\max} , %	Порог разрушения*
Алюминий (Al)	0.25 – 0.45	> 90	0.25 Дж/см ² (266 нм, Ø 0.150 мм, 10-50 нс, 10 Гц)
	0.4 – 0.7	> 93	0.3 Дж/см ² (355 нм, Ø 0.381 мм, 10-50 нс, 10 Гц) 300 Вт/см ² (CW, 1064 нм, Ø 0.044 мм) 500 Вт/см ² (CW, 10.6 мкм, Ø 0.339 мм)
Алюминий с защитой (Al + SiO ₂)	0.25 – 2	> 90	0.3 Дж/см ² (1064 нм, Ø 1.00 мм, 10-50 нс, 10 Гц)
	2 – 20	> 95	100 Вт/см ² (CW, 1070 нм, Ø 0.098 мм) 350 Вт/см ² (CW, 10.6 мкм, Ø 0.339 мм)
Серебро (Ag)	0.4 – 0.7	> 95	0.25 – 0.3 Дж/см ² (50 нс)
	0.75 – 15	> 98	0.39 Дж/см ² (1 имп, 800 нм, 52 фс, s-pol) 0.18 Дж/см ² (10 ³ имп, 800 нм, 52 фс, s-pol)
Серебро с защитой	0.45 – 2	> 96	0.225 Дж/см ² (800 нм, 99 фс, 1 кГц, Ø 0.167 мм)
			3 Дж/см ² (1064 нм, 10 нс, 10 Гц, Ø 1.000 мм) 500 Вт/см ² (CW, 1070 нм, Ø 0.974 мм) 1500 Вт/см ² (CW, 10.6 мкм, Ø 0.339 мм)
Золото (Au)	0.8 – 20	> 96	2 Дж/см ² (1.064 мкм, 10 ns, 10 Hz, Ø 1.000 мм)
			500 Вт/см ² (CW, 1.070 мкм, Ø 0.089 мм) 750 Вт/см ² (CW, 10.6 мкм, Ø 0.339 мм)
Золото с защитой	0.8 – 20	> 97	4 Дж/см ² (10.6 мкм, 100 нс, 1 Гц, Ø 0.435 мм)
	10.6	> 99	1000 Вт/см ² (CW, 10.6 мкм, Ø 1.18 мм)

* данные взяты с сайта www.thorlabs.com

Покрытие	λ , мкм	R_{\max} , %	Порог разрушения*
Плавленный кварц (SiO ₂), плоскостность $\lambda/10$ (633 нм)	0.35 – 0.4	> 99	1 Дж/см ² (355 нм, 10 нс, 10 Гц, Ø 0.373 мм)
	0.4 – 0.75		0.25 Дж/см ² (532 нм, 10 нс, 10 Гц, Ø 0.803 мм) 550 Вт/см ² (CW, 532 нм, Ø 1.000 мм)
	0.75 – 1.10		0.205 Дж/см ² (800 нм, 99 фс, 1 кГц, Ø 0.166 мм)
			1 Дж/см ² (810 нм, 10 нс, 10 Гц, Ø 0.133 мм) 0.5 Дж/см ² (1064 нм, 10 нс, 10 Гц, Ø 0.433 мм) 10 Вт/см ² (CW, 1070 нм, Ø 0.971 мм)
	1.28 – 1.60		2.5 Дж/см ² (1542 нм, 10 нс, 10 Гц, Ø 0.181 мм) 350 Вт/см ² (CW, 1540 нм, Ø 1.030 мм)

На основе диэлектрических покрытий изготавливают дихроичные зеркала, работающие под определенным углом падения излучения (рис. 2.3). Дихроичное фильтрующее покрытие имеет высокое пропускание и высокое отражение для излучения различных длин волн. Такие зеркала используются для совмещения лазерных пучков с различными длинами волн, например, зондирующего и воздействующего излучений. Такие зеркала способны также разделять широкополосное излучение на два пучка с различными спектральными диапазонами.

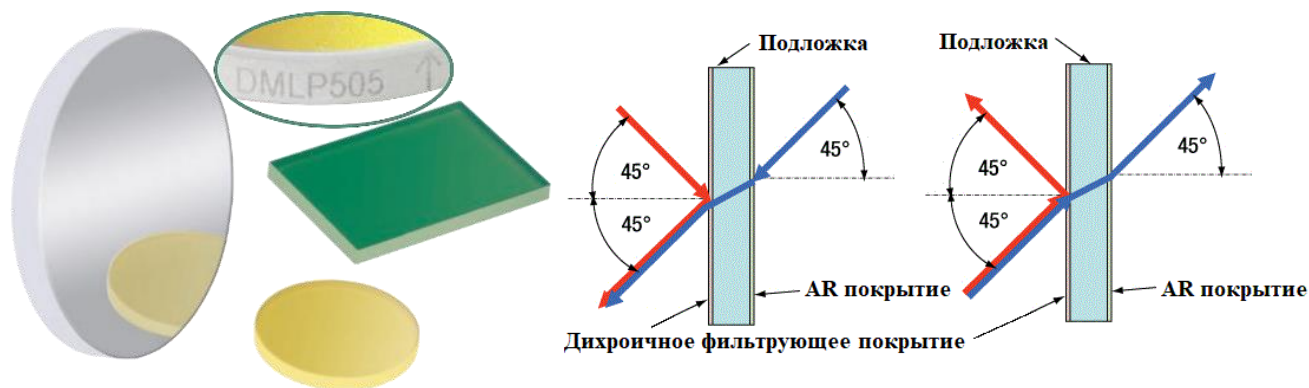


Рис. 2.3. Дихроичные зеркала: внешний вид и принцип работы*

На торце диэлектрического зеркала указывается его маркировка, угол и длина волны, на которой зеркало работает. Остриё стрелки « \uparrow » или « \wedge » указывает на поверхность с покрытием – ее следует размещать первой по ходу лазерного пучка. Стандартное диэлектрическое покрытие имеет не только основную длину волны, но и побочные максимумы. Зеркало с широкополосным отражением получают послойным напылением нескольких пленочных слоев для разных спектральных областей. Варьируя материал пленочных слоев покрытия, можно без ухудшения отражения в рабочей спектральной области подавить отражение либо в коротковолновой, либо в длинноволновой области.

* данные взяты с сайта www.thorlabs.com

Зеркала могут иметь различную форму, самые распространенные: круглые ($\text{Ø}12.7$, $\text{Ø}25.4$, $\text{Ø}50.8$ мм), квадратные (25.4×25.4 мм) и прямоугольные (25×36 , 35×52 мм). Однако существуют зеркала эллиптической формы (Elliptical Mirrors), D-формы (D-Shaped Pickoff Mirrors), уголковые отражатели (Hollow Retroreflectors), а также призмы (рис. 2.4). Стекланные примы значительно реже используются для отражения лазерных пучков вследствие дисперсии и оптических потерь в стекле.

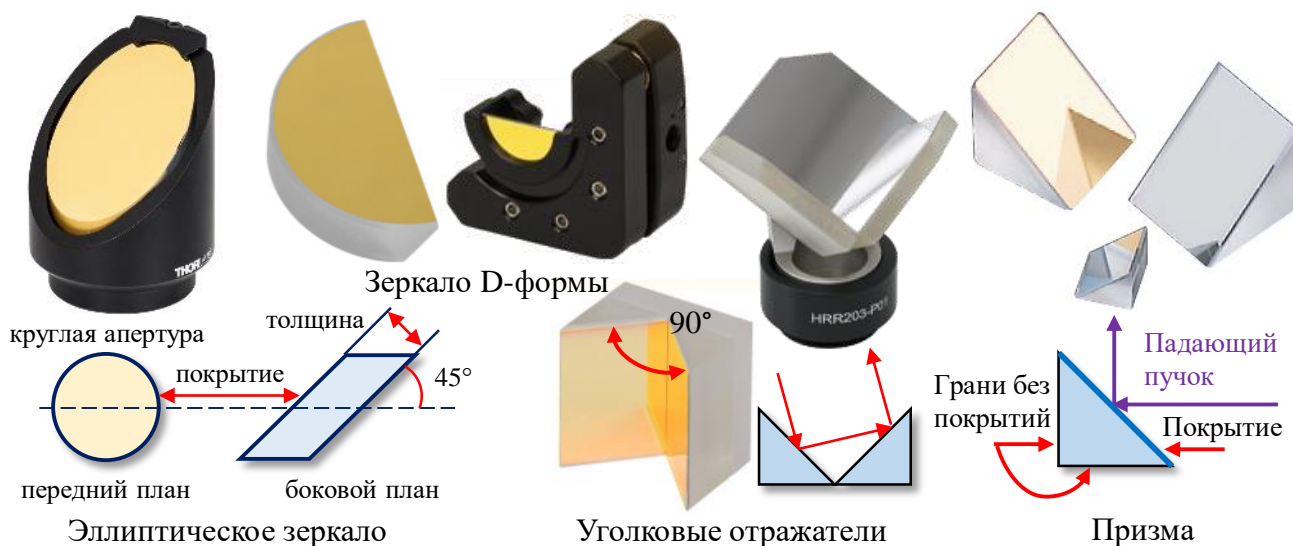


Рис. 2.4. Зеркала различной формы*

Оптические волокна, как одномодовые, так и многомодовые, активно применяются для передачи лазерного излучения на расстояние. Оптический канал в таком случае защищен от прямого воздействия окружающей среды, так как находится не в воздухе, а в волокне, что позволяет компактно подводить излучение непосредственно к фокусирующей системе. Однако и здесь есть недостатки: оптические потери в волокне при передаче излучения, необходимость применения сложной оптической системы для ввода-вывода излучения и стыковки ее с волокном, а также нарушение поляризации пучка на выходе из волокна. Для решения последней проблемы используются специальные волокна с сохранением поляризации, но они дорогостоящие и применяются преимущественно в фемтосекундных волоконных лазерах, где линейная поляризация в пучке является обязательным требованием.

В результате применения зеркал:

- ✓ меняется направление распространения излучения, излом оптической оси;
- ✓ уменьшается энергия отраженного / прошедшего излучения;
- ✓ сохраняются все пространственные и временные характеристики пучка.

* данные взяты с сайта www.thorlabs.com

2.2. Преломляющие (рефракционные) оптические элементы

Преломляющие оптические элементы работают на пропускание и направлены на формирование новой перетяжки пучка: действительной, если речь идет о фокусирующих элементах, и мнимой, если элемент рассеивающий. Чаще всего речь идет о линзах сферической, асферической и цилиндрической формы, объективах, телескопах и коллиматорах (рис. 2.5).



Рис. 2.5. Преломляющие оптические элементы*

К преломляющим элементам оптики предъявляются следующие требования:

I. Элементы рефракционной оптики изготавливаются из материалов с высоким пропусканием на рабочей длине волны лазерного излучения ($T \rightarrow 1$).

II. На поверхность оптического элемента наносятся различные покрытия, что снижает отражение и повышает лучевую прочность ($R \rightarrow 0$).

III. Для глубокого УФ излучения и ультракоротких лазерных импульсов используются материалы с высокой степенью чистоты, т.е. с минимальной концентрацией внутренних дефектов ($A \rightarrow 0$).

Материалы. Материал для изготовления рефракционной оптики выбирают в зависимости от длины волны лазерного излучения. По спектральным характеристикам и ширине окна прозрачности применяется:

материал	окно прозрачности
- оптическое стекло (N-BK7, K8)	350 нм – 2.0 мкм;
- оптическое стекло (N-SF11)	420 нм – 2.3 мкм;
- лейкосапфир (Al_2O_3 , фемтосекундные лазеры)	200 нм – 4.5 мкм;
- кварцевое стекло (SiO_2 , фемтосекундные лазеры)	185 нм – 2.1 мкм;
- фторид лития (LiF / эксимерные лазеры, УФ оптика)	105 нм – 7.0 мкм;
- фторид кальция (CaF_2 / эксимерные лазеры)	180 нм – 8.0 мкм;
- фторид магния (MgF_2)	200 нм – 6.0 мкм;
- фторид бария (BaF_2)	200 нм – 11.0 мкм;
- селенид цинка ($ZnSe$ / CO_2 лазер)	600 нм – 16 мкм;
- кремний (Si / CO_2 лазер, телекоммуникации)	1.2 мкм – 8.0 мкм;
- германий (Ge / CO_2 лазер, телекоммуникации)	2.0 мкм – 16 мкм;
- арсенид галлия ($GaAs$ / CO_2 лазер, телеком.)	1.8 мкм – 14 мкм;
- хлорид калия (KCl / CO_2 лазер / гигроскопичен)	300 нм – 20 мкм;
- хлорид натрия (NaCl / CO_2 лазер / гигроскопичен)	250 нм – 16 мкм;
- бромид калия (KBr / CO_2 лазер / гигроскопичен)	210 нм – 25 мкм.

Линзы. Форма оптического элемента влияет на его характеристики, в том числе, на фокусное расстояние и величину сферических aberrаций. Наиболее распространенными остаются сферические линзы с плоско-выпуклой, двояково-выпуклой или вогнуто-выпуклой (мениск) формой. Для таких линз характерны сферические aberrации, которые увеличивают размер пучка в перетяжке по сравнению с безабберационной линзой. Линзу с минимально возможными сферическими aberrациями называют «the best form lens». Асферические линзы позволяют уменьшить размер лазерного пучка в перетяжке, но они сложнее в изготовлении, а профиль интенсивности в пучке после линзы отклоняется от исходной формы. Цилиндрические линзы характерны тем, что в перетяжке пучка формируется полоса, в поперечном сечении которой исходный профиль интенсивности.

Объективы. Представляют собой многолинзовые оптические системы, которые работают с бесконечности на близкое расстояние, так называемое рабочее расстояние. Применение объектива для фокусировки лазерных пучков имеет ряд особенностей. Во-первых, стандартный объектив с лазерными пучками работает в обратном ходе лучей, в отличие от света осветительной системы. Таким образом, перетяжка лазерного пучка после объектива формируется в пространстве объектов, а лазерный пучок падает на объектив из пространства изображений. Объектив строит изображение предмета, которым может быть исходная перетяжка пучка, расположенная перед объективом, либо расположенная перед ним диафрагма, ограничивающая размер лазерного пучка. К характеристикам объектива относят: числовую апертуру, увеличение, рабочее расстояние и диаметр входного зрачка, который равен, либо меньше апертуры первой линзы в системе.

Объективы удобно использовать в составе микроскопа для визуализации зоны лазерного воздействия. В этом случае следует помнить, что плоскость четкого изображения поверхности не совпадает с центром перетяжки пучка, т.е. рабочее расстояние больше фокусного расстояния.

F-theta и телецентрические линзы (объективы). Используются в совокупности с зеркальными сканирующими системами. Основным преимуществом таких систем является сохранение расстояния от последней линзы до перетяжки пучка вне оптической оси. Это позволяет сохранять размер лазерного пятна относительно одинаковым на всем поле в плоскости обработки. В f-theta линзе лазерный пучок вне осевой области распространяется под углом к оптической оси. Для телецентрической линзы характерно параллельное смещение лазерного пучка вне осевой области.

В результате применения рефракционной оптики:

- ✓ изменяется кривизна волнового фронта и расходимость лазерного пучка;
- ✓ формируется новая перетяжка пучка с новым размером;
- ✓ увеличивается размер перетяжки пучка за счет сферических aberrаций;
- ✓ одинаково изменяется фаза лазерного пучка по всему профилю;
- ✓ сохраняются поляризация, профиль интенсивности и качество пучка.

Форма волнового фронта получается путем наложения на исходный пучок кривизны поверхности оптического элемента. Положительные линзы оборачивают волновой фронт, а отрицательные – усиливают его кривизну.

2.3. Зеркальные (рефлекторные) оптические элементы

Зеркала с вогнутой и выпуклой поверхностью также применяются для фокусировки, рассеяния и коллимации лазерных пучков. Такие элементы работают на отражение и, в отличие от рефракционной оптики, не имеют сферических aberrаций (рис. 2.6). Форма зеркальной поверхности может быть сферической, параболической, гораздо реже гиперболической. Зеркала с формой последнего типа редко применяются для построения оптических систем, фокусирующих лазерное излучение.

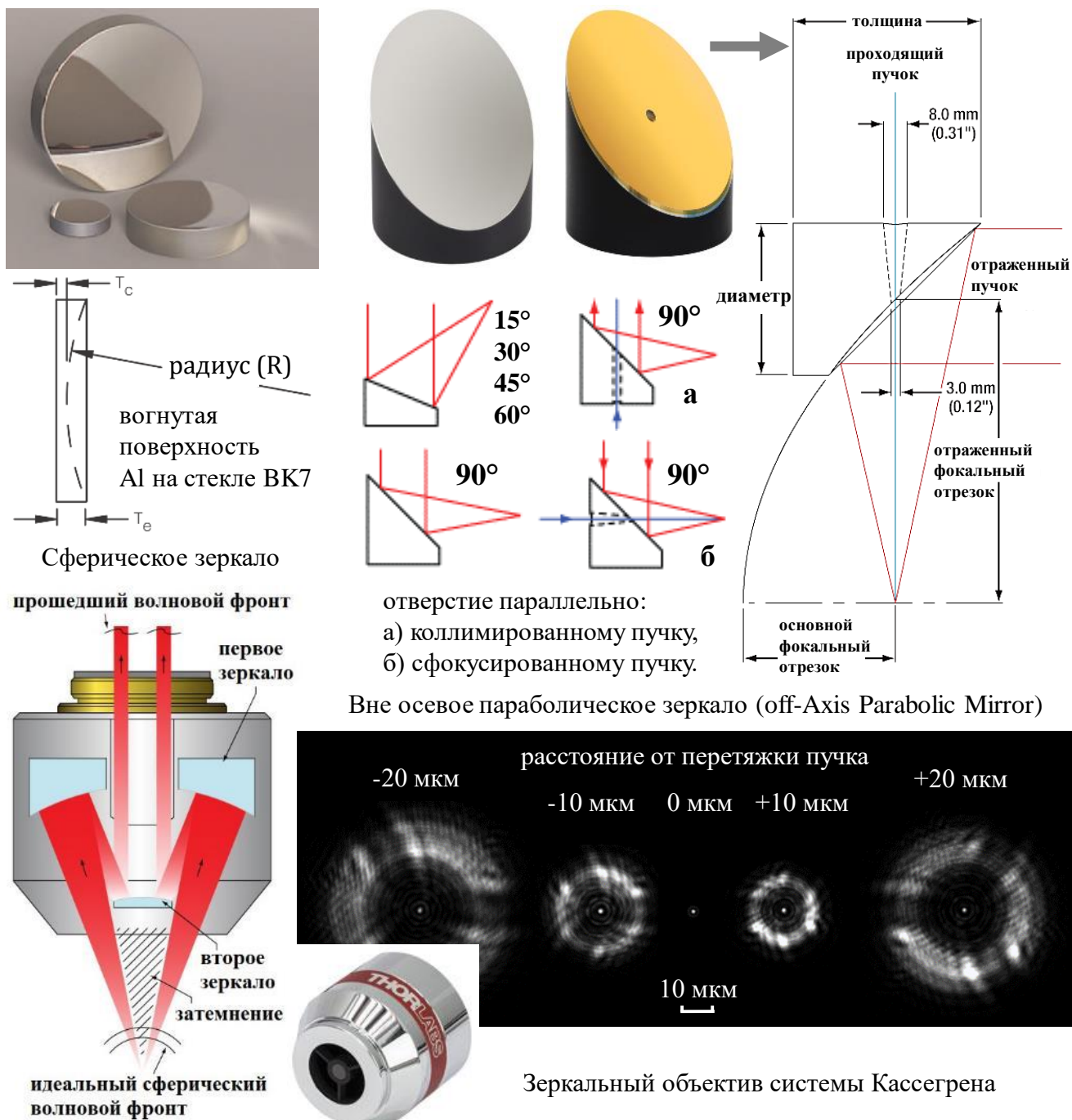


Рис. 2.6. Зеркальные оптические элементы для фокусировки лазерных пучков*

* данные взяты с сайта www.thorlabs.com

Все зеркала напыляются на подложку стекла или кремния толщиной от 1 до 7 мм, чтобы исключить термодетформацию рабочей поверхности и ее искривление во время нагревания от облучения. Однако в некоторых случаях применяются металлические (Al) подложки с зеркальным напылением. Такие зеркала часто применяются в системах с низкоинтенсивным излучением. При использовании зеркал с металлической подложкой в мощных технологических комплексах предусмотрена система водяного охлаждения, которая увеличивает ресурс работы зеркала, сохраняя его от перегрева. Еще одним преимуществом зеркальной оптики является размер оптических элементов, который может быть значительно больше диаметра линз. Рабочая поверхность может быть составной и состоять из нескольких зеркал, что активно применяется в адаптивной оптике. В итоге можно увеличить размер лазерного пучка перед фокусировкой, снизив интенсивность падающего излучения на зеркале.

Зеркала сферической вогнутой формы часто применяются для фокусировки мощного лазерного излучения в технологических комплексах, где элементы рефракционной оптики могут перегреваться и разрушаться. Зеркала сферической выпуклой формы рассеивают лазерное излучение, поэтому применяются как элемент оптической системы, например, для увеличения диаметра лазерного пучка на втором – фокусирующем зеркале. Такую систему впервые предложил Кассегрен и применил ее для изготовления зеркального объектива. Преимуществом зеркальных объективов является широкий спектральный диапазон, отсутствие сферических aberrаций, размер перетяжки пучка в поперечном и продольных сечениях. К недостаткам относят ахроматические aberrации, влияющие на качество изображения.

Внеосевые параболические зеркала применяются для коллимации излучения на выходе из волокна, либо после фокусирующей линзы. В обратном ходе лучей такие зеркала позволяют сфокусировать лазерное излучение для дальнейшего ввода в волокно, для согласования с последующей оптической системой, либо для обработки материалов.

В результате применения элементов зеркальной оптики:

- ✓ изменяется кривизна волнового фронта и расходимость лазерного пучка;
- ✓ размер перетяжки пучка может достигать дифракционного предела;
- ✓ меняется направление распространения излучения, излом оптической оси;
- ✓ уменьшается энергия отраженного / прошедшего излучения;
- ✓ формируется новая перетяжка в отраженном пучке с новым размером;
- ✓ сохраняется поляризация, профиль интенсивности и качество пучка.

2.4. Поляризационные оптические элементы

Выходное излучение большинства твердотельных, газовых и полупроводниковых лазеров является линейно-поляризованным с вертикальной, либо горизонтальной ориентацией. Однако в некоторых случаях поляризация может быть случайной эллиптической, как, например, для волоконных лазеров. Исключением являются волоконные лазеры, где волокно сохраняет поляризацию. Как правило, такие волокна устанавливаются в мощных лазерах с фемто- и пикосекундной (реже с наносекундной) длительностью. Выходное излучение в этом случае является линейно-поляризованным.

Управление ориентацией вектора поляризации лазерного излучения является важным в технологиях обработки материалов и исследований их оптических свойств. Именно вдоль вектора поляризации происходит максимально эффективное взаимодействие излучения с материалом, так как вектор напряженности электрического поля, определяющий силовое воздействие на вещество, колеблется именно в плоскости поляризации. Например, ширина реза минимально узкая, если вектор поляризации излучения направлен вдоль линии сканирования (рис. 2.7).

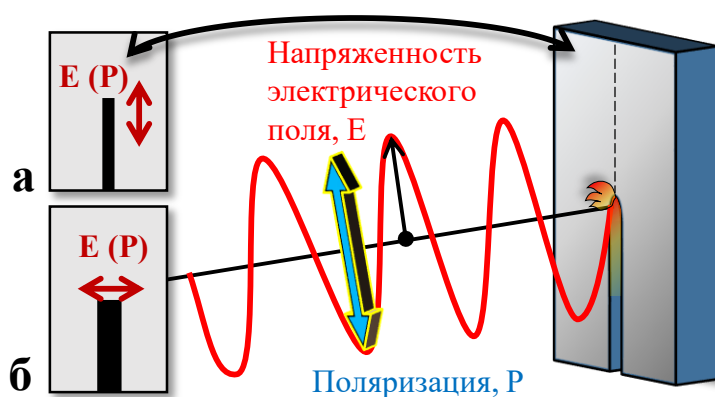


Рис. 2.7. Формирование реза лазерным пучком с линейной поляризацией, когда она: параллельна (а) и перпендикулярна (б) направлению сканирования

Поляризационные элементы (рис. 2.8) размещаются перед фокусирующей оптикой и выполняются из материалов, обладающих двулучепреломлением:

- | | |
|--|-------------------|
| - исландский шпат (calcite) | 350 нм – 2.3 мкм; |
| - кристаллический кварц (quartz) | 400 нм – 2.0 мкм; |
| - фторид магния (MgF_2) | 200 нм – 6.0 мкм; |
| - α -борат бария (α -BBO) | 190 нм – 3.5 мкм; |
| - иттрий ортованадат (YVO_4) | 900 нм – 3.4 мкм. |

Окна Брюстера изготавливают из кварцевого стекла, кремния и ZnSe.

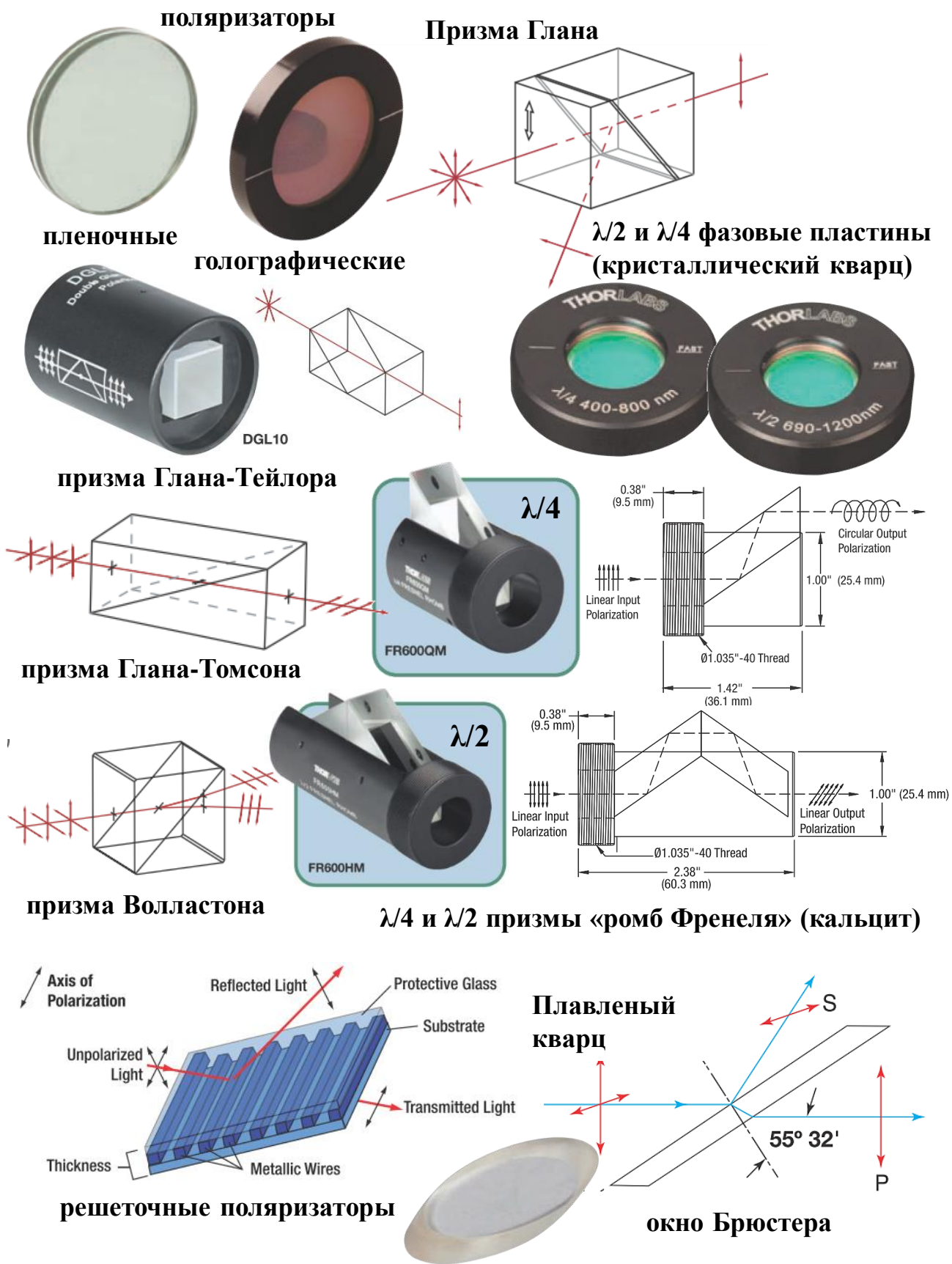


Рис. 2.8. Поляризационные оптические элементы*

* данные взяты с сайта www.thorlabs.com

Пленочные и голографические поляризаторы применяются для работы с низкоинтенсивным излучением, так как в поле мощного лазерного излучения они разрушаются. Для выделения линейной поляризации мощного излучения применяются поляризаторы на основе диэлектрических покрытий, а также призмы Глана, Глана-Тейлора, Глана-Томсона и Волластона, которые чаще всего изготавливаются из исландского шпата. Применение поляризатора для анализа лазерного излучения представлена в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Применение поляризатора для анализа лазерного излучения.

Поляризация входного излучения (PL)	Кристаллическая ось поляризатора (OP)	Интенсивность выходного излучения (линейная пол.)
Линейная	OP PL	$I_1 = \text{Max} \approx I_0$
Линейная	OP / PL = α	$I_1 = I_0 \cos^2 \alpha$ (закон Малюса)
Линейная	OP \perp PL = 90°	$I_1 = \text{Min} \approx 0$
Круговая	OP / PL = α	$I_1 = 0.5I_0$

Фазовые пластины **множественных порядков** изготавливаются из одиночного кристалла, толщина h которого зависит от рабочей длины волны, поскольку разность фаз $\Delta = (n_o - n_e)h = \lambda/i + 2N\lambda/i$, где $i = 2$ для полуволновой и $i = 4$ для четвертьволновой пластины, N – целое число. Фазовые пластины **нулевого порядка** ($N = 0$) получают путем склейки двух кварцевых пластин, кристаллические оси которых строго перпендикулярны друг другу и оптические толщины отличаются на $\lambda/4$ или $\lambda/2$. Для работы с мощным лазерным излучением пластины соединяются между собой специальной оправой с воздушным зазором. Такие фазовые пластины перед пластинами множественного порядка имеют два преимущества: 1) пластины нулевого порядка сохраняют разность фаз при изменении температуры внешней среды; 2) нет такой строгой зависимости разности фаз от длины волны излучения.

Полуволновые и четвертьволновые пластины применяются для изменения формы поляризации лазерных пучков. При этом коэффициент полезного действия на преобразование одной формы поляризации в другую близок к 100%, т.е. не снижается интенсивность излучения. Сочетание фазовой пластины и поляризатора позволяет получить излучение, поляризованное эллиптически или циркулярно.

Наряду с фазовыми пластинами для управления поляризацией лазерного излучения применяют вращатели поляризации (естественные вращатели).

Вращатели поляризации изготавливают из оптически активных материалов (как правило, используется кристаллический кварц). В таких материалах, в отличие от фазовых пластин, разность фаз вносится между компонентами с левой и правой циркулярной поляризацией, а не между компонентами с ортогональными линейными поляризациями. С точки зрения практического применения вращатель поляризации отличается от полуволновой фазовой пластины тем, что для полуволновой пластины угол поворота поляризации будет зависеть от ориентации фазовой пластины и меняться при её вращении вокруг оптической оси. Угол поворота поляризации для вращателя поляризации определяется только материалом и толщиной элемента. Оптически активный материал характеризуется коэффициентом ρ [град/мм], который в силу дисперсии зависит от длины волны λ . В итоге угол поворота β поляризации для заданной длины l определяется следующим образом:

$$\beta = \rho(\lambda) \cdot l. \quad (2.1)$$

Для вращения поляризации используют также ротаторы Фарадея (вращатели Фарадея). Так же, как и естественные вращатели, ротаторы Фарадея вносят разность фаз между правой и левой циркулярными поляризациями. Однако в данном случае эффект проявляется только в магнитном поле, линии которого направлены вдоль оптической оси. Благодаря этому ротатор Фарадея является невзаимным элементом, т.е. в зависимости от направления распространения излучения (сонаправленно с линиями магнитного поля или навстречу им) меняется направление вращения поляризации. Благодаря этому на основе ротаторов Фарадея создают изоляторы Фарадея – элементы, которые пропускают излучение только в одном направлении (рис. 2.9).

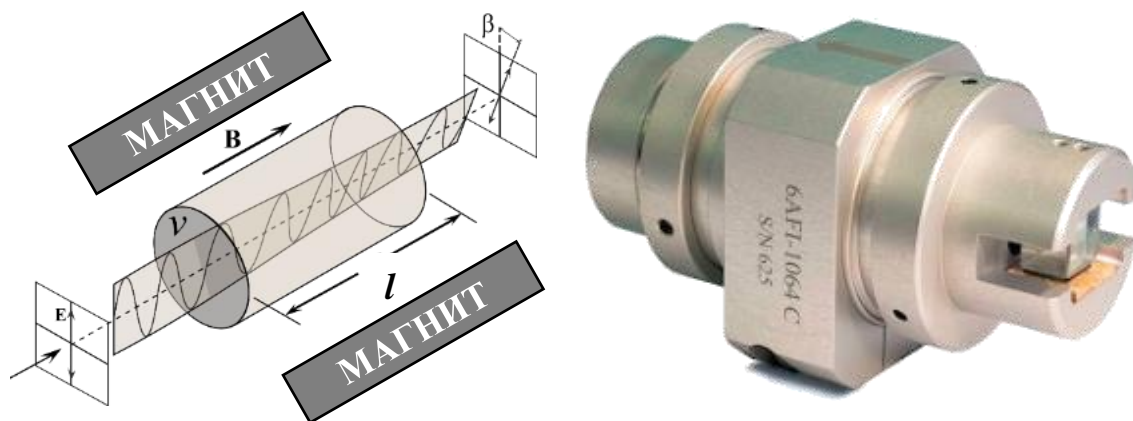
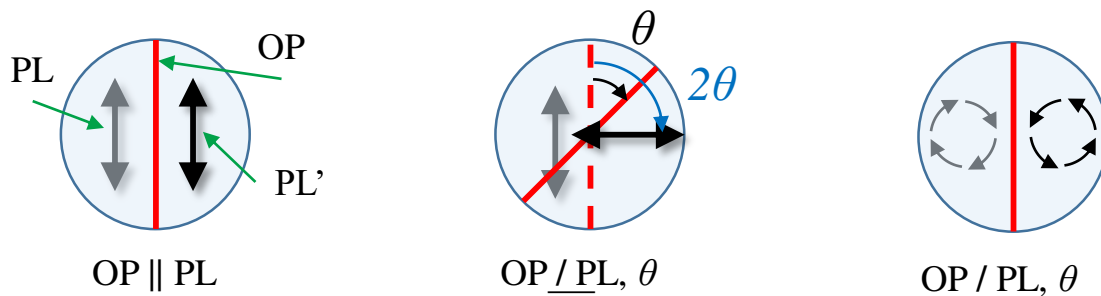


Рис. 2.9. Иллюстрация эффекта Фарадея и изолятор Фарадея, работающий на основе этого эффекта

Полуволновая ($\lambda/2$) пластина (half-wave plate). Разность хода между обыкновенным и необыкновенным пучками на выходе из пластины равна $\lambda/2$, фаза одного колебания сдвигается относительно фазы другого на 180° (π). Применяется для поворота линейной поляризации излучения относительно оси распространения излучения (табл. №2.2).

Таблица 2.2. Применение полуволновой пластины.

Поляризация входного излучения (PL)	Кристаллическая ось пластины (OP)	Поляризация выходного излучения (PL')
Линейная	OP \parallel PL	Линейная, нет поворота
Линейная	OP \perp PL, θ	Линейная, поворот на 2θ
Круговая	OP \perp PL, θ	Круговая, меняет направление вращения



При работе с полуволновой пластиной рекомендуется:

1. вращением поляризатора с известной осью определить положение линейной поляризации входного лазерного излучения;
2. вращением $\lambda/2$ пластины найти положения с минимальной и максимальной интенсивностью выходного излучения;
3. определить положение кристаллической оси $\lambda/2$ пластины (см. табл. 2.2);
4. установить кристаллическую ось $\lambda/2$ пластины под углом 45° к поляризации входного излучения и проверить поворот линейной поляризации анализатором, минимум интенсивности выходного излучения должен быть при установке анализатора параллельно поляризации входного излучения.

Четвертьволновая ($\lambda/4$) пластина (quarter-wave plate). Разность хода между обыкновенным и необыкновенным пучками на выходе из пластины равна $\lambda/4$, фаза одного колебания сдвигается относительно фазы другого на 90° ($\pi/2$). Применяется для преобразования линейной поляризации излучения в круговую, а также в различные виды эллиптической поляризации (табл. №2.3). Применение $\lambda/4$ пластины с линейным анализатором позволяет различить

эллиптически поляризованный и частично поляризованный свет, а также неполяризованный и поляризованный по кругу. Примеры применения фазовых пластин в оптических системах с лазерными пучками приведены на рис. 2.10.

Таблица 2.3. Применение четвертьволновой пластины.

Поляризация входного излучения (PL)	Кристаллическая ось пластины (OP)	Поляризация выходного излучения (PL')
Линейная	$OP \parallel PL, OP \perp PL$	Линейная, $PL \parallel PL'$
Линейная ($0^\circ - 90^\circ$)	$OP / PL \neq 45^\circ$	Эллиптическая, левая
Линейная ($270^\circ - 360^\circ$)	$OP / PL \neq 315^\circ$	Эллиптическая, правая
Линейная	$OP / PL = 45^\circ$	Круговая (циркулярная), $I_1 = 0.5I_0$
Линейная	$OP / PL = 315^\circ$	Круговая (циркулярная), $I_1 = 0.5I_0$
Круговая	$OP / PL = \theta$	Линейная, $PL' \parallel OP$

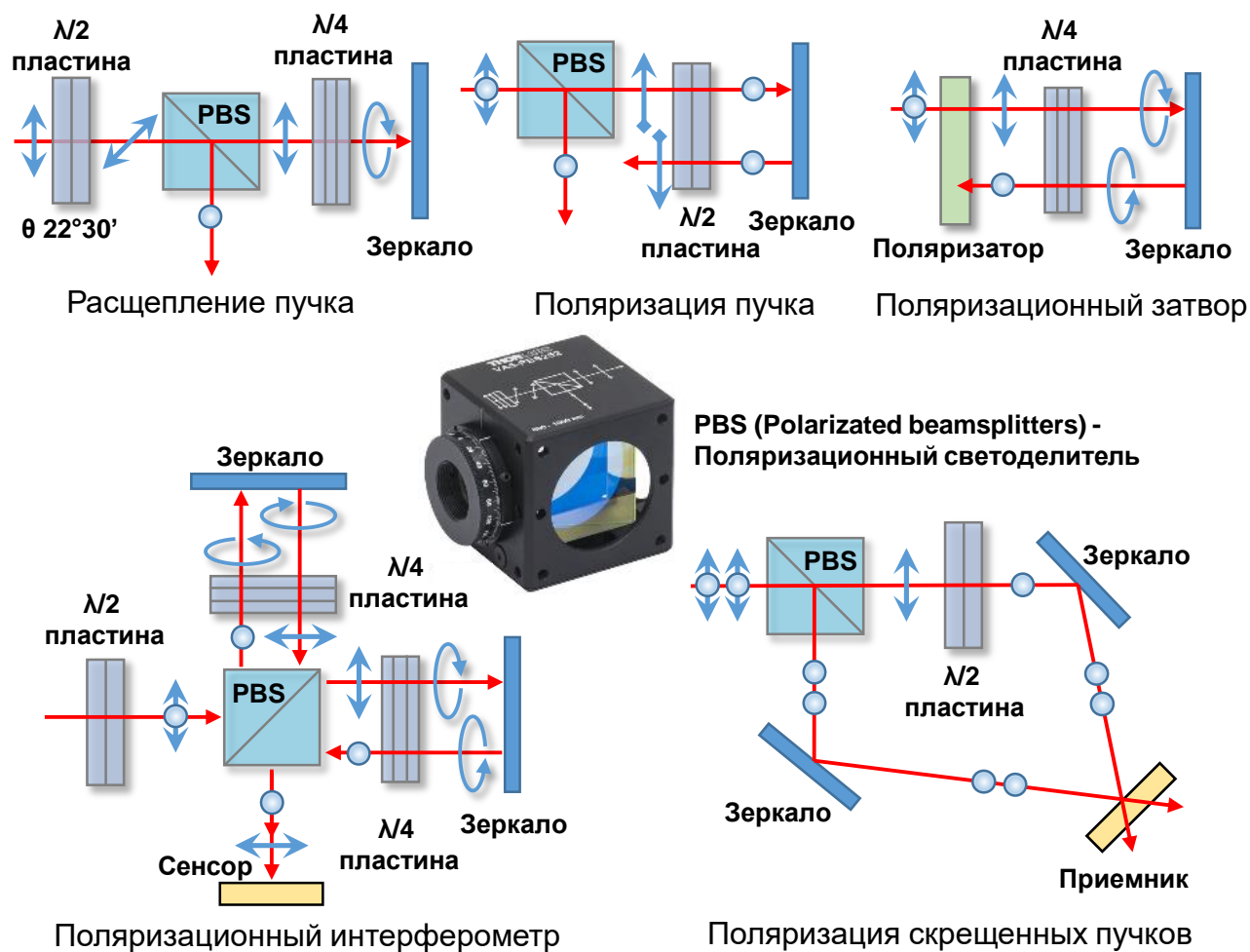


Рис. 2.10. Примеры применения фазовых пластин

2.5. Волоконные и волноводные оптические системы

Волоконные оптические элементы применяются для ввода-вывода лазерного излучения из волокна, стыковки волокон и повышения эффективности передачи энергии (рис. 2.11). Торцевые микрооптические элементы формируются путем локальной модификации торца волокна излучением CO_2 лазера. Волноводы в объеме стекла записываются фемтосекундным излучением, могут принимать различную форму и применяются для локализации лазерного излучения в объеме прозрачных сред.

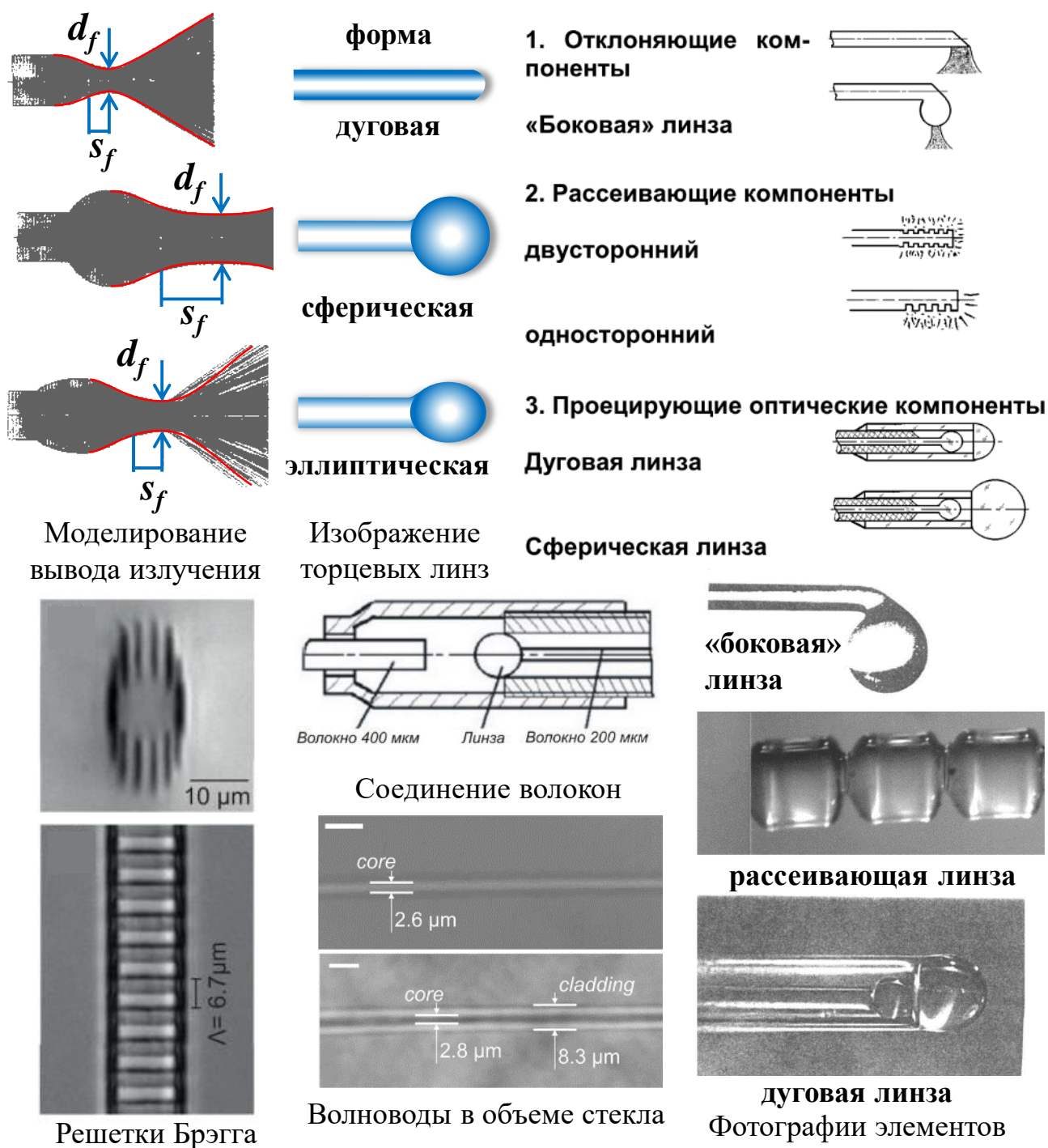


Рис. 2.11. Варианты исполнения торцевых микрооптических элементов

2.6. Дифракционные, микрооптические элементы, аксиконы

Для преобразования профиля лазерных пучков, их расщепления, мультиплексирования, гомогенизации часто применяются дифракционные элементы и массивы микрооптических элементов, а также аксиконы (рис.2.12).

В результате применения оптических элементов возможно:

- ✓ изменение фазы и амплитуды в сечении пучка, например, формирование пучка с плоской вершиной (top-flat beam), кольцевого (annular beam), вихревого (vortex beam), пучка Бесселя, формование (beam shaping);
- ✓ изменение формы лазерного пучка при диафрагмировании на отверстиях или на массиве микрооптических элементов (квадрат, треугольник, круг);
- ✓ изменение когерентности лазерного пучка;
- ✓ изменение кривизны волнового фронта, расходимости и размера пучка;
- ✓ расщепление на несколько независимых пучков (мультиплексирование).

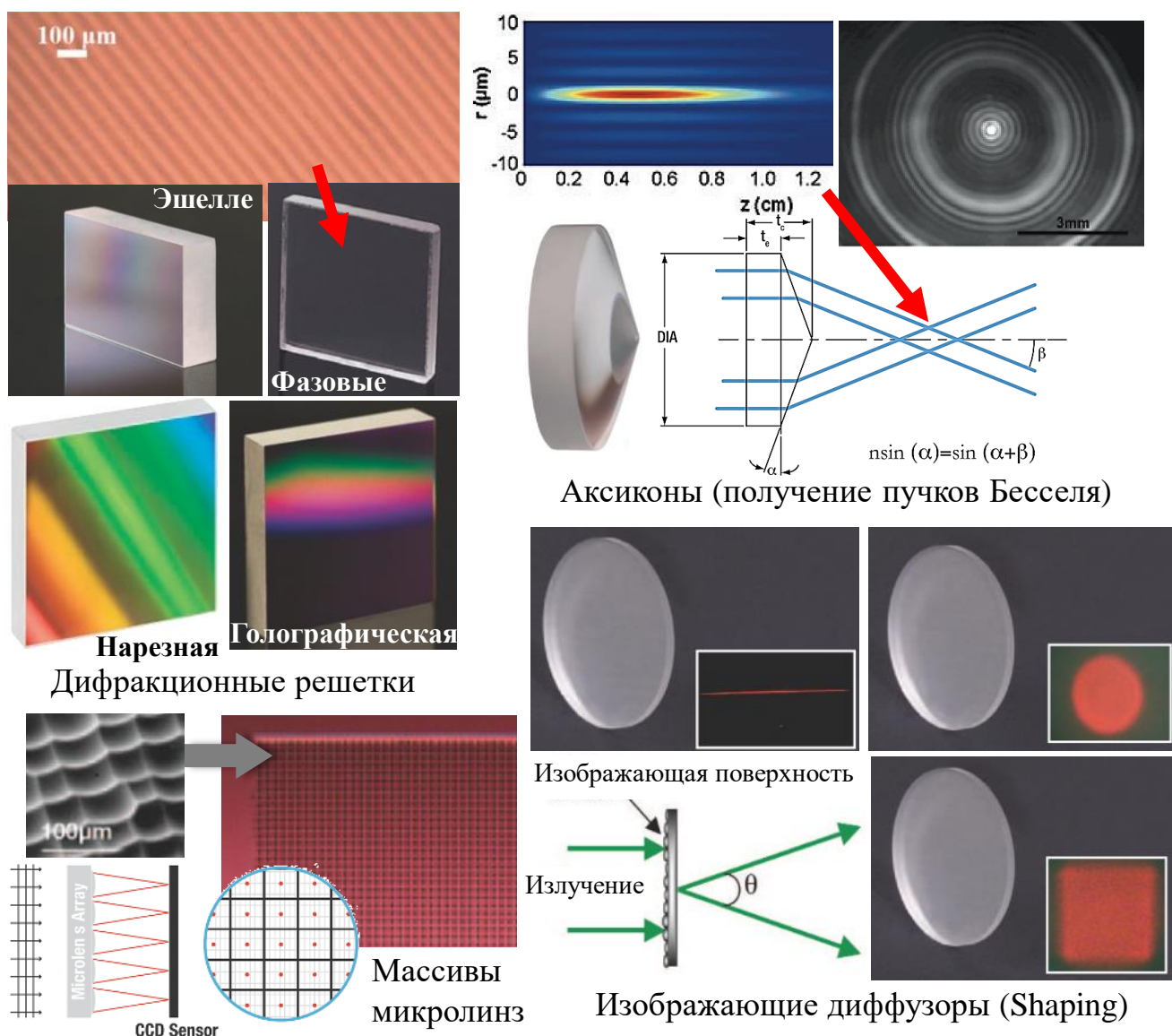


Рис. 2.12. Дифракционные и микрооптические элементы*

* данные взяты с сайта www.thorlabs.com

2.7. Оптические системы с вращающимися элементами

Для эффективного реза применяются специализированные системы, обеспечивающие движение перетяжки пучка по круговой траектории вокруг оптической оси (trepanning) [11]. С этой целью могут применяться зеркальные сканаторы, обеспечивающие быстрое (до 15 м/с) и точное (до 2.5 мкм) перемещение лазерного пятна. Повышение эффективности сверления отверстий и резки хрупких материалов достигается различными вариантами сканирования (рис. 2.13). Однако на высоких скоростях при малых отклонениях пучка сканаторы вносят искажения в траекторию движения пятна. Для реализации отклонения лазерного пучка в пределах малого угла применяются вращающиеся клинья, призмы Рисли (Risley Prism), наклонные пластины, линзы сложной формы [12] (рис. 2.14).

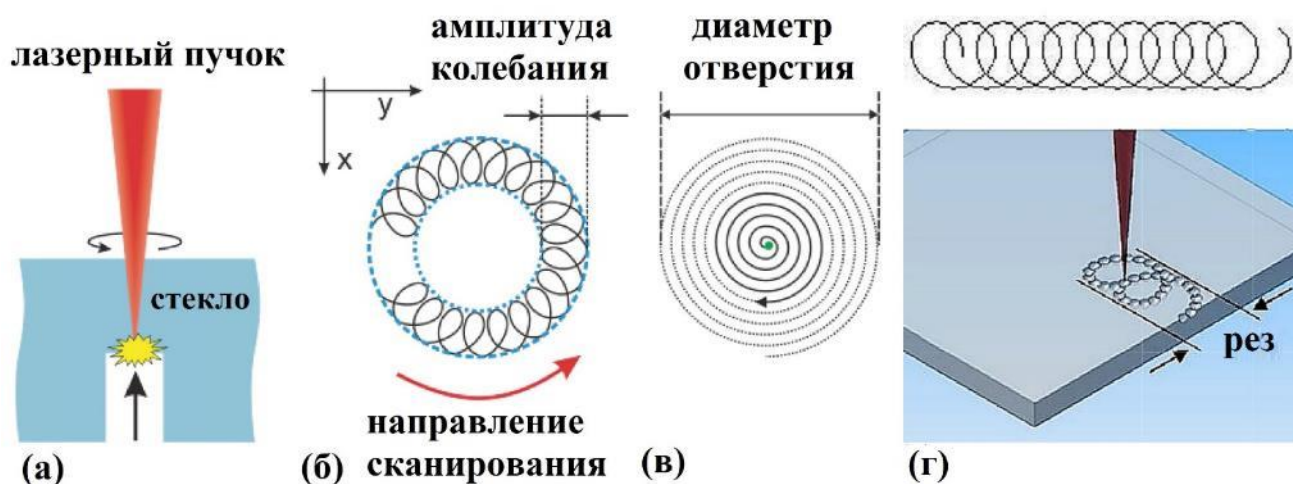


Рис. 2.13. Методы обработки хрупких материалов: сверление с тыльной стороны (а), в режиме качания «вобуляции» (б), в спиральном режиме (в), резка стекла в режиме качания (г)

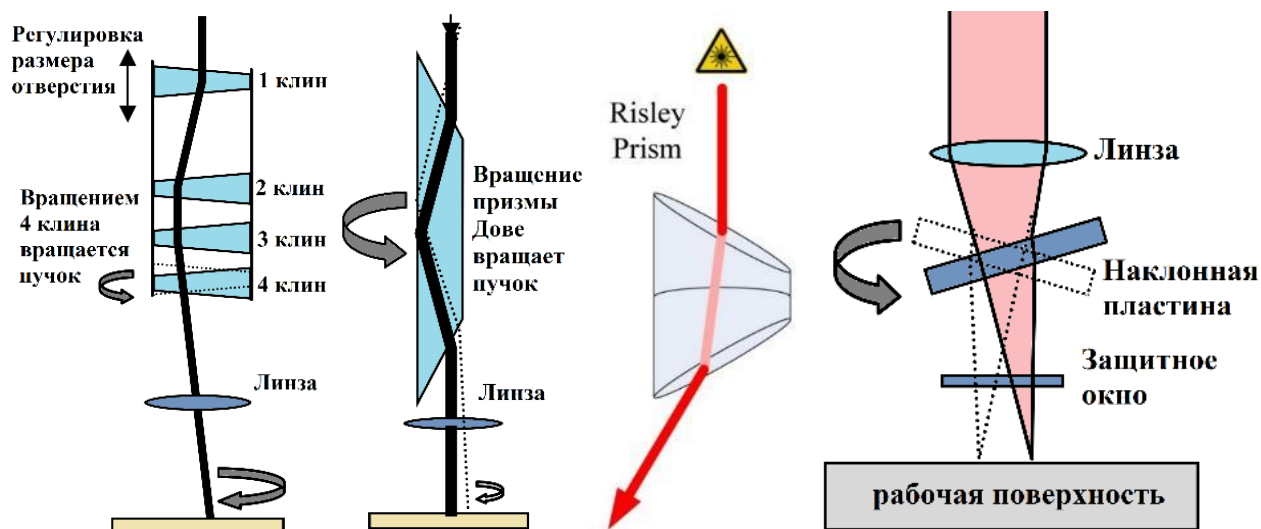


Рис. 2.14. Примеры нестандартных оптических элементов и систем

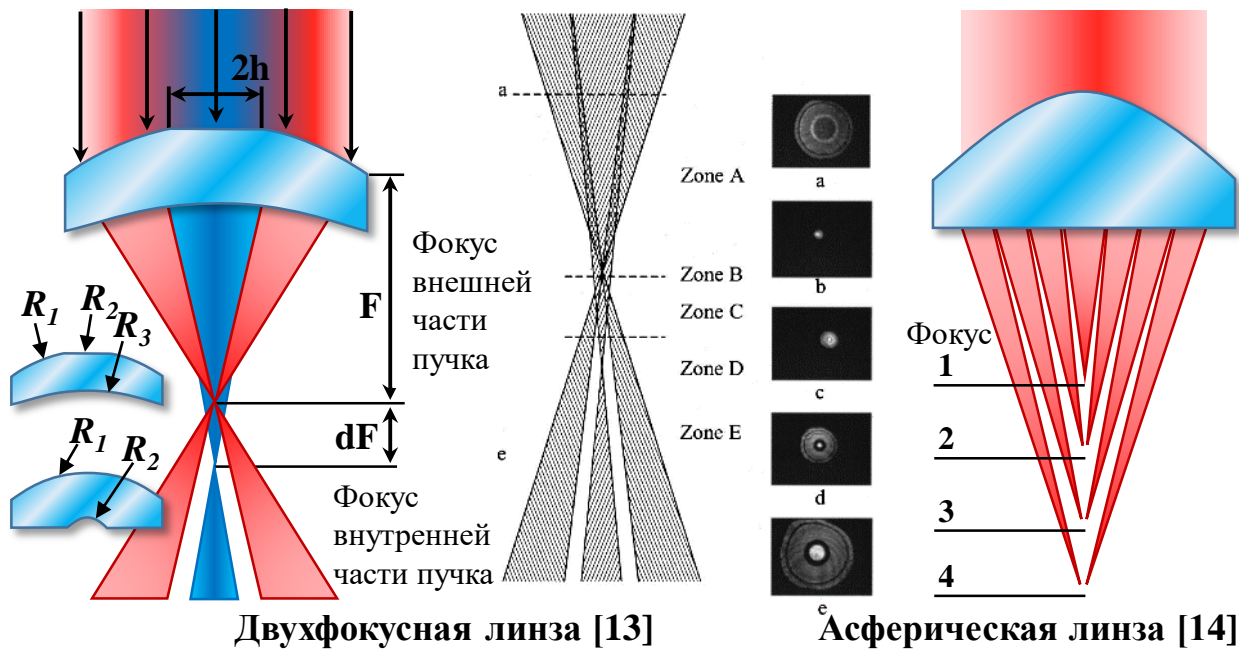
2.8. Оптика для обработки массивных заготовок

Для повышения производительности лазерной обработки массивных заготовок часто формируют вытянутую вдоль оптической оси перетяжку пучка, для чего применяются нестандартные оптические элементы и системы (рис. 2.15). **Двухфокусная линза** круглой, или цилиндрической формы, имеет две поверхности различной кривизны и диаметра [13]. Обычно для этого меняют кривизну поверхности центральной части линзы. Фокусное расстояние приосевой части лазерного пучка изменяется, а фокусное расстояние краевой его части остается прежним, следовательно, формируются две перетяжки пучка. Применяются такие линзы для перфорации отверстий и раскроя непрозрачных материалов. **Асферические линзы** за счет особой формы поверхности также создают вытянутую вдоль оптической оси перетяжку пучка [14]. Многофокусные системы представляют собой дифракционный оптический элемент, например, **линзу Френеля** (зонную пластину с концентрическими микроканавками) и линзу, собирающую лазерное излучение [15,16]. В таком случае количество фокусов будет зависеть от числа дифракционных порядков, на которые расщепляется лазерный пучок.

Пучками Бесселя также обрабатывают массивные заготовки, для чего используется аксикон и 4F телескопическая система, передающая с уменьшением изображение пучка Бесселя 0-го порядка [17]. Для формирования более вытянутого пучка аксикон наклоняется на 10 град. относительно оптической оси и вращается вокруг нее (рис. 2.15). Получить несколько фокусов можно **оптической системой**, состоящей из 3 сферических линз, где у двух из них вырезана центральная часть [18]. Каждая линза сильнее фокусирует не весь пучок, а только его часть, обеспечивая формирование трех перетяжек. Асферические линзы, линзы Френеля, аксиконы и линзовые системы часто применяются для разделения стеклообразных и кристаллических материалов, прозрачных для лазерного излучения в режимах управляемого термораскалывания и филаментации в объеме заготовки.

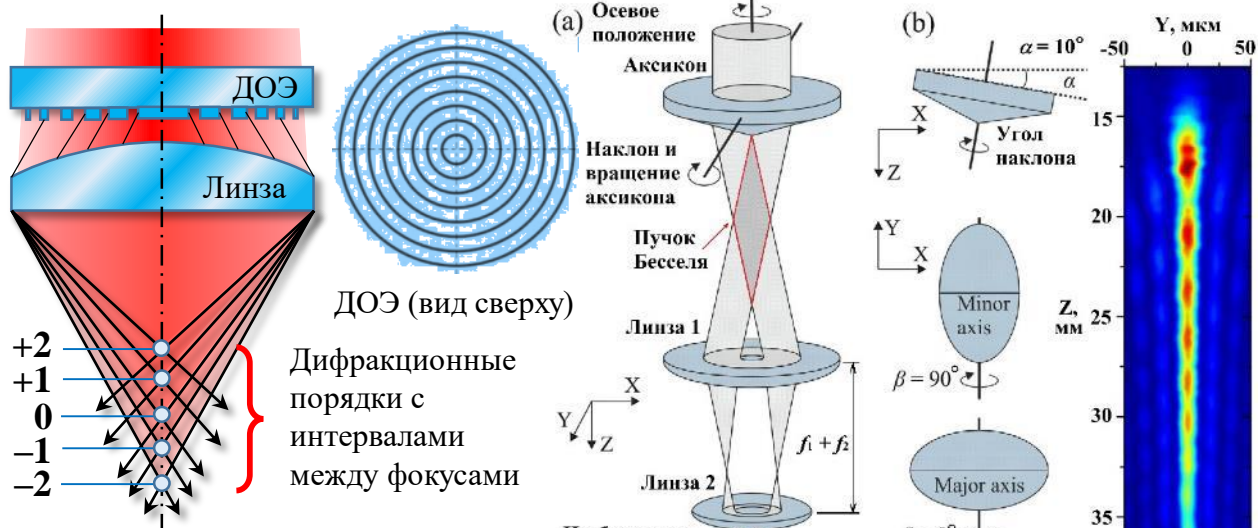
К преимуществам таких систем следует отнести:

- ✓ раскрой массивных заготовок при той же мощности излучения;
- ✓ увеличение скорости раскроя;
- ✓ улучшенный профиль реза;
- ✓ отсутствие окалины с обеих поверхностей разрезаемого материала;
- ✓ увеличение скорости процесса разрезания;
- ✓ улучшенный контроль процесса раскроя.



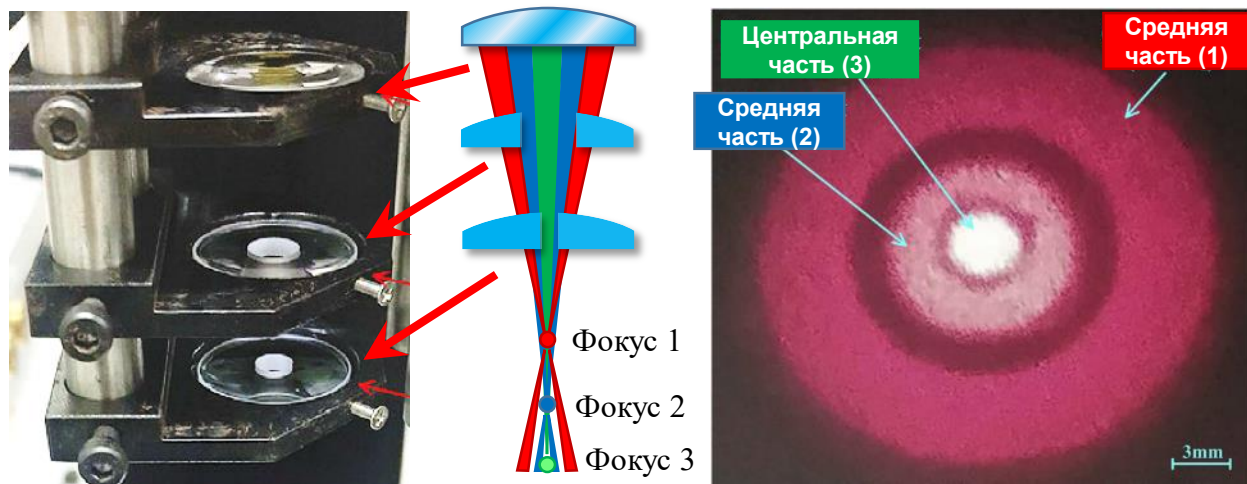
Двухфокусная линза [13]

Асферическая линза [14]



Дифракционный оптический элемент (линза Френеля) [15, 16]

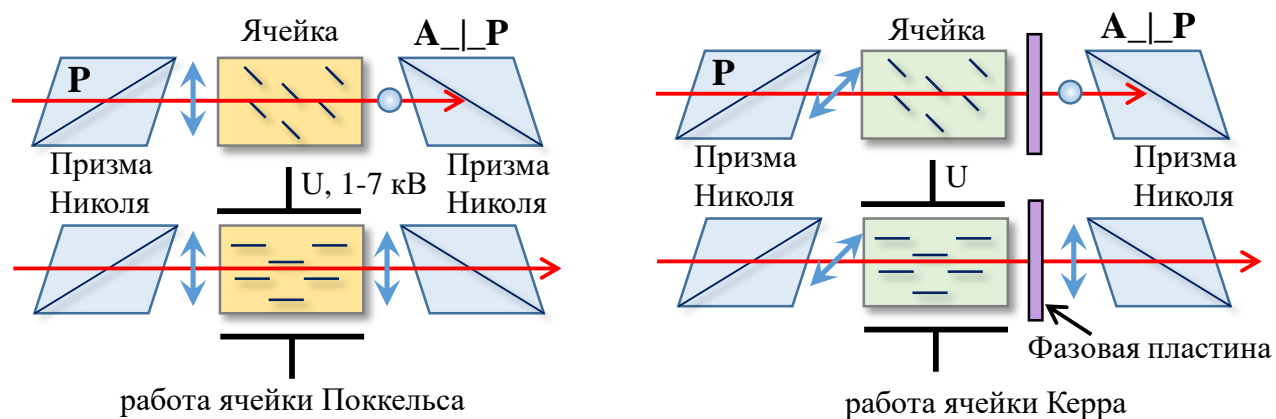
Аксикон и 4F оптическая система [17]



Система линз с отверстиями [18]

Рис. 2.15. Примеры многофокусных оптических элементов и систем

2.9. Модуляция временных параметров лазерного излучения

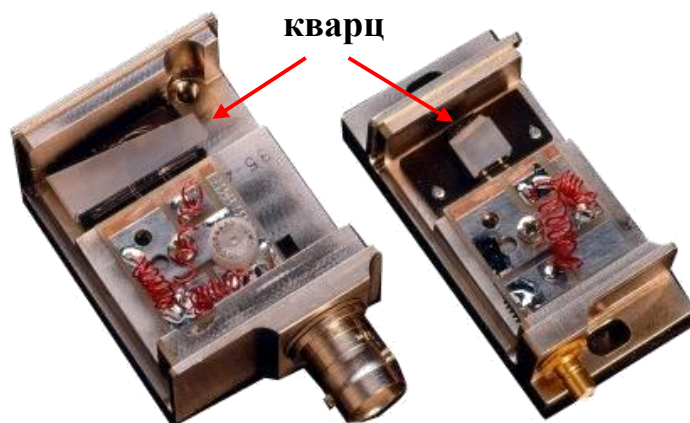
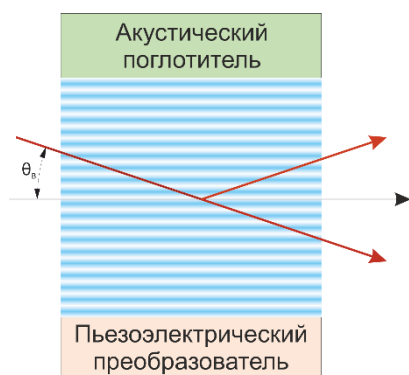


Ячейка Поккельса используется как модулятор лазерных импульсов (электрооптический затвор) и работает по аналогии с $\lambda/2$, $\lambda/4$ пластиной. Разность между показателями преломления обыкновенного и необыкновенного лучей пропорциональна напряженности электрического поля, поданного на кристалл, т.е. $(n_e - n_o) \sim E$. Время срабатывания: 0.1 нс. Лучевая прочность: 5-9 Дж/см² (10 нс, 1.064 мкм).



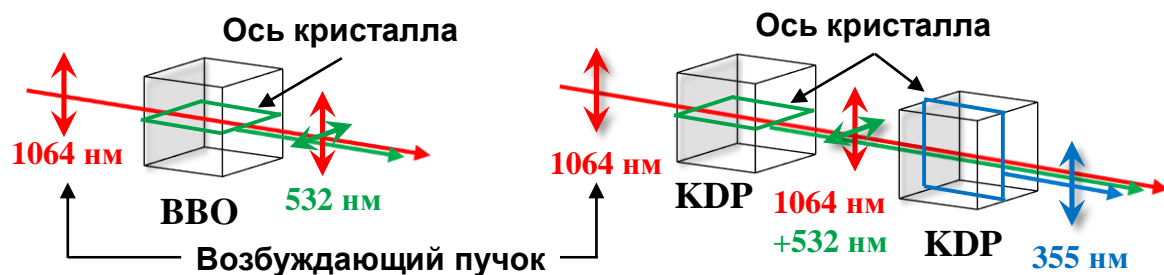
Материал: ВаВ₂О₄ (ВВО, 0.2 – 2.0 мкм), КН₂РО₄ (KDP, 0.4 – 1.1 мкм), КТiОРО₄ (КТР, 1.064 мкм), RbTiOPO₄ (RTP, 1.064 мкм), LiNbO₃ (1.064 мкм), LiTaO₃ (1.064 мкм), CdTe (5.0 – 12.0 мкм), GaAs (10.6 мкм).

Ячейка Керра используется как электрооптический затвор, где $(n_e - n_o) \sim E^2$. Скорость срабатывания: 10 нс. Материал: CS₂, нитробензол С₆Н₅NO₂, Pb_{0,9125}La_{0,0875}Zr_{0,65}Ti_{0,3503} (PLZT).



Ячейка Брэгга – акустооптические модуляторы. Материал: кварц SiO₂. Время срабатывания: 5 – 100 нс. Энергоэффективны по сравнению с электрооптикой.

2.10. Генерация гармоник лазерного излучения



ВВО (бета борат бария, β - BaV_2O_4)

2я гармоника (2Г): $\lambda = 410 - 2000$ нм, 1064 нм и 1319 нм.

3Г: $\lambda = 800$ нм. Применяется для удвоения

перестраиваемых лазерах на александрите и красителях.

Коэффициент эффективности нелинейности генерации 2Г

в 6 раз больше, чем у KDP. У ВВО высокий порог лазерной

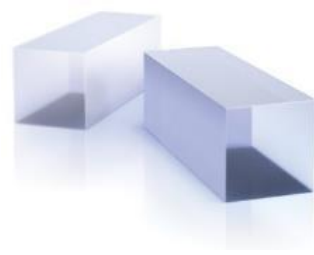
прочности, поэтому его используют в мощных лазерах, излучение которых

приводит к нагреву нелинейных компонентов. У ВВО маленькая угловая

ширина синхронизма, поэтому его не рекомендуется устанавливать в

многомодовые лазеры и лазеры со большой расходимостью пучка.

Материал гигроскопичен.



ВиВО (борат висмута, BiV_3O_6)

2Г/3Г: $\lambda = 1064$ нм, 1342 нм и 1319 нм.

2Г: $\lambda = 900 - 1700$ нм, в том числе 914 нм и 946 нм.

Имеет исключительно большой коэффициент эффективной нелинейности

(в 3.5 – 4 раза выше, чем у LBO, и в 1.5 – 2.0 раза больше, чем у ВВО),

высокий порог повреждения и низкую гигроскопичность. Подходит для

преобразования УФ, видимого излучения, ближнего и среднего ИК излучения,

а также фемтосекундных импульсов.



LBO (триборат лития, LiV_3O_5)

2Г: $\lambda = 1064$ нм, 551 – 2970 нм (ооe) и

790 – 2130 нм (оee, eoe). В отличие от КТР кристалла

с большей эффективностью преобразования в LBO

отсутствует фотохромное повреждение (серый трек).

В результате выходная мощность на 2Г не уменьшается

со временем. Химически устойчив и негигроскопичен. Используется для

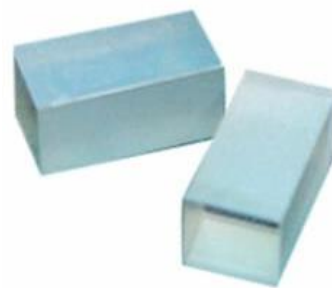
генерации гармоник лазеров, имеющих большую расходимость луча. Имеет

некритичный по длине волны фазовый синхронизм ($\Delta\lambda=50-74$ нм), что

позволяет генерировать 2Г широкополосных лазеров, пико- и фемтосекундных

лазеров. Из-за низкого двулучепреломления не применяется для получения 4Г

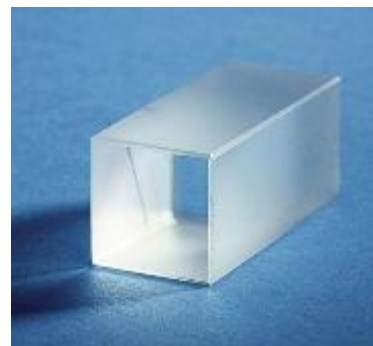
лазеров на Nd.



KDP (дигидроортофосфат калия, KH_2PO_4)

2Г/3Г/4Г: $\lambda = 1064$ нм, 1319 нм.

Имеет высокий порог пробоя, хорошее пропускание в УФ области, высокое двулучепреломление, но является хрупким материалом с относительно низкими коэффициентами эффективной нелинейности. Обладает повышенной гигроскопичностью, поэтому следует хранить в герметичных корпусах. KDP широко распространены, технологии выращивания и полировки хорошо отработаны.



KTP (титанил-фосфат калия, KTiOPO_4)

2Г: $\lambda = 984$ -3400 нм, 1319 нм.

Отличается высоким коэффициентом нелинейности (в 3 раза больше, чем у KDP), высокими значениями тепловой и угловой ширины синхронизма, широкой областью прозрачности. Из-за феномена «серых треков» не используется в высокомошных системах. Применяется в лазерах при внерезонаторной накачке, для генерации 2Г в лазерных системах с низкой мощностью видимого и среднего ИК диапазонов.

DKDP (дейтерированный дигидрофосфат калия, KD_2PO_4)

2Г/3Г/4Г: $\lambda = 1064$ нм, 1319 нм.

Аналог KDP с более высокой передачей в ИК диапазоне. Обладает хорошим пропусканием в УФ диапазоне, высоким порогом пробоя и высоким двулучепреломлением, но низким коэффициентом эффективной нелинейности. Недостатки DKDP такие же, как и у KDP.

CLBO (борат цезия-лития, $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$)

4Г/5Г: $\lambda = 1064$ нм (максимальная эффективность преобразования). Недавно разработанный кристалл, нелинейно-оптические характеристики примерно в

2 раза выше, чем у KDP, работает в УФ диапазоне (до 180 нм), отсутствует насыщение для генерации большой мощности. Находит широкое применение в микрообработке, биомедицинских исследованиях и УФ-лидарах. По сравнению с ВВО, кристалл CLBO гораздо проще выращивать, а его температурная ширина синхронизма и порог оптического пробоя в 2 раза выше.



Иодат лития (LiIO_3)

2Г: $\lambda = 570$ -4000 нм, 1319 нм.

Прост в изготовлении, имеет относительно высокое значение коэффициента эффективной нелинейности, был популярен в 1960-х и 1970-х. Обладает высокой гигроскопичностью и низкой лучевой стойкостью, поэтому не применяется в мощных лазерных системах. Идеально подходит для генерации

гармоник в лазерных системах с низким и средним уровнями мощности.

Ниобат лития (LiNbO_3)

2Г: $\lambda = 400\text{-}5000$ нм, 1300-1550 нм;

Универсальный сегнетоэлектрический материал с превосходными электрооптическими, нелинейными и пьезоэлектрическими свойствами. Имеет широкий диапазон прозрачности от 0.4 до 5.0 мкм, большое отрицательное двулучепреломление и высокий нелинейный коэффициент. Он особенно эффективен для генерации 2Г в маломощных лазерных системах в диапазоне от 1.3 до 1.55 мкм. Кристалл имеет низкую лучевую стойкость (примерно 3 Дж/см² для 1064 нм, 10 нс). При использовании покрытий может быть увеличен до 300-500 МВт/см².



Ниобат лития, легированный оксидом магния ($\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$)

По сравнению с LiNbO_3 обладает высоким порогом фоторефрактивного повреждения (на 4 порядка выше), большей эффективностью генерации 2Г, суммарной частоты и сигнальной волны при генерации 2Г в Nd:YAG лазерах. Имеет высокую лучевую стойкость, широкий диапазон прозрачности, некритическое согласование фаз при комнатной температуре, отличные электрооптические и нелинейно-оптические свойства. Эффективный коэффициент нелинейности аналогичен LiNbO_3 .



КТА (титанил-арсената калия, KTiOAsO_4)

Является изоморфом КТР. По сравнению с КТР имеет более высокий порог пробоя, расширенный спектр пропускания в среднем ИК, и уменьшенное поглощение на длине волны 3.5 мкм. Обладает лучшими, по сравнению с КТР, нелинейно-оптическими и электрооптическими коэффициентами.



РТР (титанил-фосфата рубидия, RbTiPO_4)

Является изоморфом кристалла КТР. Обладает нелинейно-оптическими свойствами схожими с кристаллом КТР, но вдвое большей лучевой прочностью и несколько более высокими значениями коэффициента эффективной нелинейности и высоким удельным сопротивлением.

Дифосфид цинка-германия (ZnGeP_2)

2Г: $\lambda = 3.19\text{-}10.55$ мкм, 9.6 мкм.

Представляет собой высокоэффективный нелинейно-оптический кристалл для параметрического преобразования излучения среднего ИК, дальнего ИК и ТГц излучений. Имеет высокий показатель эффективной нелинейности (примерно

в 160 раз больше, чем у KDP); широкий спектральный диапазон реализации фазового синхронизма (1.7-11 мкм); высокий порог оптического пробоя; хорошую теплопроводность, обеспечивающую возможность работы с излучением высокой мощности; большие значения температурной, угловой и спектральной ширин синхронизма, обеспечивающие легкую юстировку; хорошую механическую прочность, позволяющую устойчиво работать в условиях вибраций; стойкость к условиям повышенной влажности и даже к агрессивным средам.



Селенид галлия (GaSe)

2Г: $\lambda = 1.107-20.00$ мкм (ооe), 1.34-20.00 мкм (оee, eoe), 3.19 мкм. Сочетает большие значения коэффициента эффективной нелинейности (54 пм/В), высокий порог оптического пробоя и широкий диапазон прозрачности.



Способен генерировать 2Г в диапазоне длин волн от 6.0 до 12.0 мкм и параметрическую генерацию в диапазоне от 3.5 до 18 мкм. Используется для генерации ТГц излучения и отличается широким спектральным диапазоном вплоть до 41 ТГц. Ограничивает применение кристаллов единственно возможная ориентация – вдоль плоскости (001). Другим недостатком является относительная мягкость и хрупкость. Показатель поглощения: $\alpha_a(10.6 \text{ мкм}) = 0.081 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_a(1.06 \text{ мкм}) < 0.25 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_a(9.55 \text{ мкм}) < 0.1 \text{ см}^{-1}$.

Тиогаллат серебра (AgGaS₂)

2Г: $\lambda = 1.77-11.40$ мкм (ооe), 2.50-7.72 мкм (оee, eoe).

Один из наиболее распространённых нелинейно-оптических кристаллов, коммерчески доступных для генераций гармоник и параметрической генерации в среднем и дальнем ИК диапазоне.



Применяется в CO₂ лазерах. Имеет большие коэффициенты эффективной нелинейности и высокой пропускной способности в ИК диапазоне. Лучевая прочность полированной поверхности без просветления: 0.03 ГВт/см² (1.064 мкм, 10 нс), 0.01 ГВт/см² (10.6 мкм, 150 нс), в объеме > 0.5 ГВт/см² (1.064 мкм, 10 нс). Показатель поглощения: $\alpha_a(10.6 \text{ мкм}) < 0.6 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_a(9.6 \text{ мкм}) < 0.1 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_a(2.8 \text{ мкм}) < 0.012-0.024 \text{ см}^{-1}$.

Селеногаллат серебра (AgGaSe₂)

2Г: $\lambda = 3.11-13.25$ мкм (ооe), 4.75-8.35 мкм (оee, eoe). Аналог AgGaS₂ с близкими характеристиками. Лучевая прочность полированной поверхности без просветления: 0.013-0.04 ГВт/см² (1.064 мкм, 23 нс), 0.01-0.02 ГВт/см² (10.6 мкм, 150 нс), 0.15 ГВт/см² (9.55 мкм, 30 нс). Показатель поглощения: $\alpha_a(10.6 \text{ мкм}) < 0.089 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_a(1.06 \text{ мкм}) < 0.02 \text{ см}^{-1}$.

Лекция 3.

Фокусировка лазерных пучков сферической линзой

Сферическая линза является одним из основных оптических элементов, наиболее распространённых и часто применяемых на практике. Фокусное расстояние f сферической линзы зависит от радиуса кривизны ее поверхностей $R_{L1,2}$, толщины линзы на оптической оси h , показателя преломления материала, из которого она изготовлена n , и показателя преломления среды $n_{1,2}$ следующим выражением (рис. 3.1) [19]:

$$\frac{1}{f_{1,2}} = \pm \left(\frac{n - n_1}{R_{L1}} - \frac{n - n_2}{R_{L2}} \right) \pm \frac{(n - n_1)(n - n_2)h}{R_{L1}R_{L2}n}. \quad (3.1)$$

Форма и материал линзы (различие в значениях показателя преломления среды и линзы) определяют ее фокусное расстояние. Для линзы с одной плоской поверхностью (при $R_{L2} = \infty$), размещенной в воздухе ($n_1 = n_2 = 1$), выражение (3.1) упрощается до вида

$$f = \pm \frac{R_{L1}}{n - 1}. \quad (3.2)$$

После прохождения лазерного излучения через линзу:

- размер пучка в плоскости линзы остается неизменным, т.е. $\omega_1 = \omega_2$;
- форма волнового фронта изменяется в результате умножения комплексной амплитуды волны на фазовый множитель $\exp(i2\pi(x^2 + y^2)/2\lambda f)$;
- на фазу исходного лазерного пучка накладывается форма кривизны поверхности линзы (в случае фазовой маски на фазу пучка после оптического элемента накладывается рельеф маски);
- радиус кривизны волнового фронта изменяется, т.е. $R_2 = R_1 f / (f - R_1)$;
- расходимость лазерного пучка изменяется, т.е. $\theta_2 = \theta_1 s_1 / s_2 + (\omega_{01} - \omega_{02}) / s_2$;
- размер перетяжки пучка изменяется по инварианту Лагранжа-Гельмгольца;
- за счет aberrаций линзы перетяжка лазерного пучка уширяется, а длина каустики увеличивается;
- наличие комы и астигматизма искажает форма лазерного пятна.

Если кривизна волнового фронта меняет свой знак, то расходящийся до линзы пучок после нее становится сходящимся, его перетяжка будет действительной и расположится справа от линзы. Если знак не меняется, то пучок после линзы остается расходящимся, его перетяжка мнимая и расположена слева от линзы.

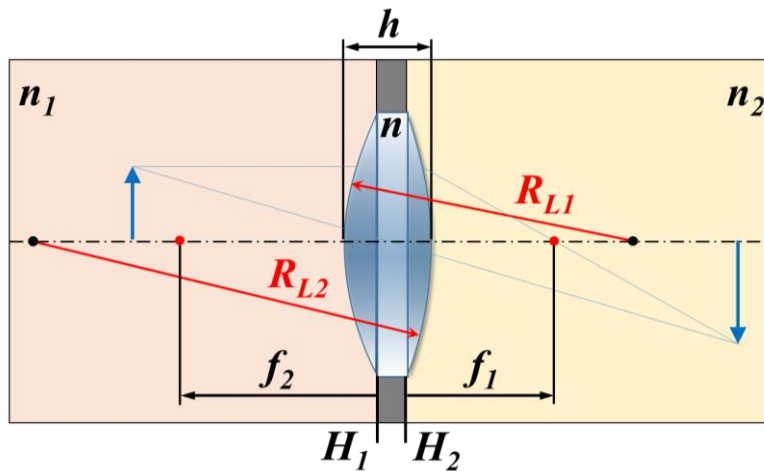


Рис. 3.1. Параметры сферической линзы

3.1. Инвариант Лагранжа-Гельмгольца

Инвариант Лагранжа–Гельмгольца J связывает линейный размер перетяжки пучка ω_0 с его угловой расходимостью θ в среде с показателем преломления n вне зависимости от оптической системы, преобразующей лазерное излучение. Произведение $n\omega_0\theta$ является постоянной величиной, зависящей только от качества пучка M^2 и длины волны λ излучения:

$$n_1 2\omega_{01} 2\theta_1 = n_2 2\omega_{02} 2\theta_2 = \dots = n_i 2\omega_{0i} 2\theta_i = J = M^2 4 \frac{\lambda}{\pi} \quad (3.3)$$

Чем меньше значение J , тем выше качество пучка, а минимальное его значение достигается для гауссова пучка с $M^2 = 1$. Из выражения (3.3) видно, что изменение радиуса ω_0 приводит к обратно пропорциональному изменению θ . Так, увеличение радиуса ω_0 при одной и той же длине волны излучения и качестве пучка достигается только за счет уменьшения θ . Это утверждение не противоречит инварианту Лагранжа-Гельмгольца, и, по сути, представляет собой закон сохранения энергии для пучков излучения. Значения инварианта J для некоторых типов лазеров приведены в таблице 3.1 [20].

Таблица 3.1. Примеры инварианта J для различных источников

Тип лазера	Световой диаметр D , мкм	Полный угол расходимости 2θ , рад	Инвариант J	Замечания для $\lambda \sim 1$ мкм
Одномодовый волоконный лазер	10	0.13	1.27	$J \sim \lambda$, равен дифракционному пределу
Многомодовый волоконный лазер	200	0.2	40	$J \gg \lambda$, далек от дифракционного предела
	400	0.2	80	
Полупроводниковый лазер	10 / 100	1.04 / 0.12	10.4 / 12	$J \gg \lambda$, далек от дифракционного предела

Инвариант Лагранжа–Гельмгольца удобно применять при расчете волоконно-оптических систем генерации и доставки лазерного излучения, ввода-вывода лазерных пучков, при создании коллиматоров и т.д. (рис. 3.2).

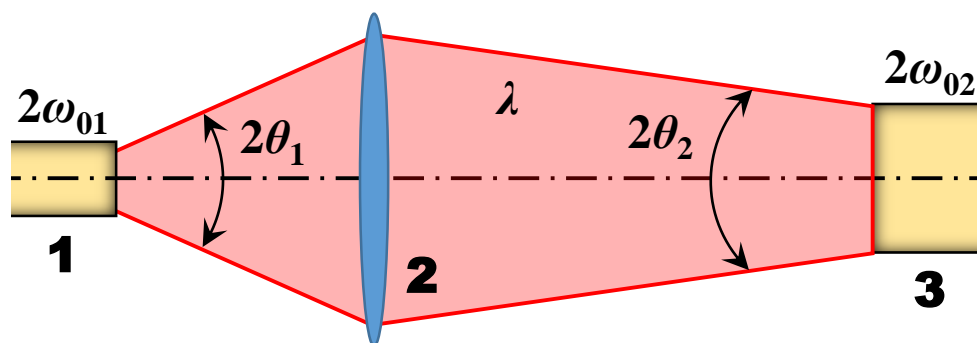


Рис. 3.2. Схематическое изображение оптической системы, состоящей из двух функциональных компонентов (1, 3) и согласующего элемента (2)

3.2. Преобразование лазерного пучка сферической линзой

Пусть до линзы лазерный пучок имеет перетяжку с радиусом ω_{01} , расположенную на расстоянии s_1 от линзы (рис. 3.3). Линза преобразует падающий на нее лазерный пучок, изменяя радиус его перетяжки на ω_{02} , которая располагается на расстоянии s_2 от линзы. Фокусное расстояние линзы полагаем равным f . Расстояния s_1 и s_2 положительные, если обе перетяжки — исходная ω_{01} и сформированная линзой ω_{02} — действительные. Отсюда следует, что расстояние s_1 имело бы отрицательный знак, если бы перетяжка ω_{01} была бы мнимой. Это же справедливо для расстояния s_2 и перетяжки ω_{02} .

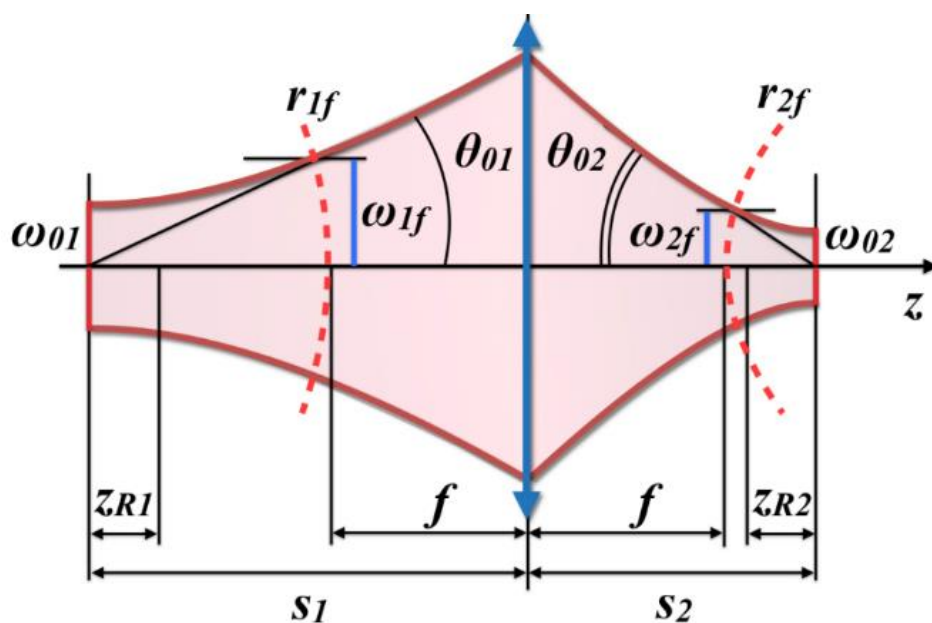


Рис. 3.3. Преобразование гауссова пучка положительной линзой

Рассмотрим случай, когда гауссов пучок с центром перетяжки в $z = 0$ и радиусом ω_1 проходит через тонкую линзу, плоскость расположения которой находится в точке z (рис. 3.4). Фаза падающей волны в плоскости линзы описывается выражением (1.14), после линзы фаза приобретает вид [5]

$$\varphi_{G2}(x, y, z) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(z + \frac{x^2 + y^2}{2R_2} \right) - \arctg \left(\frac{z}{z_R} \right), \quad \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f}. \quad (3.4)$$

Кривизна волнового фронта изменяется при прохождении пучка через линзу с R_1 на R_2 . Поскольку исходный лазерный пучок расходящийся, а перетяжка расположена слева от линзы, то R_1 будет положительной. При использовании положительной линзы с $f > 0$ величина R_2 будет отрицательной. В итоге центр перетяжки преобразованного пучка разместится справа от линзы, а волновой фронт после нее будет сходящимся. Для отрицательной линзы с $f < 0$ величина R_2 становится положительной, а центр перетяжки преобразованного пучка будет мнимым и расположится слева от линзы, как и перетяжка исходного пучка.

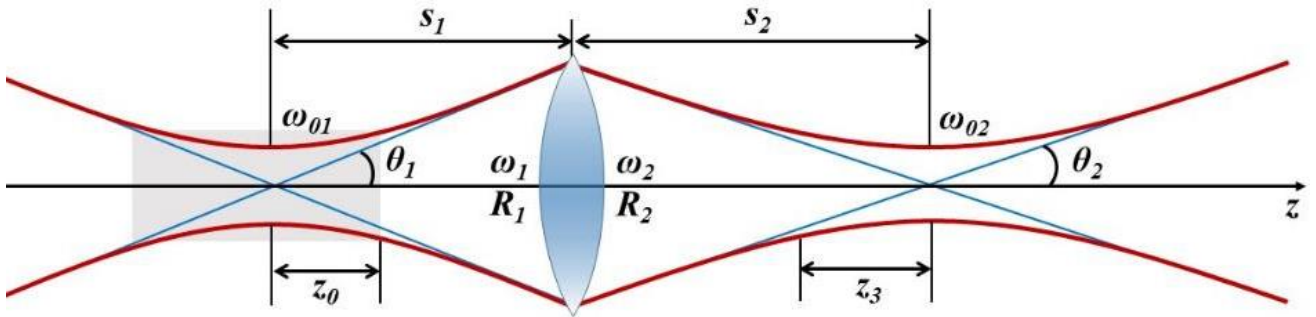


Рис. 3.4. Формирование перетяжки гауссова пучка тонкой сферической линзой

По ширине гауссова пучка $\omega(s)$ (1.19) и радиусу кривизны $r(s)$ его волнового фронта (1.20) в точке s можно определить расстояние до перетяжки пучка, расположенной в точке $z = 0$ (слева «+» от линзы для исходного пучка и справа «-» от нее для преобразованного пучка), а также ее радиус ω_0 . Для исходного ($s_1, R_1, \omega_1, \omega_{01}$) и преобразованного линзой ($s_2, R_2, \omega_2, \omega_{02}$) пучка эти выражения будут выглядеть следующим образом [5]

$$s_1(R_1, \omega_1) = \frac{R_1}{1 + [\lambda R_1 / \pi \omega_1^2]^2} = z_{len} - z_{01}, \quad (3.5)$$

$$-s_2(R_2, \omega_2) = \frac{R_2}{1 + [\lambda R_2 / \pi \omega_2^2]^2} = z_{len} - z_{02}, \quad (3.6)$$

$$\omega_{01,02}(R_{1,2}, \omega_{1,2}) = \frac{\omega_{1,2}}{\sqrt{1 + [\pi\omega_{1,2}^2/\lambda R_{1,2}]^2}}. \quad (3.7)$$

Линза расположена в точке z_{len} , удаленной на расстояние s_1 от центра перетяжки исходного пучка и s_2 от центра второй перетяжки пучка. Ширина пучка при прохождении излучения через тонкую линзу не изменяется, т.е. в плоскости ее расположения $\omega_1(s_1) = \omega_2(s_2)$. Подставив выражения (1.19) и (1.20) в (3.5) – (3.7), можно получить приведенные ниже выражения.

Радиус перетяжки	$\omega_{02} = \Gamma \omega_{01}$	(3.8)
Положение перетяжки	$(s_2 - f) = \Gamma^2 (s_1 - f)$	(3.9)
Длина Рэлея	$2z_{R2} = \Gamma^2 (2z_{R1})$	(3.10)
Угол расходимости	$2\theta_2 = 2\theta_1/\Gamma$	(3.11)
Увеличение линзы	$\Gamma = \frac{ f/(s_1 - f) }{\sqrt{1 + [z_{R1}/(s_1 - f)]^2}}$	(3.12)

Из представленных выражений видно, что увеличение линзы играет важную роль и определяет характеристики перетяжки пучка после нее, так:

- радиус перетяжки увеличивается в Γ раз,
- длина Рэлея увеличивается в Γ^2 раз;
- угол расходимости уменьшается в Γ раз.

В общем виде выражения (3.8) – (3.12) можно переписать до следующего вида.

Радиус перетяжки	$\omega_{02} = \omega_{01} \frac{f}{\sqrt{(s_1 - f)^2 + z_{R1}^2}}$	(3.13)
Положение перетяжки	$s_2 = f \frac{s_1(s_1 - f) + z_{R1}^2}{(s_1 - f)^2 + z_{R1}^2}$	(3.14)
Длина Рэлея	$z_{R2} = z_{R1} \frac{f^2}{(s_1 - f)^2 + z_{R1}^2}$	(3.15)

3.3. Частные случаи расположения линзы

Из выражения (3.12) видно, что увеличение линзы Γ зависит от ее положения относительно исходной перетяжки пучка. Поэтому ее размещение может оказывать влияние на положение перетяжки пучка после линзы, а также ее размер и расходимость.

1. Линза удалена на значительное расстояние от перетяжки исходного пучка, т.е. $(s_1 - f) \gg z_{R1}$, тогда пучок аппроксимируется сферической волной с большим радиусом кривизны волнового фронта, как от точечного источника, а на линзу приходит плоская волна (рис. 3.5). В этом случае $z_{R1}/(s_1 - f) \ll 1$, а выражения для положения перетяжки и ее радиуса совпадают с формулами лучевой оптики. При размещении короткофокусной линзы вдали от перетяжки, т.е. $s_1 \gg s_2$ и $s_1 \gg f$, получаем $f = s_1 s_2 / (s_1 + s_2) \approx s_2$, $\Gamma = f / s_1 \Rightarrow 0$.

$$(s_1 - f) \gg z_{R1}$$

Радиус перетяжки	$\omega_{02} = \Gamma \omega_{01}$	
Положение перетяжки	$\frac{1}{s_2} + \frac{1}{s_1} = \frac{1}{f}$	(3.16)

Длина Рэлея	$2z_{R2} = \Gamma^2 (2z_{R1})$
-------------	--------------------------------

Угол расходимости	$2\theta_2 = 2\theta_1 / \Gamma$
-------------------	----------------------------------

Увеличение линзы	$\Gamma = \left \frac{f}{s_1 - f} \right $	(3.17)
------------------	---	--------

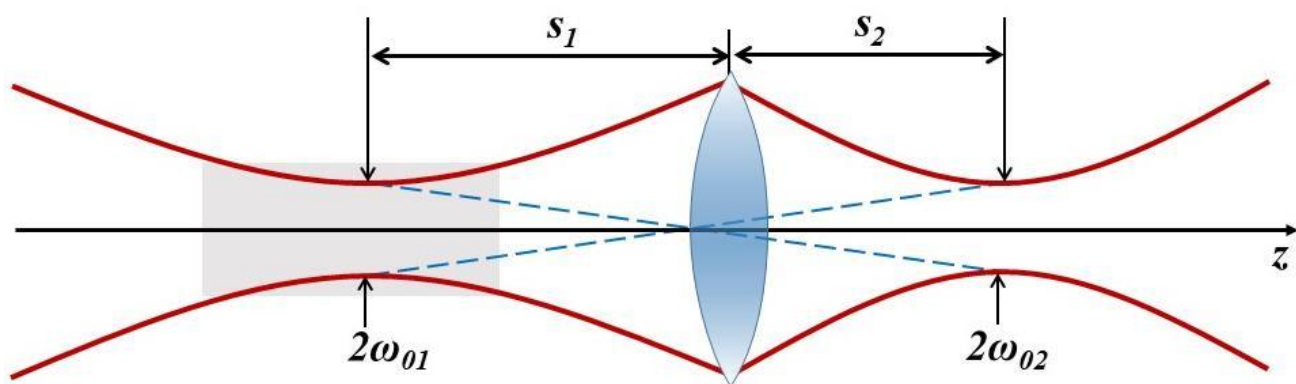


Рис. 3.5. Расположение линзы вдали от перетяжки исходного пучка

2. Размещение линзы в центре перетяжки исходного лазерного пучка (рис. 3.6). Для этого линзу можно размещать вплотную к выходному окну лазера, если $z_0 \gg z_{R1}$ и $z_0 \leq 0.142z_{R1}$. В выражения (3.8) – (3.12) достаточно учесть $s_1 = 0$.

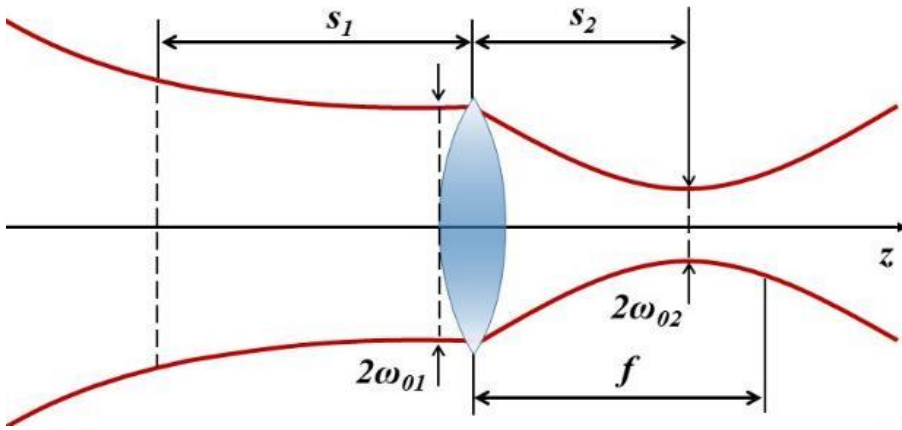


Рис. 3.6. Расположение линзы в центре перетяжки исходного пучка

$$s_1 = 0$$

Радиус перетяжки

$$\omega_{02} = \frac{\omega_{01}}{\sqrt{1 + (z_{R1} / f)^2}}$$

Положение перетяжки

$$s_2 = \frac{f}{1 + (f / z_{R1})^2} \quad (3.18)$$

Длина Рэлея

$$2z_{R2} = 2z_{R1} \frac{f^2}{f^2 + z_{R1}^2}$$

Угол расходимости

$$2\theta_2 = 2\theta_1 / \Gamma$$

Увеличение линзы

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 + (z_{R1} / f)^2}} \quad (3.19)$$

Если в этом случае длина каустики для исходного пучка много больше фокусного расстояния линзы, т.е. $2z_{R1} \gg f$, то выражение для радиуса перетяжки пучка после линзы упрощается до вида (рис. 3.7):

$$\omega_{02} = \omega_{01} \frac{f}{z_{R1}} = \omega_{01} \frac{f \lambda}{\pi \omega_{01}^2} = f \theta_1. \quad (3.20)$$

Условие $2z_{R1} \gg f$ характерно для фокусировки коллимированного пучка. Такое излучение, прошедшее через линзу, фокусируется точно в ее фокальной плоскости, как и должно быть для параллельных лучей, падающих на линзу. В соответствии с волновой оптикой радиус перетяжки сфокусированного пучка ω_{02} прямо пропорционален длине волны λ и фокусному расстоянию линзы f , а также обратно пропорционален радиусу падающего на линзу пучка $D/2$.

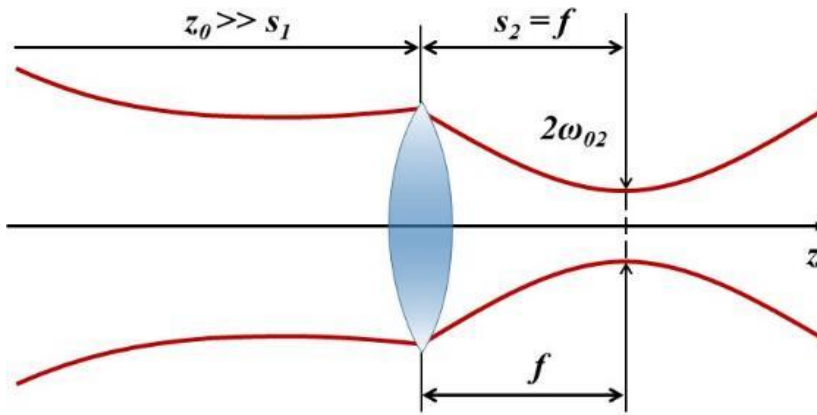


Рис. 3.7. Фокусировка коллимированного пучка

Минимально возможный размер пучка достигается уменьшением длины волны лазерного излучения, расширением размера падающего на линзу пучка и использованием короткофокусной линзы. В этом случае минимальный диаметр линзы должен быть по крайней мере равен диаметру перетяжки исходного пучка, т.е. $D = 2\omega_{01}$, тогда

$$2\omega_{02} = 2 \frac{f\lambda}{\pi\omega_{01}} = \frac{4\lambda f}{\pi D} = \frac{2\lambda}{\pi \text{NA}}, \quad (3.21)$$

$$2z_R = 2 \frac{\pi\omega_{02}^2}{\lambda} = 2 \frac{\pi\omega_{02}}{\lambda} \frac{\lambda}{\pi\theta_2} = 2 \frac{\omega_{02}}{\theta_2} = 2\omega_{02} \frac{2f}{D} = \frac{2\omega_{02}}{\text{NA}}, \quad (3.22)$$

где $\theta \approx \text{NA} = \sin\theta = D/(2f)$ – числовая апертура линзы (рис. 3.8). Для получения предельно малых размеров пучка в его перетяжке часто используются объективы микроскопов, для которых значение NA мало (от 0.1 до 1.4). Такой же результат получается при удалении линзы на большое расстояние от центра перетяжки пучка, когда выполняется условие $s_1 \gg f$.

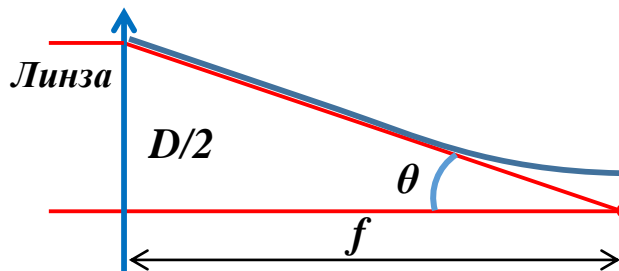


Рис. 3.8. Числовая апертура линзы

3. Размещение линзы таким образом, чтобы ее фокус совпадал с центром перетяжки исходного пучка, т.е. $s_1 = f$. В этом случае радиус перетяжки пучка после линзы определяется расходимостью исходного пучка и фокусным расстоянием, но различаются увеличения линзы Γ .

$$s_1 = f$$

Радиус перетяжки	$\omega_{02} = \omega_{01} \frac{f}{z_{R1}} = f \theta_1$	
Положение перетяжки	$s_2 = f$	(3.23)
Длина Рэлея	$2z_{R2} = 2 \frac{f^2}{z_{R1}}$	
Угол расходимости	$2\theta_2 = 2\theta_1 / \Gamma$	
Увеличение линзы	$\Gamma = \frac{f}{z_{R1}}$	(3.24)

Можно заметить, что выражение (3.19) переходит в (3.24), когда $2z_{R1} \gg f$. Выражения (3.16) – (3.24) являются весьма приближенными, поэтому их применимость всегда должна подтверждаться. Решение задачи по уменьшению размера лазерных пучков является важной во многих приложениях, например, в лазерной печати, записи информации (CD, DWD), лазерной сварке. Все частные случаи размещения линзы приведены ниже.

Частный Случай	$\left(\frac{z_{R1}}{f}\right)^2 \gg \left(\frac{s_1}{f} - 1\right)^2$	$\left(\frac{z_{R1}}{f}\right)^2 = \left(\frac{s_1}{f} - 1\right)^2$	$\left(\frac{z_{R1}}{f}\right)^2 \ll \left(\frac{s_1}{f} - 1\right)^2$
Величина	$(s_1 - f) \ll z_{R1}$	$(s_1 - f) = z_{R1}$	$(s_1 - f) \gg z_{R1}$
Радиус перетяжки пучка	$\omega_{02} = \omega_{01} \frac{f}{z_{R1}} = f \theta_1$	$\omega_{02} = \frac{\omega_{01}}{\sqrt{2}} \frac{f}{(s_1 - f)}$	$\omega_{02} = \omega_{01} \frac{f}{(s_1 - f)}$
Положение перетяжки пучка	$s_2 = f, s_1 = f$	$s_2 = f \frac{s_1 - f/2}{(s_1 - f)}$	$s_2 = f \frac{s_1}{(s_1 - f)}$
Длина Рэлея	$2z_{R2} = f^2 \frac{2}{z_{R1}}$	$2z_{R2} = z_{R1} \frac{f^2}{(s_1 - f)^2}$	$2z_{R2} = 2z_{R1} \frac{f^2}{(s_1 - f)^2}$
Угол расходимости*	$\theta_2 = \frac{1}{f} \frac{\lambda}{\pi \theta_1} = \omega_{01} \frac{1}{f}$	$2\theta_2 = 2\sqrt{2} \theta_1 \frac{(s_1 - f)}{f}$	$2\theta_2 = 2\theta_1 \frac{(s_1 - f)}{f}$

* $\theta_{1,2}$ – половинный угол и $2\theta_{1,2}$ – полный угол расходимости пучка

4. При определенных условиях одиночной линзой можно осуществлять **коллимацию лазерных пучков**. Для определения таких условий необходимо преобразовать выражение (3.14) до следующего вида:

$$\frac{s_2}{f} - 1 = \frac{s_1/f - 1}{(s_1/f - 1)^2 + (z_{R1}/f)^2}. \quad (3.25)$$

Правую часть выражения (3.25) можно представить в виде функции следующего вида: $y_1(x) = x/(x^2 + a^2)$, где $x = (s_1/f - 1)$, $a = z_{R1}/f = 0; 0.25; 0.5; 1.0$. Решение даст пересечение этой кривой с функцией $y_2 = (s_2/f - 1)$, описывающей левую часть уравнения (3.25). Коллимация пучка достигается смещением s_2 на максимально возможное расстояние от линзы ($s_2 > f$), для чего требуется минимально возможное отношение z_{R1}/f (рис. 3.9). Это условие выполняется при использовании исходного пучка с малой длиной Рэлея в совокупности с длиннофокусной линзой. Оптимальным для коллимации будет случай $s_2 = f + z_{R1}$.

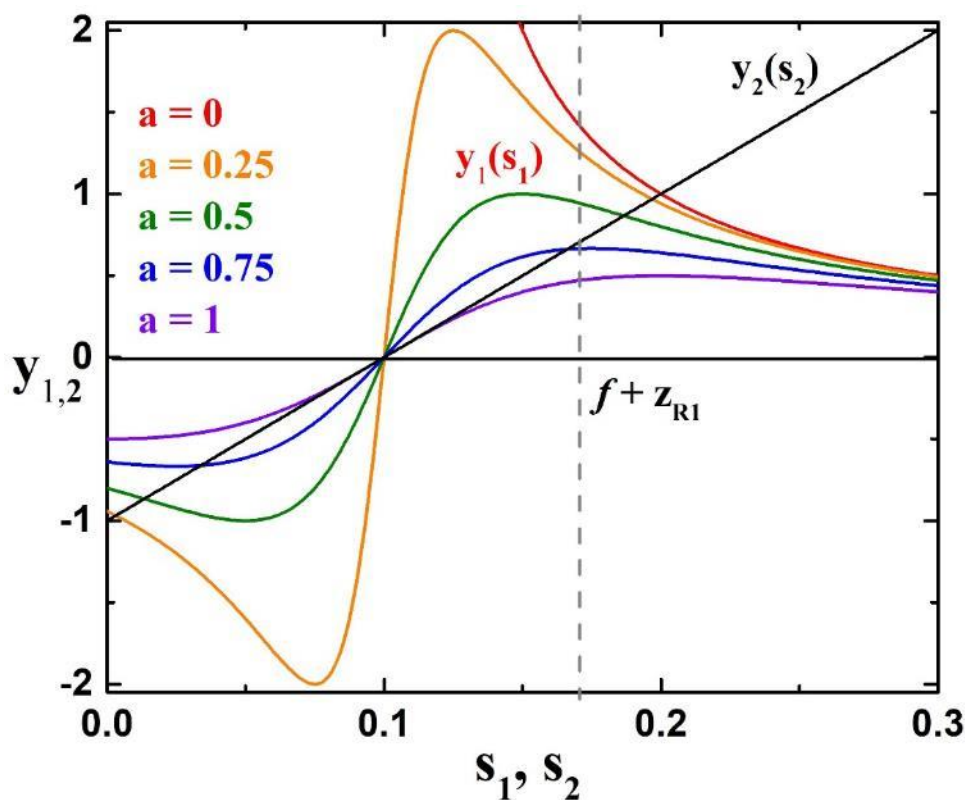


Рис. 3.9. Определение условия коллимации для линзы с $f = 0.1$ м и $z_{R1} = 0.07$ м, оптимальное условие размещения линзы достигается при $s_2 = 0.17$ м

5. В некоторых случаях с помощью одиночной аберрированной линзы лазерный пучок можно сфокусировать в перетяжку с большой длиной каустики, так называемую **световую трубку**. Использование световой трубки повышает качество и точность обработки. Ее применение позволяет формировать отверстия с вертикальными стенками. Световая трубка после линзы формируется пересечением параксиальных (пунктирные линии, проходящие через фокус линзы) и краевых лучей (выделенные линии, описывающие габариты пучка). По этой причине расстояние от исходной перетяжки пучка до переднего фокуса линзы будет положительным и равным $z_t = \omega_{01}/\tan(\theta_1) \approx \omega_{01}/\theta_1 = z_{R1}$, тогда расстояние от исходной перетяжки пучка до линзы равно $s_1 = z_t + f = z_{R1} + f$ (рис. 3.10).

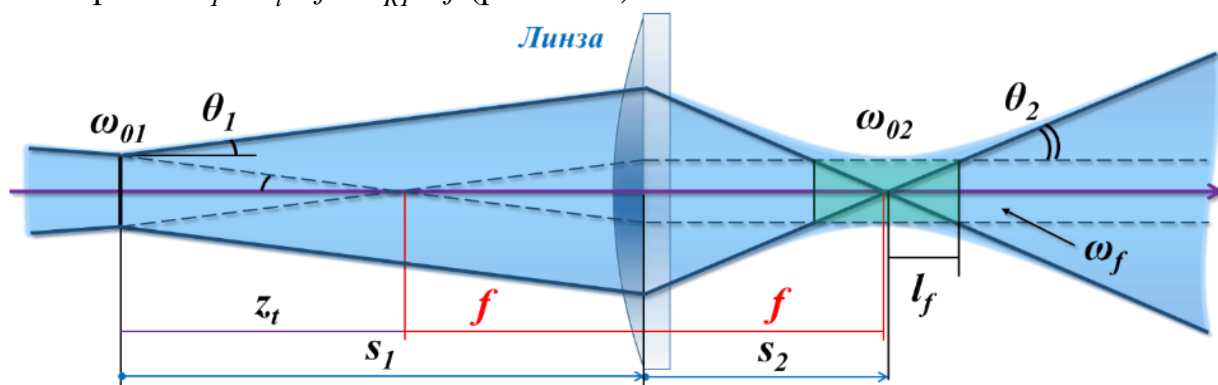


Рис. 3.10. Ход лучей при формировании световой трубки одиночной линзой в геометрооптическом приближении

Увеличение линзы при таком размещении относительно исходной перетяжки пучка равно

$$\Gamma = \frac{f}{z_{R1} \sqrt{2}}. \quad (3.26)$$

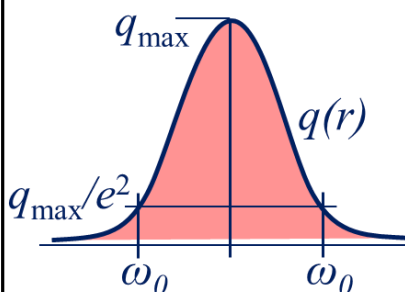
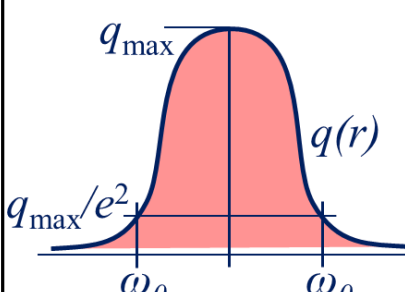
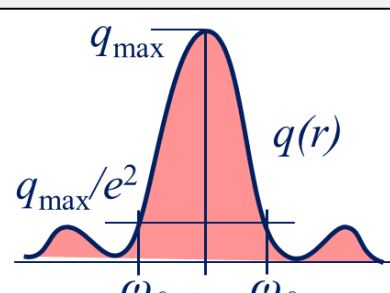
После линзы радиус перетяжки пучка ω_{02} и длина каустики l_o равны

$$\omega_{02} = \frac{f}{\sqrt{2}} \frac{\omega_{01}}{z_{R1}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \theta_1 f, \quad (3.27)$$

$$l_o = a \frac{f^2}{2z_{R1}} = a \frac{\pi \theta_1^2 f^2}{2M^2 \lambda}, \quad (3.28)$$

где $a = 1, 0.32$, либо 0.142 – множитель, описывающий увеличение радиуса пучка относительно радиуса перетяжки на 41%, 5% и 1%, соответственно. Как видно из выражений (3.27) и (3.28), длина каустики значительно превышает радиус перетяжки, и это различие растет с увеличением фокусного расстояния линзы и расходимости лазерного пучка перед линзой.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ФОКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ЛИНЗЫ [20, 21] (ТЕЛЕЦЕНТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ)

Теоретические параметры лазерного пучка			
Полный угол расходимости пучка	Фокальный диаметр пятна	Распределение интенсивности в фокальном пятне	Примечания
Одномодовый (гауссов) пучок			
$2\theta_2 = 1.27 \frac{\lambda}{D}$	$d_{02} = 1.27 \frac{\lambda}{D} f$		почти вся энергия (86.5%) в фокальном пятне
Многомодовый пучок			
$2\theta_2 \sim 1.27 \frac{\lambda \sqrt{N_b}}{D}$	$d_{02} \sim 1.27 \frac{\lambda \sqrt{N_b} f}{D}$		почти вся энергия (86.5%) в фокальном пятне
Дифракционно-ограниченный (однородный) пучок			
$2\theta_2 = 2.44 \frac{\lambda}{D}$	$d_{02} = 2.44 \frac{\lambda}{D} f$		в центральном максимуме 83.6% энергии
Теоретический (дальнепольный) предел			
$2\theta_2 \sim \frac{\lambda}{D}$	$d_{02} \sim \lambda$		-----

D – диаметр лазерного пучка на линзе, фокусирующей лазерный пучок
 N_b – число мод в составе лазерного пучка

3.4. Аберрации реальной сферической линзы

Несовершенство формы сферической линзы приводит к уширению пучка в области его перетяжки за счет сферических аберраций. Для примера, рассмотрим сферическую аберрацию параллельного пучка лучей, проходящих через одиночную линзу. Пусть для упрощения первая поверхность линзы будет плоской, а вторая – сферической (рис. 3.11). В результате несовершенства линзы луч, падающий на нее ближе к оптической оси, фокусируется на большем расстоянии, чем луч, прошедший через линзу вдали от оси [22]. При этом плоскость, в которой сходятся параксиальные лучи, отождествляется с фокальной плоскостью линзы.

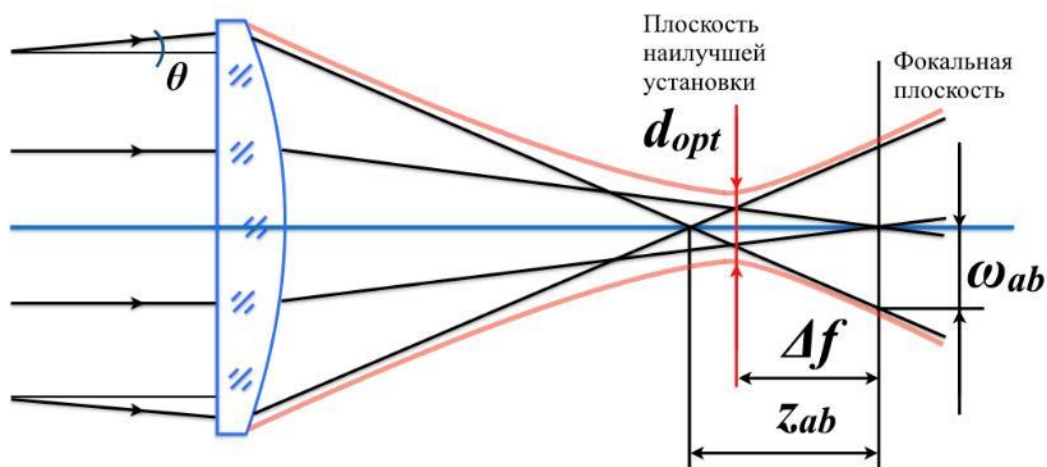


Рис. 3.11. Влияние сферической аберрации линзы на фокусировку пучка

Различие в плоскостях фокусировки параксиальных и краевых лучей, входящих в линзу на наибольшем расстоянии от оптической оси, описывает продольную сферическую аберрацию z_{ab} . Радиус кружка рассеяния в фокальной плоскости линзы, образованного краевыми лучами, определяет поперечную сферическую аберрацию ω_{ab} . За счет сферической аберрации перетяжка пучка сместится от фокальной плоскости на расстояние Δf , а плоскость, в которой он будет расположен, называется плоскостью наилучшей установки. Стоит отметить, что диаметр круга рассеяния в плоскости наилучшей установки ориентировочно равен $1/2$ поперечной сферической аберрации $d_{ab} = \omega_{ab}/2$, а расстояние между этой и фокальными плоскостями приблизительно составляет $3/4$ от продольной сферической аберрации $\Delta f = 3z_{ab}/4$.

Диаметр минимального пятна рассеяния d_{ab} с учетом сферической аберрации может быть найден по выражению [22]

$$d_{ab} = \frac{K}{32} \frac{d_L^3}{f^2}, \quad (3.29)$$

где K — параметр, описывающий абберационные характеристики линзы; d_L — диаметр лазерного пучка на линзе по моде наивысшего порядка; f — фокусное расстояние. Для сферической линзы параметр K может быть найден выражением [22]

$$K = \left(\frac{n}{n-1} \right)^2 \left[\left(\frac{2}{n} + 1 \right) \alpha^2 - \left(2 + \frac{1}{n} \right) \alpha + 1 \right], \quad (3.30)$$

где n — показатель преломления материала линзы, α — тангенс угла наклона периферийного луча после его преломления на оптической поверхности. Угол α для первой оптической поверхности определяется по выражению

$$\alpha = \frac{n-1}{n} \frac{f}{R_{L1}}, \quad (3.31)$$

что справедливо для плоско-выпуклых линз с одной сферической поверхностью. На плоской поверхности с радиусом кривизны $R_L = \infty$ угол $\alpha = 0$. Если пренебречь толщиной сферической линзы и считать ее тонкой, то угол α может быть представлен следующим образом:

$$\alpha = \frac{1}{n(1-C)}, \quad C = \frac{R_{L1}}{R_{L2}}, \quad (3.32)$$

где R_{L1} — радиус кривизны первой поверхности линзы, который считается положительным для выпуклой поверхности и отрицательным для вогнутой; R_{L2} — радиус кривизны второй поверхности линзы, который считается положительным для вогнутой поверхности и отрицательным для выпуклой.

Сферическая абберация также может быть задана коэффициентом K^* , включающим в себя параметры формы линзы a_k и ее положения b_k [23]:

$$K^* = \pm \frac{\left(\frac{n+2}{n-1} \right) a_k^2 + 4(n+1)a_k b_k + (3n+2)(n-1)b_k^2 + \frac{n^3}{n-1}}{4n(n-1)}, \quad (3.33)$$

где s_l — расстояние до линзы, $a_k = -(R_{L2} + R_{L1})/(R_{L2} - R_{L1})$, $b_k = 1 - 2f/s_1$. Оба выражения (3.30) и (3.33) дают близкие значения и используются в выражении (3.29). Сферическая абберация линзы определяется показателем преломления материала n , величина которого зависит от длины волны лазерного излучения. Минимальная абберация, подтверждающая высокое качество фокусирующей линзы, достигается при выполнении следующего условия [23]:

$$C = \frac{2n^2 - n - 4}{2n^2 + 4}. \quad (3.34)$$

Из выражения (3.34) определяется наилучшая форма линзы, позволяющая достигать минимальных aberrаций. Например, для линз, изготовленных из SiO_2 ($n = 1.460$ в спектральном диапазоне от 0.4 до 1.1 мкм), минимальные aberrации будут достигаться при $C = -0.209$. Таким значением C обладает двояковыпуклая линза с неравными радиусами кривизны поверхности. Причем линза устанавливается более выпуклой стороной навстречу пучку лазерного излучения, т.е. $R_{L1} < R_{L2}$.

Размер фокального пятна d_{Re} учитывает в себе диаметр дифракционно-ограниченного пучка $2\omega_{02}$, зависящий от качества и расходимости излучения, а также сферическую aberrацию в виде величины d_{ab} :

$$d_{Re} = 2\omega_{02} + d_{ab} = \frac{2\omega_{01}|f|}{\sqrt{(s_1 - f)^2 + z_{R1}^2}} + \frac{K}{32} \frac{d_L^3}{f^2}. \quad (3.35)$$

Выражение для определения оптимального фокусного расстояния f_{opt} , обеспечивающего минимальный размер фокального пятна, можно получить из выражения (3.35), если продифференцировать его по f и приравнять к нулю. В результате получаем выражение общего вида

$$f_{opt}^3 \frac{z_{R1}^2 + s_1(s_1 - f_{opt})}{\left[z_{R1}^2 + (s_1 - f_{opt})^2 \right]^{3/2}} - \frac{Kd_L^3}{32\omega_{01}} = 0. \quad (3.36)$$

Это уравнение не имеет решения в общем виде и решается численно, либо в частных случаях:

$$s_1 = f_{opt} \Rightarrow f_{opt} = \frac{d_L}{2} \left(K \frac{z_{R1}}{4\omega_{01}} \right)^{1/3};$$

$$s_1 = 0 \Rightarrow f_{opt} = \frac{K^{1/3} z_{R1} d_L}{\sqrt{\left(32\omega_{01} z_{R1}^2 \right)^{2/3} - K^{2/3} d_L^2}} \sim \frac{d_L}{2} \left(K \frac{z_{R1}}{4\omega_{01}} \right)^{1/3};$$

$$(s_1 - f_{opt}) \gg z_{R1} \Rightarrow \frac{s_1^2}{f_{opt}^3} - \frac{2s_1}{f_{opt}^2} + \frac{1}{f_{opt}} - \frac{32s_1\omega_{01}}{Kd_L^3} = 0.$$

Если в выражение (3.35) подставить (3.36), то получим соотношение для определения минимально возможного в данных условиях размера фокального пятна $d_{opt} = d_{Re}(f_{opt})$. Длина Рэлея с учетом aberrаций z_{Re} определяется через выражение (3.35):

$$z_{Re} = \frac{\pi}{M^2 \lambda} \frac{d_{Re}^2}{4}. \quad (3.37)$$

Из анализа выражения (3.33) можно получить графическую зависимость сферической аберрации от формы линзы и ее расположения (рис. 3.12). На графике видно, что оптимальная форма достигается, когда углы преломления на обеих поверхностях линзы приблизительно равны. Следует отметить, что размещение плоско-выпуклой линзы плоской или выпуклой поверхностью навстречу лазерному излучению оказывает серьезное влияние на сферическую аберрацию.

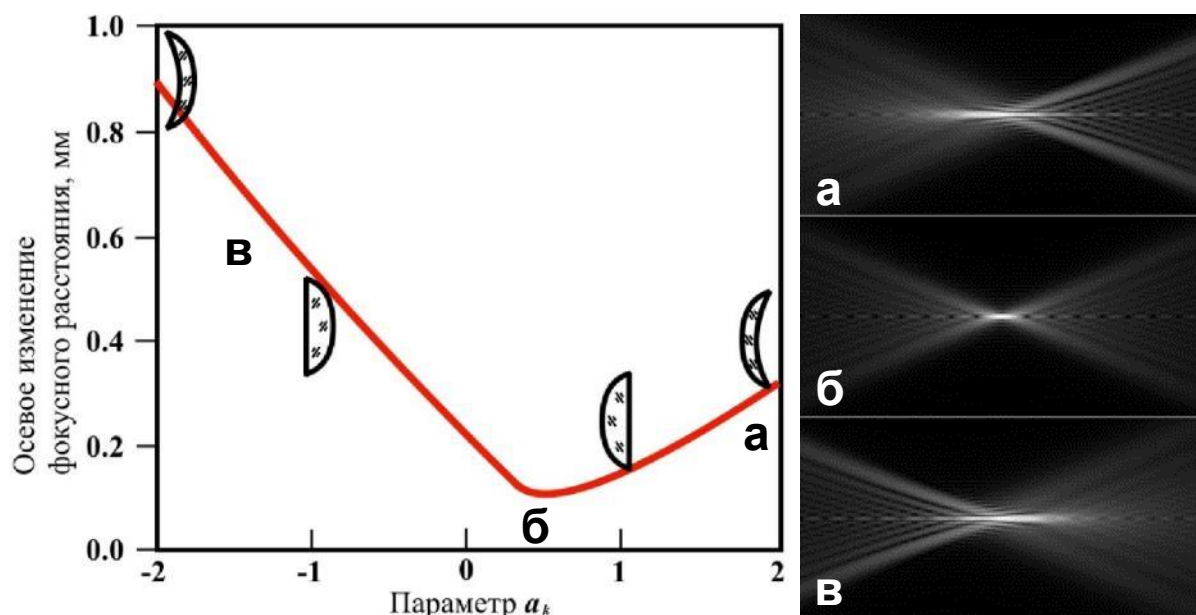


Рис. 3.12. Сферическая аберрация пучка на расстоянии 1 см от оптической оси, проходящего сквозь линзу с фокусным расстоянием 10 см, диаметром 2 см и показателем преломления 1.517 [23]; а, б, в – симуляция смещения перетяжки пучка за счет аберраций.

Сферическая аберрация в значительной степени влияет на качество обработки материала, в частности, на глубину проплавления металлов (рис. 3.13). Поэтому крайне важным является выбор формы линзы и ее положения относительно лазерного пучка. Максимальная глубина проплавления характерна для оптической системы с минимальным значением аберраций K (3.29 – 3.32). Примером такой системы можно считать двояковыпуклую линзу ($R_{L1} = 94$ мм, $R_{L2} = -437$ мм), которая устанавливается более выпуклой поверхностью к лазерному пучку (положение 1). Если эту линзу повернуть на 180° , то глубина проплавления уменьшится (положение 2). Близкий к идеальному результат также можно получить при использовании выпукло-плоской линзы (положение 3). Применение выпукло-вогнутой линзы также снижает глубину проплавления за счет увеличения сферических аберраций

(положение 4). Наименьшая глубина проплавления характерна для плоско-выпуклой линзы (положение 5), которая существенно отличается от всех предыдущих случаев.

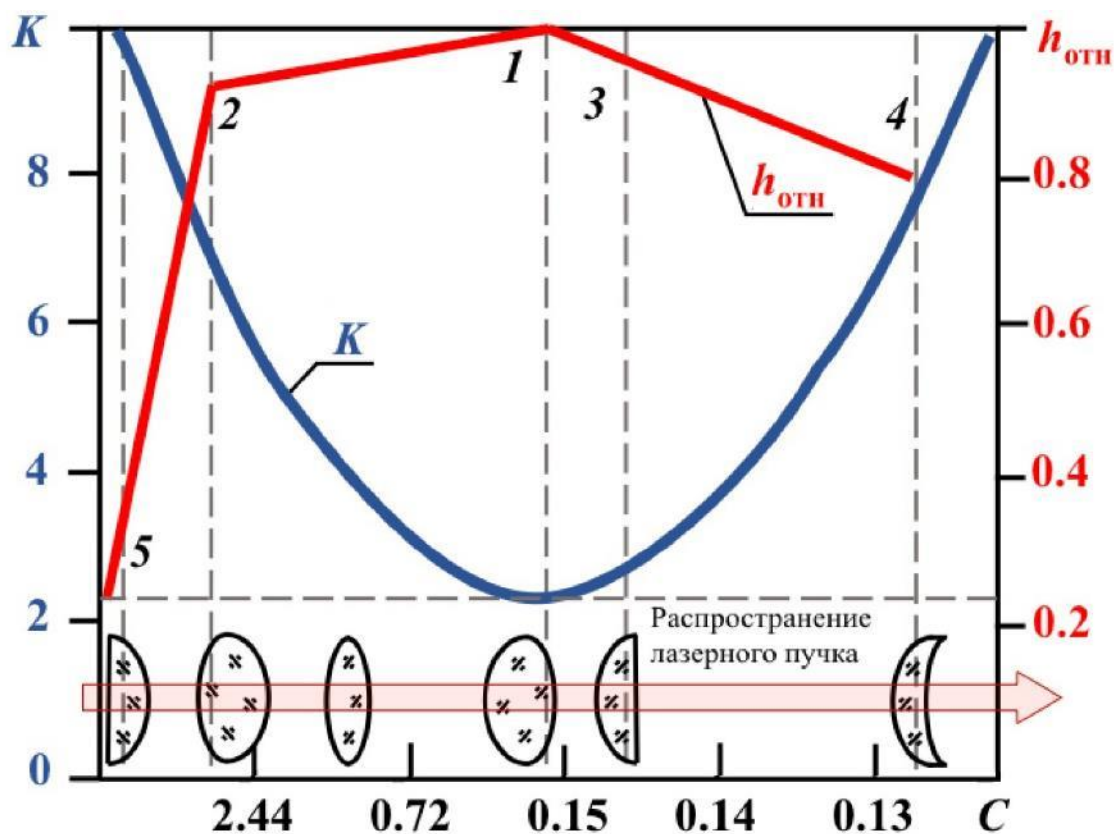


Рис. 3.13. Изменение сферической aberrации K линзы и относительной глубины проплавления $h_{отп}$ в зависимости от формы фокусирующей линзы, задаваемой параметром C [22]

3.5. Другие виды aberrаций

Aberrации являются побочным результатом использования линз и вносят искажения в форму лазерного пятна и профиль интенсивности в его сечении. Сферические aberrации связаны с формой обеих поверхностей линзы, поэтому так важным является ее размещение относительно распространения лазерного пучка. Кроме формы линзы, на aberrации лазерного пучка оказывает влияние ее расположение относительно оптической оси.

Кома лазерного пучка возникает при его падении под углом к линзе, когда проходящие через нее лучи не собираются в одной точке (рис. 3.14). Объектив с исправленной комой называют апланатом (aplan). Кому можно исправить:

- выставлением линзы перпендикулярно к оптической оси;
- юстировкой положения лазерного пучка относительно линзы;
- диафрагмированием лучей, попадающих под углом на линзу.

Астигматизм проявляется, когда падающий на линзу лазерный пучок не проходит через центр линзы. Это явление, при котором происходит искажение формы преломляющей поверхности, например, от сферы к овалу. Саггитальные и тангенциальные лучи будут иметь различные фокусы, образуя овалы вместо кружков (рис. 3.14). Астигматизм можно исправить:

- совмещением центра линзы с оптической осью лазерного пучка;
- юстировкой положения лазерного пучка относительно линзы.

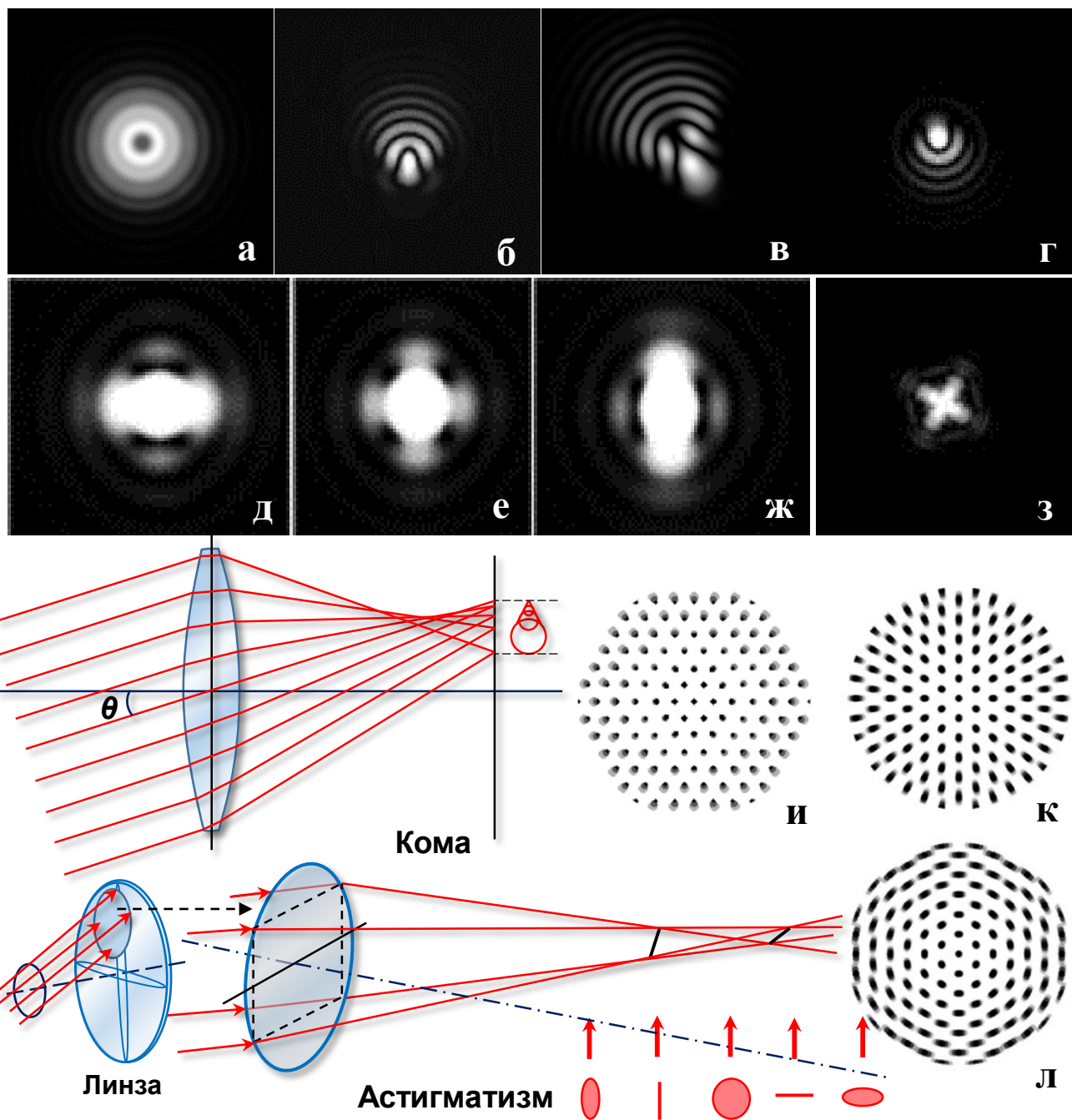


Рис. 3.14. Профиль пучка: без комы и астигматизма (а); кома: падение на линзу снизу-вверх (б), с нижнего правого в верхний левый угол (в), сверху вниз (г), различные варианты астигматизма (д – з); поле изображения в случае комы на краях (и), тангенциального (к) и саггитального (л) астигматизма

Лекция 4.

Преобразование лазерных пучков системой линз

Оптические системы, состоящие из двух и более сферических линз, как положительных, так и отрицательных, находят широкое применение в лазерной технике и лазерных технологиях. Телескопы применяются для изменения размера лазерного пучка; коллиматоры – для его расходимости; объективы – для фокусировки лазерного пучка в пятно малых размеров. Динамические трехлинзовые системы с перемещаемой второй линзой применяются для изменения положения перетяжки пучка после системы вдоль оптической оси (фокусаторы, системы с автофокусом), а также для коррекции расходимости лазерного пучка (рис. 4.1).

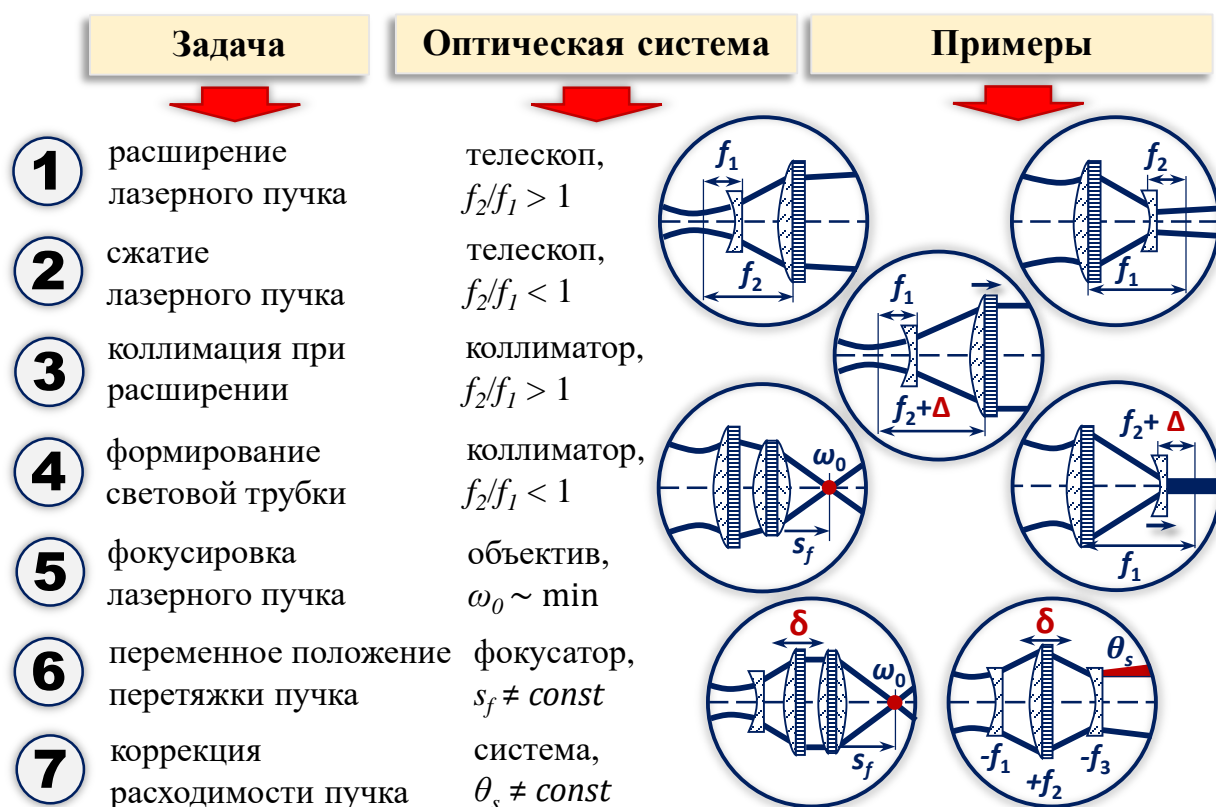


Рис. 4.1. Оптические системы и задачи, которые решаются с их применением

В телескопах расстояние между линзами строго равно сумме фокусных расстояний этих линз. По этой причине расходящийся перед телескопом лазерный пучок, часто после системы также остается расходящимся, изменяя при этом размер перетяжки пучка и угол расходимости. Если первой в системе стоит короткофокусная линза, а второй – длиннофокусная ($f_1 < f_2$), то телескоп

работает на **расширение лазерного пучка** – размер перетяжки после системы увеличивается, а угол его расходимости уменьшается в соответствии с инвариантом Лагранжа-Гельмгольца ($\omega_0 \sim 1/\theta$). При обороте системы, когда первой линзой будет длиннофокусная, а второй – короткофокусная ($f_1 > f_2$), после телескопа произойдет уменьшение поперечного размера пучка, или его **сжатие** – размер перетяжки после системы уменьшается, а угол расходимости увеличивается. Телескоп в этом случае работает в обратном ходе лучей.

В **коллиматорах** первая линза всегда короткофокусная, вторая – длиннофокусная ($f_1 < f_2$), а расстояние между линзами немного отличается от суммы их фокусных расстояний. Смещение второй линзы относительно первой в телескопе приводит к изменению угла расходимости лазерного пучка, т.е. его **коллимации** после системы. Угол расходимости пучка значительно уменьшается, а в некоторых случаях он меняет свой знак, т.е. пучок из слабо расходящегося становится слабо сходящимся. При этом перетяжка пучка из мнимой превращается в действительную и формируется вдали от второй линзы. Если телескоп разместить в обратном ходе лучей, когда $f_1 > f_2$, а вторую – короткофокусную линзу – сместить относительно первой, то можно добиться **формирования световой трубки** после системы. Размер перетяжки лазерного пучка на выходе уменьшится, а угловая расходимость возрастет, перетяжка из мнимой станет действительной и разместится на конечном расстоянии от второй линзы.

Фокусировка лазерного пучка двухлинзовой системой осуществляется, если расстояние z между линзами больше суммы их фокусных расстояний ($z > f_1 + f_2$) либо меньше фокусного расстояния первой положительной линзы, когда вторая линза размещается в сходящемся лазерном пучке ($z < f_1$). В первом случае при увеличении расстояния между линзами перетяжка лазерного пучка после системы приближается к фокальной плоскости второй линзы. Во втором случае расстояние от второй линзы до перетяжки пучка меньше фокусного расстояния первой линзы ($s < f_1, f_2 > 0$), если вторая линза положительная, и больше фокусного расстояния f_1 ($s > f_1, f_2 < 0$), если вторая линза отрицательная. В редких случаях в фокусирующей системе из двух линз первая линза будет отрицательной. Тогда первая линза должна быть длиннофокусной, а вторая – короткофокусной, т.е. $|f_1| \gg f_2$, в противном случае лазерный пучок остается расходящимся после системы. Двух- и трехлинзовые системы, где линзы размещены близко друг к другу, представляют собой объективы, которые позволяют сфокусировать лазерный пучок большого диаметра в пятно малых размеров. Причина в том, что размер входного зрачка

в таких системах больше размера выходного зрачка. В отличие от объективов, применяемых в оптической микроскопии, лазерные объективы проще по своей конструкции, так как в них не требуется исправления хроматических aberrаций. Поэтому лазерные объективы также могут строить изображение предметов, но качество изображения здесь будет хуже.

В технологиях, где лазерная обработка происходит на различных расстояниях от оптической системы, требуется подстраивать положение фокального пятна на обрабатываемой поверхности. В таких случаях применяются **фокусаторы**, или **системы с автофокусом**. Обычно, это трех-, или четырехлинзовые системы, где вторая линза перемещается и корректирует расходимость лазерного пучка, а с помощью последней линзы в системе происходит фокусировка лазерного пучка. Перемещение линзы приводит к тому, что перетяжка лазерного пучка перемещается вдоль оптической оси. В некоторых случаях требуется **корректировать расходимость** лазерного пучка без существенных изменений его размера. Для этой задачи применяются трехлинзовые системы, где вторая положительная линза перемещается между двумя отрицательными линзами, тем самым изменяя расходимость лазерного пучка после системы (рис. 4.1).

В лазерной технике распространена как система Кеплера, так и система Галилея. Применение системы Галилея, один компонент которой – отрицательная линза, является более предпочтительным по нескольким причинам. Это уменьшение габаритов системы, исключение действительной перетяжки между линзами, где могла бы достигаться высокая плотность мощности, возможность взаимной коррекции сферических aberrаций отрицательного и положительного компонентов. Телескопы системы Галилея применяются для преобразования ультракоротких лазерных импульсов, так как между линзами в такой системе отсутствует действительная перетяжка пучка, где может происходить оптический пробой в воздухе и формирование филамента. К преимуществам системы Кеплера можно отнести простоту юстировки и меньшую себестоимость изготовления положительных линз. Телескопы и коллиматоры часто применяются для трансляции лазерного пучка до фокусирующей оптики, в качестве осветительных систем в микропроекторных схемах, а также в системах для коррекции профиля интенсивности пучка. Системы, формирующие световую трубку и фокусирующие лазерное излучение, применяются для обработки материалов.

4.1. Основные положения

Преобразование лазерного пучка системой отдельно стоящих сферических линз осуществляется последовательным применением выражений (3.8)-(3.12) в соответствии с их расположением относительно перетяжек пучка. Каждая линза в системе последовательно преобразовывает лазерный пучок, формируя его действительную или мнимую перетяжку. Действительная перетяжка формируется положительной линзой ($f > 0$) и располагается справа от нее, мнимой будет перетяжка после отрицательной линзы ($f < 0$) и расположится слева от нее. Лазерный пучок в i -ой перетяжке характеризуется: радиусом ω_{0i} , расходимостью θ_i , длиной Рэлея z_{Ri} и каустикой l_{fi} . Исходной перетяжке пучка присваивается индекс $i = 1$. Расстояния s_i и s_{i+1} описывают положение перетяжек пучка относительно плоскости расположения i -ой линзы до и после преобразования, соответственно. Расстояние между линзами z_{i+1} характеризует тип оптической системы и связано с положением перетяжек выражением (4.5). Если воспользоваться инвариантом Лагранжа-Гельмгольца (3.3) и выражениями (3.8)-(3.12), то можно определить связь этих характеристик между собой для каждой i -ой перетяжки пучка в системе линз. Эти выражения приведены ниже.

Радиус перетяжки	$\omega_{0(i+1)} = \omega_{01} \prod_{i=1} \Gamma_i = \frac{M^2 \lambda}{\pi \theta_{i+1}}$	(4.1)
-------------------------	---	-------

Угол расходимости	$2\theta_{i+1} = 2\theta_1 \prod_{i=1} \frac{1}{\Gamma_i} = 2 \frac{M^2 \lambda}{\pi \omega_{0(i+1)}}$	(4.2)
--------------------------	--	-------

Длина Рэлея	$2z_{R(i+1)} = 2z_{R1} \prod_{i=1} \Gamma_i^2 = 2 \frac{\pi \omega_{0(i+1)}^2}{M^2 \lambda}$	(4.3)
--------------------	--	-------

Положение перетяжек относительно линзы	$(s_{2i} - f_i) = \Gamma_i^2 (s_{2i-1} - f_i)$	(4.4)
---	--	-------

Расстояние между линзами	$z_{i+1} = s_{2i} + s_{2i+1}, \quad i = 1, 2, \dots$	(4.5)
---------------------------------	--	-------

Увеличение i линзы	$\Gamma_i = \frac{ f_i }{\sqrt{(s_{2i-1} - f_i)^2 + z_{Ri}^2}}$	(4.6)
--	---	-------

Для телескопов величина $z_{i+1} = f_i + f_{i+1}$, поэтому фокальные плоскости первой и второй линз совмещены и $s_2 + s_{3t} = f_1 + f_2$ (рис. 4.2). Чтобы $s_2 = f_1$, первая линза должна располагаться вдали от выходного окна лазера ($z_1 \gg f_1$).

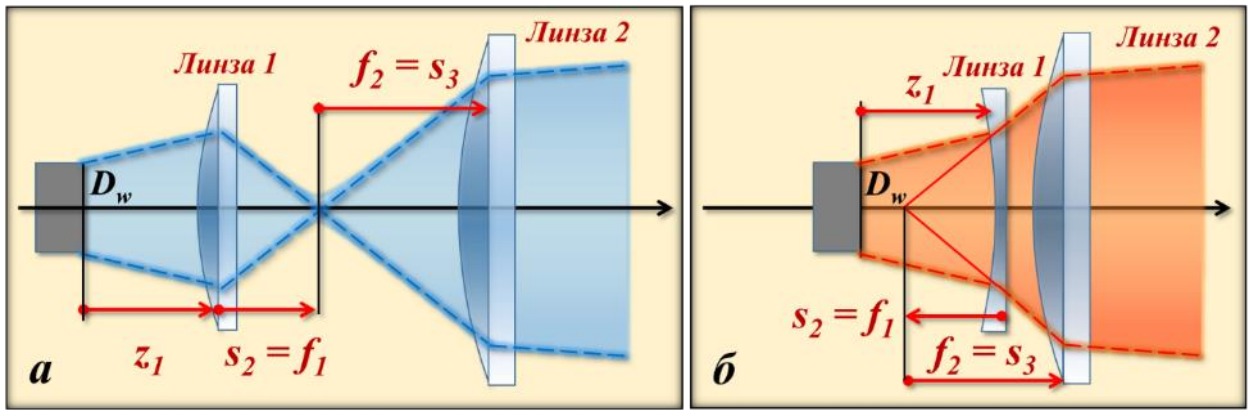


Рис. 4.2. Телескопы системы Кеплера (а) и Галилея (б)

Оптические системы характеризуются через:

угловое увеличение $\gamma_{sum} = \frac{\theta_{i+1}}{\theta_1} = \prod_{i=1} \frac{1}{\Gamma_i},$ (4.7)

линейное увеличение в перетяжках $\beta_{sum} = \frac{\omega_{0(i+1)}}{\omega_{01}} = \prod_{i=1} \Gamma_i,$ (4.8)

продольное увеличение в ближней зоне $\alpha_{sum} = \frac{z_{R(i+1)}}{z_{R1}} = \prod_{i=1} \Gamma_i^2.$ (4.9)

Из соотношения Лагранжа-Гельмгольца можно установить следующую связь между увеличениями

$$\beta_{sum} = \frac{1}{\gamma_{sum}} = \sqrt{\alpha_{sum}}. \quad (4.10)$$

В геометрическом приближении линейное увеличение телескопа совпадает с его видимым увеличением, равным $\Gamma_t = |f_2/f_1|$, следовательно,

$$\beta_t = \Gamma_1 \Gamma_2 = |f_2 / f_1|. \quad (4.11)$$

Однако выражение (4.11) выполняется только когда расстояние между линзами строго равно $z_2 = f_1 + f_2 = s_2 + s_{3t}$. Чтобы произведение увеличений от двух линз в телескопе соответствовало отношению их фокусных расстояний, т.е. $\Gamma_1 \Gamma_2 = |f_2 / f_1|$, необходимо вторую линзу разместить на расстоянии s_{3t} от второй перетяжки, равном

$$s_{3t} = f_1 + f_2 - s_2 = f_2 - f_1^2 \frac{(s_1 - f_1)}{(s_1 - f_1)^2 + z_{R1}^2}. \quad (4.12)$$

Если первая линза размещена вдали от исходной перетяжки пучка, т.е. $(s_1 - f_1) \gg z_{R1}$, то $s_{3t} = f_2 - f_1^2/(s_1 - f_1)$. В этом случае выполняется геометрическое приближение, а увеличение упрощается до вида (3.17).

Из практического использования телескопов в установках для лазерной обработки известно, что значение γ_{sum} нецелесообразно выбирать свыше 0.125-0.100 [9]. Большие значения γ_{sum} приводят к необходимости увеличения диаметра фокусирующей линзы, располагаемой после телескопа, и, соответственно, к увеличению вклада абберационных искажений, препятствующих формированию качественной зоны обработки.

4.2. Габариты оптической системы

Расстояния между оптическими элементами, в данном случае между линзами, было принято обозначать $z_{i+1} > 0$, которые всегда положительные. При этом к продольным размерам системы не относятся расстояния z_0 (от исходной перетяжки внутри эквивалентного резонатора до выходного окна лазера) и z_1 (от выходного окна лазера до первой линзы в системе). В отличие от расстояний z_{i+1} , расстояния между перетяжкой и линзой s_{2i-1} , а также линзой и следующей перетяжкой s_{2i} могут быть как положительными, так и отрицательными. Здесь выполняется правило знаков из геометрической оптики. Отрицательные значения указывают на расположение перетяжки пучка слева от линзы, когда эта перетяжка будет мнимой. Положительные значения указывают на расположение перетяжки справа от линзы, тогда эта перетяжка будет действительной. Лазерное излучение всегда распространяется слева направо. Расстояние между линзами z_{i+1} определяет тип системы, например: для телескопов $z_2 = f_1 + f_2$, для объективов из двух положительных линз $z_2 < f_1$ и т.д. Общая длина оптической системы вычисляется как сумма

$$L = \sum_{i=1} z_{i+1}, \quad (4.13)$$

куда не входят расстояния z_0 и z_1 . Оптические системы, состоящие из отрицательных и положительных линз, всегда более компактны по сравнению с аналогичными системами, состоящими только из положительных линз. Существуют два ограничения на продольные размеры системы. Во-первых, расстояние между i и $(i+1)$ линзами не должно быть меньше суммы их полутолщин h_i и h_{i+1} на оптической оси:

$$z_{i+1} > 0.5(h_i + h_{i+1}), \quad i = 1, 2, \dots \quad (4.14)$$

В противном случае линзы просто невозможно будет расположить в системе.

Во-вторых, размер лазерного пятна на $(i+1)$ линзе не должен превышать ее диаметр $D_{L(i+1)}$, т.е.

$$z_{i+1} < s_{2i} + z_{R(i+1)} \sqrt{\left(0.5D_{L(i+1)}/\omega_{0(i+1)}\right)^2 - 1}. \quad (4.15)$$

При невыполнении этого условия будет происходить диафрагмирование лазерного пучка на апертуре линзы, что приведет к высоким сферическим aberrациям лазерного пучка и уширению его перетяжки после линзы.

Поперечные размеры оптической системы определяются размером элементов в ней и, как было показано ранее, имеют ограничение по размеру лазерного пятна на этих элементах. Так, диаметр лазерного пятна d_{Li} на i -ой линзе в оптической системе не должен превышать ее диаметр D_{Li} . Для этого вычисляется отношение диаметра лазерного пятна на линзе к диаметру этой линзы

$$b_s = \frac{2\omega_{0i}}{D_{Li}} \sqrt{1 + \left(\frac{s_{2i-1}}{z_{Ri}}\right)^2}, \quad 0 < b_s < 1. \quad (4.16)$$

Чем меньше значение b_s , тем меньше будут сферические aberrации лазерного пучка. После размещения линз в оптической системе следует оценить размер лазерного пятна на них и сравнить с условием (4.16).

Расчет оптической системы начинается с определения расстояния

$$z_0 = \frac{M^2 \lambda}{\pi \theta_1^2} \sqrt{\left(\frac{D_w}{2} \frac{\pi \theta_1}{M^2 \lambda}\right)^2 - 1}, \quad (4.17)$$

для чего из паспортных данных достаточно знать расходимость лазерного пучка θ_1 , длину волны излучения λ , диаметр пучка на выходном окне лазера D_w и его качество M^2 . Далее определяется расстояние s_1 от исходной перетяжки пучка в эквивалентном резонаторе до первой линзы: $s_1 = z_0 + z_1$, где величина z_1 выбирается таким образом, чтобы волновой фронт лазерного излучения на первой линзе был плоским, т.е.

$$\begin{cases} s_1 \gg z_{R1}, \\ \left(z_{R1}/s_1\right)^2 \approx 0. \end{cases} \quad (4.18)$$

Затем определяется назначение системы. Телескоп следует размещать как можно дальше от выходного окна лазера при выполнении условия $s_1 \gg f_1$. В этом случае расстояние $s_2 \approx f_1$ и $s_3 \approx f_2$, а третья перетяжка будет на расстоянии s_4 слева от второй линзы, т.е. мнимой. Для коллиматора величина s_4 достаточно большая, поэтому первую линзу можно размещать вблизи выходного окна лазера, т.е. $s_1 \sim z_0$. В этом случае расстояние s_2 , как правило, не равно

фокусному расстоянию 1-й линзы, т.е. $s_2 \neq f_1$. Иногда выбор делается в пользу уменьшения габаритов оптической системы, т.е. размещение ближе к лазеру, но чаще в пользу параметров крайней перетяжки, среди которых важными являются:

- радиус перетяжки пучка (ω_0 или $d_0/2$);
- длина каустики ($2l_0$);
- аспектное отношение (A_o);
- рабочее расстояние FWD.

Величину FWD для систем, фокусирующих лазерное излучение, также называют свободным рабочим расстоянием «free working distance». Однако стоит отметить, что для объективов в оптической микроскопии такое же название носит расстояние от фронтальной линзы до плоскости четкого изображения предмета. Для предотвращения путаницы такое расстояние будем называть объектным рабочим расстоянием «objective working distance» (OWD), где $FWD \leq OWD$ (рис. 4.3).

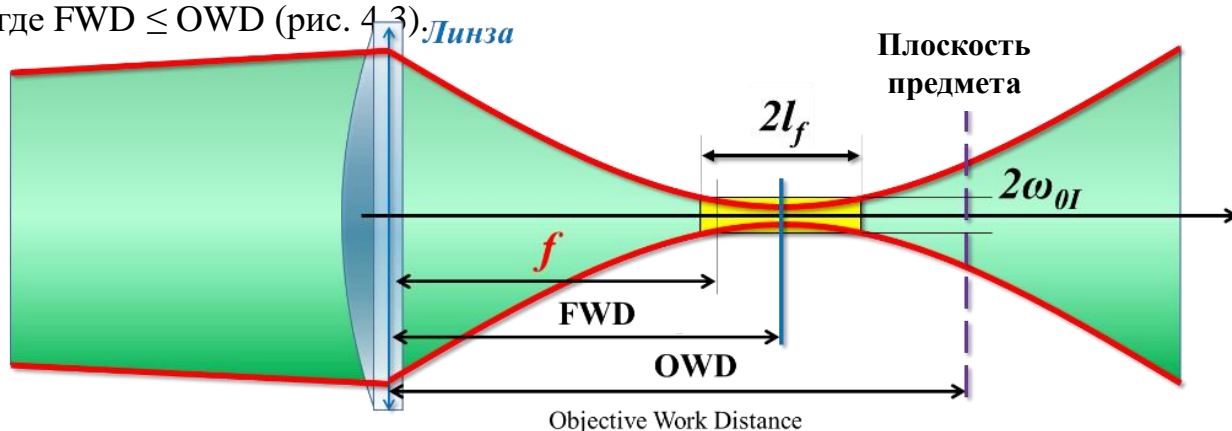


Рис. 4.3. Перетяжка пучка после фокусирующей системы

Аспектное отношение представляет собой отношение продольного размера перетяжки к поперечному, т.е.

$$A_o = \frac{l_0}{\omega_0} = a \frac{\pi \omega_{0i}}{M^2 \lambda} = \beta_{sum} a \frac{\pi \omega_{01}}{M^2 \lambda}, \quad (4.19)$$

где $a_{5\%} = 0.32$, $a_{1\%} = 0.142$.

4.3. Расширение лазерного пучка

Рассмотрим задачу по расширению лазерного пучка и уменьшению его расходимости в соответствии с выражением (3.3). Первая линза может быть как положительной (в системе Кеплера на рис. 4.4.а), так и отрицательной (в системе Галилея на рис. 4.4.б), но всегда будет короткофокусной, т.е. $|f_1| < f_2$.

Вторая линза всегда будет положительной, а увеличение системы: $\beta_{sum} > 1$.

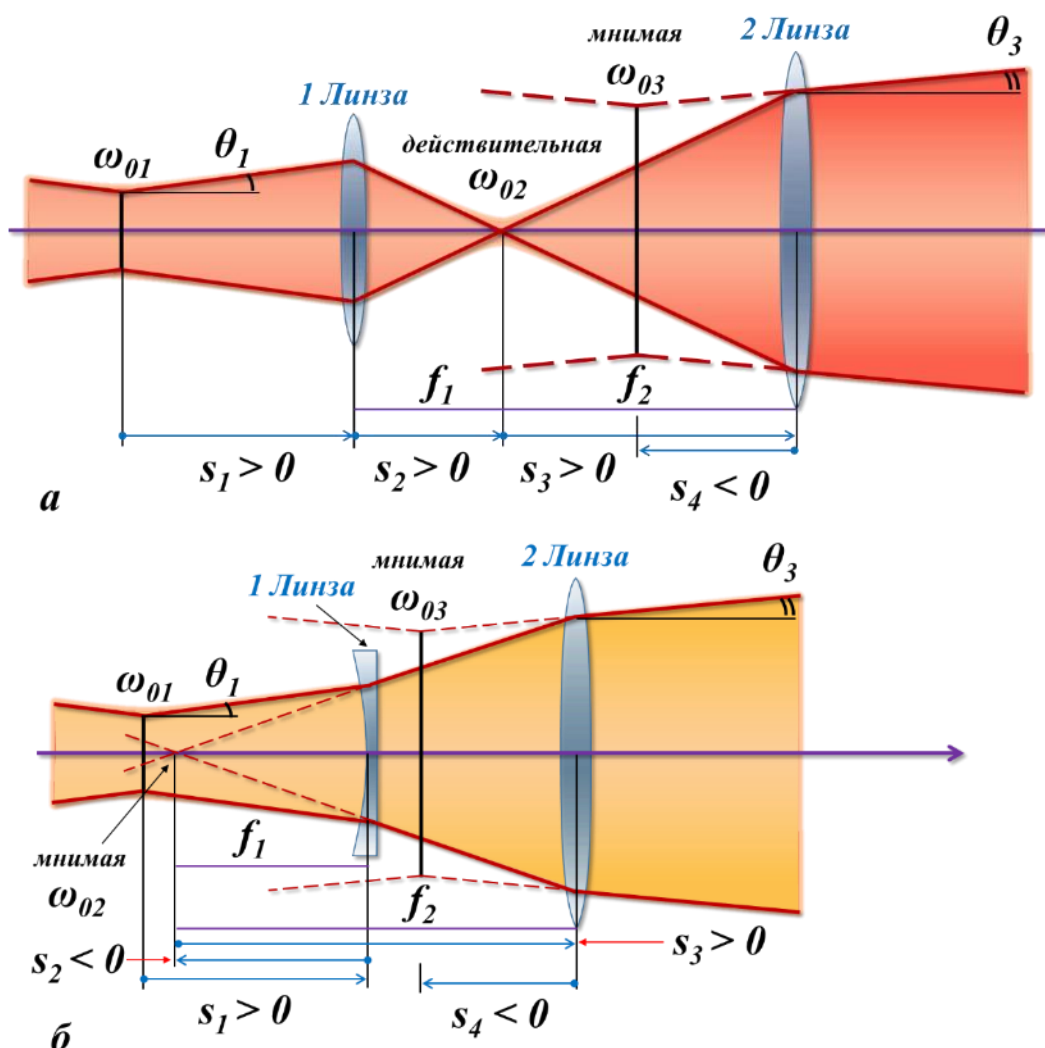


Рис. 4.4. Расширение пучка телескопом в системе Кеплера (а), Галилея (б)

Рассмотрим случай, когда требуется собрать телескоп с увеличением $\beta_{sum} = 2.5$ для лазерного пучка со следующими характеристиками: длиной волны $\lambda = 1064$ нм, качеством $M^2 = 1.2$, углом расходимости $\theta_1 = 1.5$ мрад и диаметром пучка на выходном окне лазера $D_w = 5.5$ мм.

Алгоритм вычислений:

1. С помощью выражений (1.16) и (1.18) вычисляются характеристики исходной перетяжки пучка: $\omega_{01} = 271$ мкм и $z_{R1} = 180.6$ мм.
2. По выражению (4.17) определяется расстояние $z_0 = 1.824$ м, а затем с учетом условий (4.18) выбирается расстояние $s_1 = z_0 + z_1 = 3$ м, где $(z_{R1}/s_1)^2 = 0.0036$.
3. По каталогу выбирается пара коммерчески доступных линз, размещение которых на расстоянии $z_2 = f_1 + f_2$ друг от друга обеспечит увеличение $\beta_t = |f_2/f_1| = 2.5$. При выборе линзы учитывается ее материал, просветляющее покрытие

на выбранную длину волны лазерного излучения, а также диаметры линз D_{L1} и D_{L2} и их толщины на оптической оси h_1 и h_2 , соответственно.

Выберем пару плосковыпуклых линз, изготовленных из плавленого кварца (UV fused silica, plano-convex lenses, thorlabs optics), с параметрами (рис. 4.5):

LA4647, $f_1 = 20$ мм, $D_{L1} = 12.7$ мм, $h_{1c} = 4.3$ мм, $h_{1e} = 1.8$ мм, $R_1 = 9.2$ мм;

LA4148, $f_2 = 50$ мм, $D_{L2} = 25.4$ мм, $h_{2c} = 5.8$ мм, $h_{2e} = 2.0$ мм, $R_2 = 23$ мм.

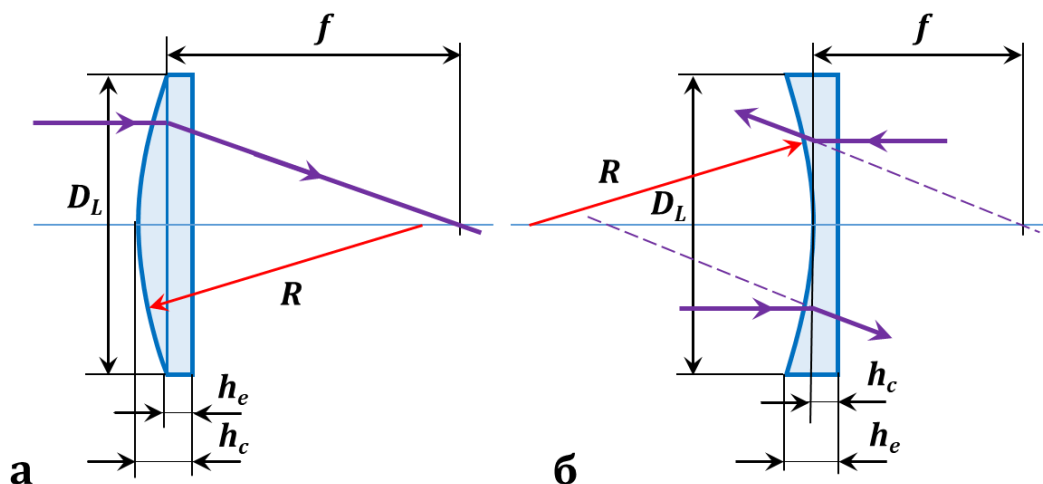


Рис. 4.5. Параметры линзы плосковыпуклой (а) и плосковогнутой (б) формы

4. По выражению (4.16) определяется величина $b_s = 0.71$ как отношение диаметра лазерного пятна на 1-й линзе $d_{L1}(s_1) = 9.02$ мм к диаметру этой линзы $D_{L1} = 12.7$ мм. Величина $b_s < 1$, но достаточно высокая, чтобы привести к сферическим aberrациям.

5. Рассмотрим систему Кеплера с двумя положительными линзами и вычислим увеличение первой линзы по выражению (4.6), которое равно $\Gamma_1 = 6.698 \cdot 10^{-3}$.

6. По выражению (4.4) вычисляется расстояние s_2 от первой линзы до второй перетяжки пучка, которое при размещении линзы вдали от исходной перетяжки приближается к ее фокусному расстоянию, т.е. $s_2 \sim f_1$. В итоге, получаем $s_2 = 20.134$ мм.

7. По выражению (4.12) определяется расстояние s_{3t} от второй перетяжки пучка до второй линзы в телескопе, которое равно $s_{3t} = 49.866$ мм.

8. Определяется расстояние между линзами $z_2 = s_{3t} + s_2 = f_1 + f_2$ ($z_2 > 0$), которое равно $z_2 = 70$ мм.

9. По выражению (4.16) определяется величина $b_s = d_{L2}/D_{L2} = 0.88$, где $D_{L2} = 25.4$ мм и $d_{L2}(s_{3t}) = 22.33$ мм, которое вычисляется по выражению

$$d_{L2} = 2\Gamma_1 \omega_{01} \sqrt{1 + \left(\frac{s_{3t}}{\Gamma_1^2 z_{R1}} \right)^2}. \quad (4.20)$$

10. По выражению (4.6) находится увеличение второй линзы в телескопе $\Gamma_2 = 373.235$, которое для второй линзы примет следующий вид:

$$\Gamma_2 = \frac{|f_2|}{\sqrt{(s_{3t} - f_2)^2 + \Gamma_1^4 z_{R1}^2}}. \quad (4.21)$$

Как видно, произведение $\Gamma_1 \Gamma_2 = 2.5 = \beta_t$.

11. По выражениям (4.1 – 4.3) находятся радиус перетяжки, расходимость и длина Рэлея для второй и третьей перетяжек лазерного пучка:

$$\omega_{02} = \Gamma_1 \omega_{01} = 1.8 \text{ мкм}, \theta_2 = \theta_1 / \Gamma_1 = 223.9 \text{ мрад}, z_{R2} = \Gamma_1^2 z_{R1} = 8.1 \text{ мкм};$$

$$\omega_{03} = \Gamma_1 \Gamma_2 \omega_{01} = 677.4 \text{ мкм}, \theta_3 = \theta_1 / (\Gamma_1 \Gamma_2) = 0.6 \text{ мрад}, z_{R3} = (\Gamma_1 \Gamma_2)^2 z_{R1} = 1.13 \text{ м}.$$

12. По выражению (4.4) для случая $i = 2$ находим расстояние s_4 от третьей перетяжки до второй линзы, которое принимает следующий вид:

$$s_4 = \Gamma_2^2 (s_{3t} - f_2) + f_2, \quad (4.22)$$

и равно $s_4 = -18.578$ м. Величина $s_4 < 0$ указывает на то, что третья перетяжка мнимая и размещается слева от второй линзы. В случае расходящегося пучка на входе в телескоп, на выходе из него перетяжка пучка, как правило, мнимая. Найдем размер лазерного пятна на второй линзе через распространение пучка от третьей перетяжки по выражению

$$d_{L2}^* = 2\beta_t \omega_{01} \sqrt{1 + \left(\frac{s_4}{\beta_t^2 z_{R1}} \right)^2}, \quad (4.23)$$

которое равно $d_{L2}^* = 22.33$ мм, что полностью соответствует величине d_{L2} . Это справедливо, так как размер лазерного пятна падающего и преобразованного линзой пучка на ней должен иметь одно и тоже значение.

13. По выражениям (4.7 – 4.9) найдем увеличения системы: линейное $\beta_t = 2.5$, угловое $\gamma_t = 1/\beta_t = 0.4$ и продольное $\alpha_t = \beta_t^2 = 6.25$, соответственно.

14. Длина оптической системы равна $L = z_2 = f_1 + f_2 = 70$ мм. Рассмотрим систему Галилея, где первую положительную линзу заменим на отрицательную. Выберем плосковогнутую линзу из плавленого кварца (UV fused silica, plano-concave lens, thorlabs optics), с параметрами (рис. 4.5):

$$LC4924, f_1 = -20 \text{ мм}, D_{L1} = 12.7 \text{ мм}, h_{1c} = 2.0 \text{ мм}, h_{1e} = 4.5 \text{ мм}, R_1 = -9.2 \text{ мм}.$$

Поскольку изменилось фокусное расстояние первой линзы, то потребуется пересчитать ее увеличение $\Gamma_1 = 6.61 \cdot 10^{-3}$, расстояния $s_2 = -19.868$ мм и $s_{3t} = 49.868$ мм, а также увеличение второй линзы $\Gamma_2 = 378.226$ и расстояние $s_4 = -18.828$ м. Как видно, расстояние $s_2 < 0$ и вторая перетяжка будет мнимой, а вот значения Γ_1 , s_{3t} , Γ_2 и s_4 практически не меняются после

замены линзы. Причина в том, что выполняется условие $s_1 \gg |f_1|$, и разность $(s_1 - f_1)$ в выражениях (4.4), (4.6), (4.12) и (4.21) слабо изменяется при замене положительных значений f_1 на отрицательные.

Практически не изменится и размер лазерного пятна на линзах. Поскольку $s_2 < 0$ и $s_4 < 0$, то в системе будут отсутствовать действительные перетяжки лазерного пучка. Расстояние между линзами в системе уменьшится и, соответственно, уменьшится ее длина, которая станет равной $L = z_2 = 30$ мм.

4.4. Сжатие лазерного пучка

Если телескоп расположить в обратном ходе лучей, где $f_1 > 0$ и $f_1 > |f_2|$, то он будет работать на уменьшение. Вторая линза может быть как отрицательной, так и положительной (рис. 4.6). Увеличение системы в этом случае варьируется в диапазоне $0 < \beta_{sum} < 1$. Рассмотрим систему, где вторая линза будет отрицательная, а увеличение системы должно быть $\beta = 0.25$. Характеристики лазерного пучка возьмем из предыдущего примера.

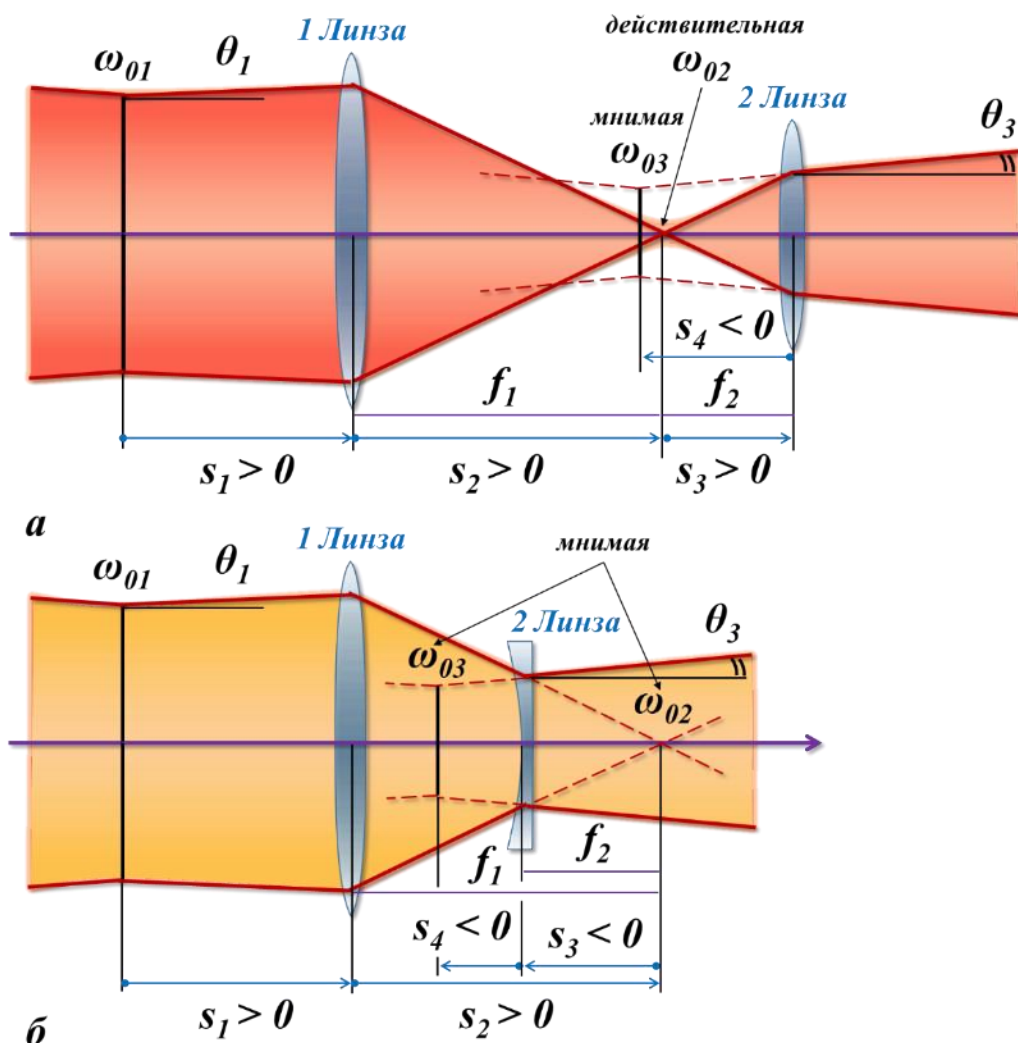


Рис. 4.6. Сжатие пучка телескопом в системе Кеплера (а) и Галилея (б)

Алгоритм вычислений:

1. Вычисления начинаются с определения характеристик пучка в исходной перетяжке и расстояния от нее до первой линзы. Возьмем данные из п. 1 и п. 2 предыдущего примера: $\omega_{01} = 271$ мкм, $z_{R1} = 180.6$ мм, $z_0 = 1.824$ м, $s_1 = 3$ м.

2. Выбирается пара линз, размещение которых на расстоянии $z_2 = f_1 + f_2$ друг от друга обеспечит увеличение $\beta_t = |f_2/f_1| = 0.25$. Если не удастся найти пару линз, удовлетворяющих этому условию, то выбираются две линзы, дающие в системе телескопа близкое по значению увеличение, например, $\beta_t = 0.3$ (UV fused silica, thorlabs optics):

LA4380, $f_1 = 100$ мм, $D_{L1} = 25.4$ мм, $h_{1c} = 3.8$ мм, $h_{1e} = 2.0$ мм, $R_1 = 46.0$ мм;

LC4796, $f_2 = -30$ мм, $D_{L2} = 12.7$ мм, $h_{1c} = 3.0$ мм, $h_{1e} = 4.5$ мм, $R_2 = -13.8$ мм.

3. Оценим размер лазерного пятна на первой линзе, для чего по выражению (4.16) определим величину $b_s = d_{L1}(s_1) / D_{L1} = 9.0$ мм/25.4 мм = 0.35. Величина $b_s < 0.5$ достаточно низкая, так что лазерный пучок приходит на центральную часть линзы, где сферические aberrации минимальны.

4. Найдем увеличение первой линзы по выражению (4.6), равное $\Gamma_1 = 0.034$.

5. По выражению (4.4) вычисляется расстояние s_2 от первой линзы до второй перетяжки пучка, равное $s_2 = 103.43$ мм. Расстояние $s_2 > 0$, поэтому вторая перетяжка пучка будет действительной и разместится справа от первой линзы.

6. Найдем характеристики второй перетяжки пучка: $\omega_{02} = \Gamma_1 \omega_{01} = 9.3$ мкм, $\theta_2 = \theta_1/\Gamma_1 = 43.6$ мрад, $z_{R2} = \Gamma_1^2 z_{R1} = 0.214$ мм.

7. Вычислим расстояние s_3 от второй перетяжки пучка до второй линзы. Воспользуемся условием, что увеличение системы линз равно произведению увеличений каждой линзы в системе: $\beta = \Gamma_1 \Gamma_2(s_3)$, где увеличение первой линзы Γ_1 является постоянной величиной, так как она не перемещается, а увеличение второй линзы Γ_2 зависит от ее расположения, т.е. от расстояния s_3 в соответствии с выражением (4.6) для $i = 2$. В итоге получаем

$$s_3 = f_2 + \Gamma_1 \sqrt{\frac{f_2^2}{\beta^2} - \Gamma_1^2 z_{R1}^2}, \quad (4.24)$$

С учетом $\beta = 0.25$, $f_2 = -30$ мм, $z_{R1} = 180.6$ мм и $\Gamma_1 = 0.034$ получаем $s_3 = -25.87$ мм. Тогда расстояние между линзами будет равно $z_2 = s_2 + s_3 = 77.56$ мм. При таком размещении линз ($z_2 < s_2$) вторая перетяжка пучка будет мнимой.

8. По выражению (4.6) для $i = 2$ найдем увеличение второй линзы, равное $\Gamma_2 = 7.26$, что должно соответствовать выражению $\Gamma_2 = \beta/\Gamma_1 = 7.27$.

9. Найдем расстояние s_4 от второй линзы до третьей перетяжки пучка по выражению (4.4), равное $s_4 = 187.37$ мм. Величина $s_4 > 0$ означает, что третья

перетяжка пучка после системы будет действительной и разместится справа от второй линзы.

10. Определим увеличение системы: линейное $\beta = \Gamma_1 \Gamma_2 = 0.25$, угловое $\gamma = 1/\beta = 4$ и продольное $\alpha = \beta^2 = 0.063$, соответственно.

11. Оценим размер лазерного пятна на второй линзе d_{L2} по выражению (4.20), где вместо s_{3t} возьмем $s_3 = -25.87$ мм, после чего получим значение $d_{L2} = 2.256$ мм. Параметр $b_s = d_{L2} / D_{L2} = 2.256 \text{ мм} / 12.7 \text{ мм} = 0.178$. Величина b_s достаточно низкая, так что лазерный пучок падает на центральную часть линзы. Однако следует помнить, что малый размер лазерного пятна на линзе приводит к высокой плотности мощности на ней. Это чревато повреждением линзы и просветляющего покрытия при эксплуатации за счет термонапряжений, оптического пробоя, филаментации и т.д.

12. Найдем характеристики лазерного пучка в третьей перетяжке после второй линзы: $\omega_{03} = \beta \omega_{01} = 67.7$ мкм, $\theta_3 = \theta_1 / \beta = 6$ мрад, $z_{R3} = \beta^2 z_{R1} = 11.29$ мм.

13. Найдем длину каустики пучка в этой перетяжке по уширению лазерного пучка на 1% и на 5%, относительно радиуса перетяжки ω_{03} . В соответствии с выражениями (1.26) получаем: $2l_0(1\%) = 0.64z_{R3} = 7.23$ мм и $2l_0(5\%) = 0.284z_{R3} = 3.21$ мм.

14. Найдем аспектное отношение по выражению (4.19) при $a = 0.32$, т.е. для случая уширения пучка на 5%, относительно радиуса перетяжки, которое будет равно $A_0 = l_0(5\%) / \omega_{03} = 53.33$. Такое высокое аспектное отношение свидетельствует о формировании длинной в продольном сечении перетяжки пучка, что называют световой трубкой. Такими лазерными пучками удобно производить резку и сварку материалов, перфорацию сквозных отверстий, формирование глубоких отверстий и микроканалов. Снижаются требования к точности совмещения плоскости обработки с поверхностью обрабатываемого материала, так как на расстоянии 7.23 мм вдоль оптической оси в области перетяжки пучка интенсивность излучения изменяется от I_0 до $0.91I_0$.

15. Длина оптической системы будет равна $L = z_2 = s_2 + s_3 = 77.56$ мм. Система, рассмотренная в этом примере, не является телескопом, поэтому ее увеличение не равно $|f_2/f_1|$, а расстояние между линзами не будет равно $f_1 + f_2$. Смещение второй линзы относительно первой линзы по сравнению с их положением в телескопе, составило $z_2 - f_1 + f_2 = 7.56$ мм вправо от системы.

Световая трубка. Частным случаем применения телескопа, работающего в обратном ходе лучей (на сжатие пучка), является формирование световой трубки – перетяжки пучка с длинной каустикой ($A_0 \gg 1$). Для получения такой

перетяжки первая линза должна быть положительной и длиннофокусной, а вторая линза может быть как положительной, так и отрицательной, но в любом случае она должна быть короткофокусной, $f_1 > |f_2|$ (рис. 4.7). Получение световой трубки происходит путем смещения второй линзы в системе из положения телескопа, т.е. расстояние между линзами будет $z_2 > f_1 + f_2$. Тем самым происходит уменьшение угла расходимости пучка на выходе из системы, уменьшение размера перетяжки, которая будет формироваться на конечном расстоянии, справа от второй линзы. При изменении расстояния между линзами меняется увеличение Γ_2 , поэтому для пучка в режиме формирования световой трубки, по сравнению с положением этих же линз в режиме телескопа ($z_2 = f_1 + f_2$), свойственны следующие особенности:

1. Перетяжка световой трубки меньше перетяжки в телескопе, $\omega_{3tube} < \omega_{3t}$;
2. Длина Рэля существенно увеличивается, $z_{R3tube} \gg z_{R3t}$;
3. Расстояние от 2-й линзы до световой трубки будет положительным, $s_{4tube} > 0$.
4. Существенно растет аспектное отношение, $A_0 \gg 1$;

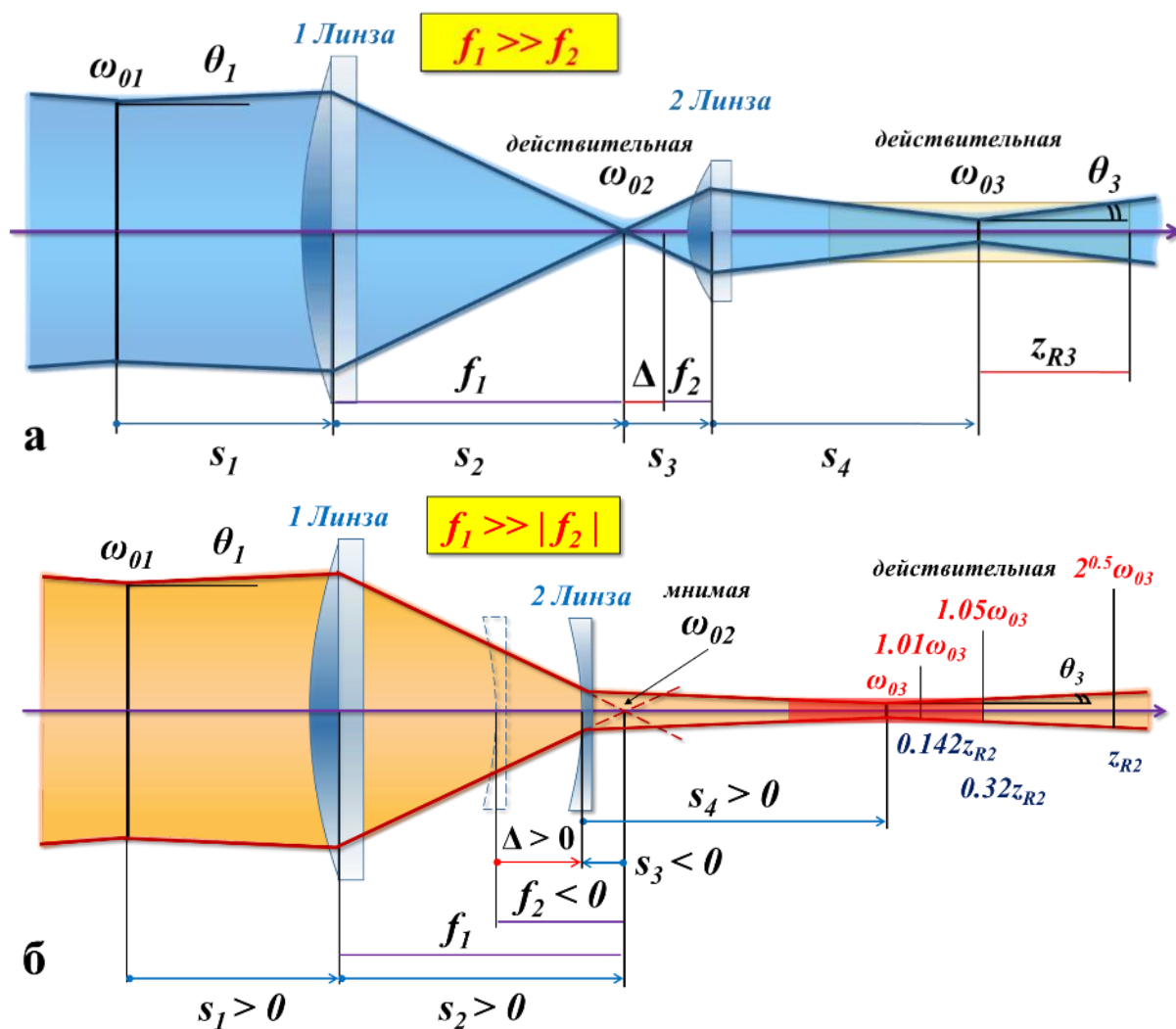


Рис. 4.7. Формирование световой трубки в системе Кеплера (а) и Галилея (б)

5. Уменьшается увеличение второй линзы, $\Gamma_{2tube} < \Gamma_2$, поэтому $\beta_{tube} < \beta_t$.

6. Увеличение первой линзы, характеристики второй перетяжки пучка и ее положение не меняются ($\Gamma_1, \omega_{02}, \theta_2, z_{R2}$ и $s_2 = const$).

Частным случаем формирования световой трубки является коллимация лазерного пучка в режиме его сжатия, когда формирование действительной перетяжки происходит на максимальном удалении от второй линзы (рис. 4.7). В этом случае расстояние между линзами z_2 максимально возможно для такого типа систем. Дальнейшее смещение 2-й линзы приведет к уменьшению радиуса перетяжки пучка, к еще большему уменьшению длины Рэлея и к увеличению расходимости пучка, т.е. такая система станет фокусирующей. Положение перетяжки пучка стремится к фокальной плоскости второй линзы (при $z_2 \gg f_1 + f_2$ получаем $s_4 \sim f_2$). Ограничением на дальнейшее смещений 2-й линзы станет размер лазерного пятна на ней, который в определенный момент начнет превышать размер линзы.

4.5. Коллимация лазерного пучка

Одним из применений телескопа, работающего на расширение пучка, является коллимация излучения, т.е. получение лазерных пучков с минимально возможной угловой расходимостью. В соответствии с инвариантом Лагранжа-Гельмгольца известно, что расходимость пучка обратно пропорциональна радиусу его перетяжки (см. выражение 3.3). Поэтому для уменьшения расходимости пучка следует увеличивать радиус перетяжки пучка и, следовательно, повышать линейное увеличение оптической системы, т.е. $\beta_{sum} = \Gamma_1 \Gamma_2 \gg 1$. В случае телескопа, когда $\beta_t = |f_2/f_1|$ и $z_2 = f_1 + f_2$, увеличение системы происходит за счет того, что первая линза может быть положительной либо отрицательной, но всегда будет короткофокусной, а вторая – всегда положительной и длиннофокусной, т.е. $|f_1| \ll f_2$. Можно дополнительно повысить увеличение системы, немного сместив 2-ю линзу вправо, относительно первой линзы так, что $z_2 > f_2 + f_1$. Можно заметить, что увеличение системы при перемещении второй линзы зависит от расстояния z_2 :

$$\beta_{sum} = \frac{\Gamma_1 |f_2|}{\sqrt{(z_2 - s_2 - f_2)^2 + \Gamma_1^4 z_{R1}^2}}, \quad (4.25)$$

где $\Gamma_1 = |f_1|/[(s_1 - f_1)^2 + z_{R1}^2]^{0.5}$ – увеличение первой линзы. Можно заметить, что максимум функции достигается при $z_{2m} - s_2 - f_2 = 0$, следовательно $z_{2m} = s_2 + f_2$. Максимальное увеличение в этом случае равно

$$\beta_{\max} = \frac{|f_2|}{\Gamma_1 z_{R1}} = \frac{|f_2|}{\Gamma_1} \frac{\pi \theta_1^2}{M^2 \lambda}. \quad (4.26)$$

Кроме изменения z_2 , можно увеличивать фокусное расстояние второй линзы, а также использовать лазерные пучки с малой длиной Рэлея или большой расходимостью пучка. Для лазерного пучка после коллимации, по сравнению с положением этих же линз в режиме телескопа, характерны свойства:

1. Перетяжка пучка увеличивается, $\omega_{03c} > \omega_{03t}$;
2. Расходимость уменьшается и может менять знак, $|\theta_{3c}| < \theta_{3t}$;
3. Длина Рэлея растёт, пучок становится плоско-параллельным, $z_{R3c} \gg z_{R3t}$;
4. Перетяжка пучка максимально удалена от второй линзы ($|s_{4c}| > |s_{4t}|$), либо проходит через нее ($s_4 \approx 0$);
5. За счет изменения увеличения второй линзы, когда $\Gamma_{2c} > \Gamma_{2t}$, значение $\beta_c > \beta_t$;
6. Увеличение первой линзы, характеристики второй перетяжки пучка и ее положение не изменяются ($\Gamma_1, \omega_{02}, \theta_2, z_{R2}$ и $s_2 = const$).

При размещении линз в режиме телескопа и расходящемся входном лазерном пучке третья перетяжка, формируемая после телескопа, как правило, располагается слева от второй линзы, т.е. расстояние $s_{4t} < 0$ (рис. 4.8.а). Чем меньше расходимость θ_1 входного пучка и больше увеличение системы, тем это расстояние больше. Смещение второй линзы относительно первой линзы приводит к постепенному удалению третьей перетяжки пучка от второй линзы влево до момента, пока каустика пучка не станет настолько большой, что перетяжка пучка начнет проходить через вторую линзу (рис. 4.8.б). В этот момент расстояние s_4 из максимального отрицательного значения станет нулевым (рис. 4.8.в). Дальнейшее смещение второй линзы приведет к формированию действительной третьей перетяжки пучка на максимальном удалении от нее. Расстояние s_4 из нулевого значения перейдет в максимальное положительное (рис. 4.8.г). Если продолжить отдаление второй линзы от первой, то третья перетяжка пучка продолжит приближаться ко второй линзе. Система станет фокусирующей. В предельном случае третья перетяжка приближается к фокальной плоскости второй линзы, т.е. $s_4 \sim f_2$.

Выразим расстояние от второй линзы до третьей перетяжки пучка через выражения (4.4 – 4.6), приведя их к следующему виду:

$$s_4 = f_2 + f_2^2 \frac{(z_2 - s_2 - f_2)}{(z_2 - s_2 - f_2)^2 + \Gamma_1^4 z_{R1}^2}. \quad (4.27)$$

Расстояние s_{4m} , соответствующее увеличению β_{\max} , можно найти, подставив в выражение (4.27) расстояние z_{2m} , после чего получаем: $s_{4m} = f_2 + f_2^2 / (\Gamma_1^4 z_{R1}^2)$.

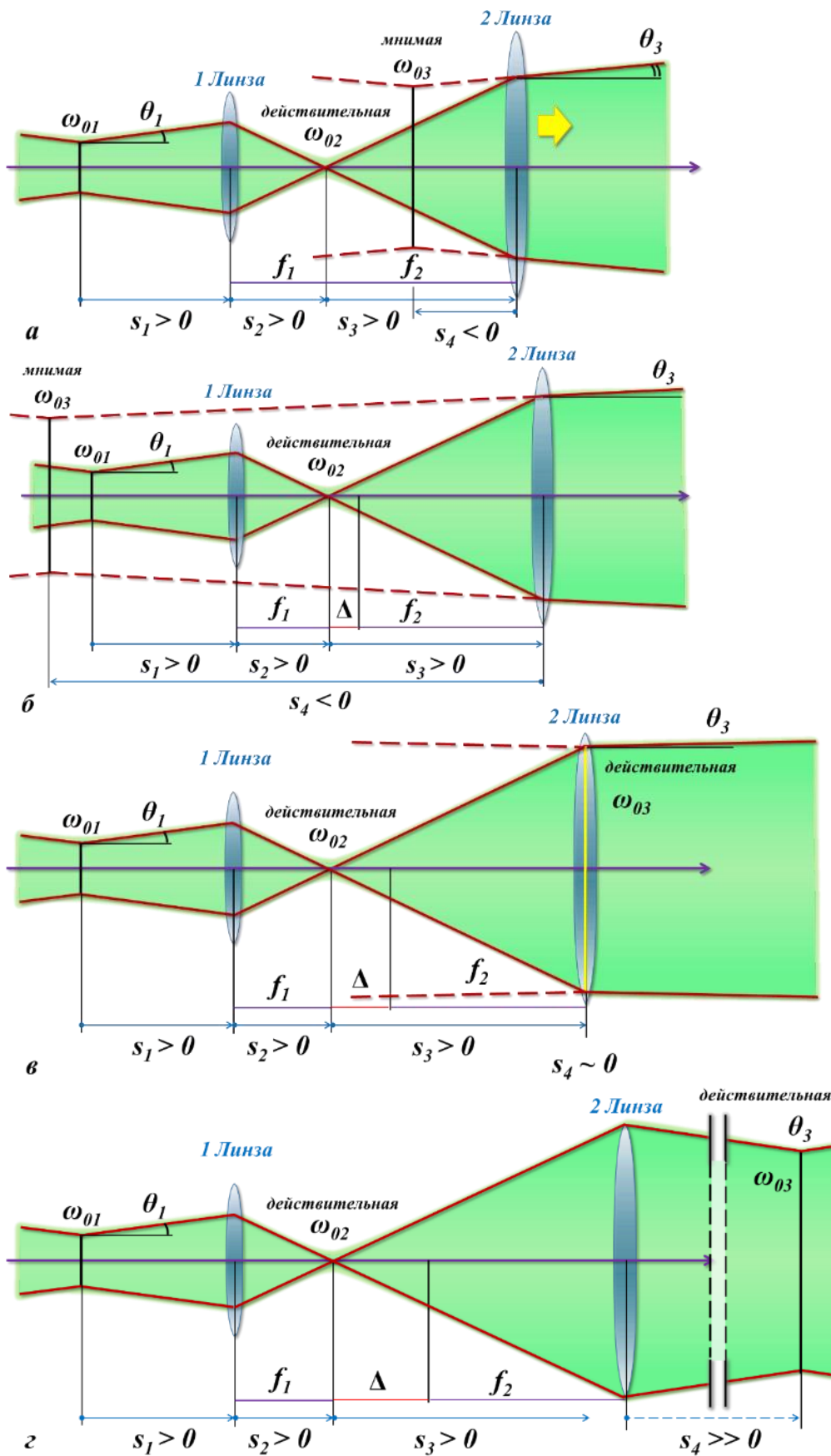


Рис. 4.8. Коллимация лазерного пучка системой Кеплера: без смещения 2-й линзы (а), после смещение 2-й линзы до $s_4 \ll 0$ (б), до $s_4 \approx 0$ (в), до $s_4 \gg 0$ (г)

4.6. Фокусировка лазерного пучка системой линз

В начале лекции упоминалось, что все случаи построения оптических систем для фокусировки лазерных пучков разделяются на два типа:

1. близкое расположение линз друг к другу, когда расстояние $z_2 < f_1$;
2. смещение второй линзы в телескопе, когда расстояние $z_2 > f_1 + f_2$.

В диапазоне расстояний между линзами от f_1 до $f_1 + f_2$ пучок после системы будет расходящийся, а перетяжка мнимой. Действительная перетяжка пучка малого размера формируется при перемещении второй линзы либо близко к первой линзе, либо дальше, чем они размещаются в системе телескопа. Для фокусировки лазерного излучения в пятно малых размеров применяются короткофокусные линзы, а также системы из них в виде объективов. Основными функциями фокусирующей системы являются:

- минимальный размер лазерного пятна в перетяжке, когда $\omega_{ob} \ll \omega_{01}$;
- малое значение аспектного отношения $A_o \ll 1$;
- малое линейное увеличение системы $\beta_{ob} \ll 1$;
- рабочее расстояние FWD соизмеримо с фокусным расстоянием 2-й линзы, либо меньше его ($s_{4ob} \sim f_2$, либо $s_{4ob} < f_2$).

Пример №1. Рассмотрим фокусировку лазерного пучка системой из двух положительных линз (UV fused silica, thorlabs optics):

LA4936, $f_1 = 30$ мм, $D_{L1} = 12.7$ мм, $h_{1c} = 3.3$ мм, $h_{1e} = 1.8$ мм, $R_1 = 13.8$ мм;

LA4280, $f_2 = 10$ мм, $D_{L2} = 6.0$ мм, $h_{2c} = 2.6$ мм, $h_{2e} = 1.5$ мм, $R_2 = 4.6$ мм.

Расстояние между линзами равно $z_2 = 10$ мм. Характеристики лазерного пучка будут следующие: $\lambda = 1064$ нм, $M^2 = 1.2$, $\theta_1 = 1.5$ мрад, $D_w = 5.5$ мм. Оптическая система представлена на рисунке 4.9.

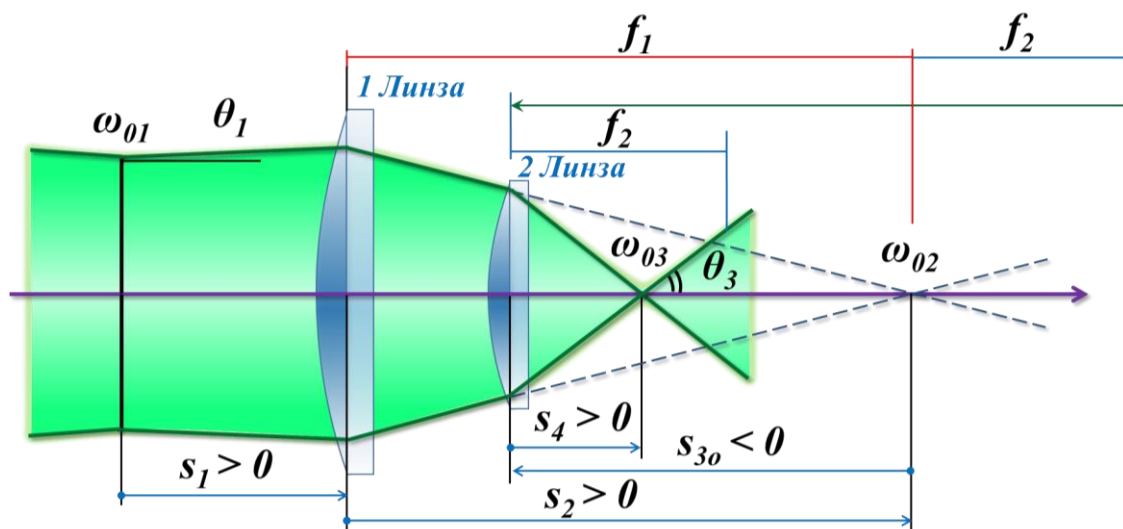


Рис. 4.9. Двухлинзовая система для фокусировки лазерного излучения

Алгоритм вычислений:

1. Вычисления начинаются с определения характеристик пучка в исходной перетяжке и расстояния от нее до первой линзы (проводятся по подобию п. 1 и п. 2 первого примера): $\omega_{01} = 271$ мкм, $z_{R1} = 180.6$ мм, $z_0 = 1.824$ м, $s_1 = 3$ м.
2. Поскольку объективы, как правило, состоят из короткофокусных линз, то важным параметром системы является размер входного зрачка, или диаметр первой линзы в системе D_{L1} . Вначале оценим размер лазерного пятна на первой линзе по выражению (1.19), равный $d_{L1}(s_1) = 2\omega_{01} \cdot [1 + (s_1/z_{R1})^2]^{0.5} = 9.0$ мм. Коэффициент $b_s = d_{L1}(s_1) / D_{L1} = 9.0 \text{ мм} / 12.7 \text{ мм} = 0.71$. Он достаточно большой, что повлияет на размера перетяжки за счет сферических aberrаций.
3. По выражению (4.6) находим увеличение первой линзы, равное $\Gamma_1 = 0.01$.
4. По выражению (4.4) вычисляется расстояние s_2 от первой линзы до второй перетяжки пучка, равное $s_2 = \Gamma_1^2(s_1 - f_1) + f_1 = 30.3$ мм. Значение $s_2 > 0$, но оно больше расстояния между линзами $s_2 > z_2$, так что вторая перетяжка пучка будет мнимой.
5. По выражению (4.5) найдем расстояние от второй перетяжки пучка до второй линзы $s_{30} = z_2 - s_2 = 10 \text{ мм} - 30.3 \text{ мм} = -20.3 \text{ мм}$.
6. Найдем увеличение второй линзы по выражению (4.6) для случая $i = 2$, где в качестве расстояния s_3 возьмем величину s_{30} . В итоге, получаем $\Gamma_2 = 0.33$.
7. Оценим размер лазерного пятна на второй линзе d_{L2} по выражению (4.20), где вместо s_{3l} возьмем $s_{30} = -20.3$ мм, после чего получим значение $d_{L2} = 6.0$ мм. Параметр $b_s = d_{L2} / D_{L2} = 6.0 \text{ мм} / 6.0 \text{ мм} = 1$. Происходит полное заполнение апертуры второй линзы, что приведет к существенным сферическим aberrациям.
8. Определим увеличение системы: линейное $\beta_{ob} = \Gamma_1 \Gamma_2 = 0.0033$, угловое $\gamma = 1/\beta_{ob} = 77.4$ и продольное $\alpha = \beta_{ob}^2 = 1.1 \cdot 10^{-5}$, соответственно.
9. По выражениям (4.1 – 4.3) найдем радиус перетяжки, расходямость и длину Рэлея для третьей перетяжки пучка: $\omega_{03} = \beta_{ob} \omega_{01} = 0.9$ мкм, $\theta_3 = \theta_1/\beta_{ob} = 0.45$ рад, $z_{R3} = \beta_{ob}^2 z_{R1} = 2$ мкм. Радиус перетяжки получился близок к дифракционному пределу, однако стоит отметить, что в таких системах обычно большие сферические aberrации, которые увеличивают размер лазерного пучка в перетяжке. Для уточнения размера лазерного пучка в перетяжке потребуется aberrационный расчет.
10. По выражениям (1.26) найдем длину каустики пучка: $2l_0(5\%) = 0.64z_{R3} = 1.3$ мкм, $2l_0(1\%) = 0.284z_{R3} = 0.57$ мкм. Диаметр перетяжки пучка $d_0 = 1.8$ мкм.
11. Длина системы равна $L = 0.5(h_{1c} + h_{2c}) + z_2 = 0.5(3.3 + 2.6) + 10 \text{ мм} = 12.95 \text{ мм}$.

12. Найдем расстояние s_4 от второй линзы до третьей перетяжки по выражению (4.4) для случая $i = 2$. Она равна $s_4 = 6.7$ мм и является рабочим расстоянием FWD объектива. Как видно, $s_4 < f_2$, т.е. две положительные линзы, размещенные близко друг к другу, усиливают фокусировку пучка, сокращая расстояние от системы линз до перетяжки пучка.

Для случая $z_2 < f_1$ удобно рассматривать систему из двух близко расположенных линз, а их суммарное фокусное расстояние, равное f_{sum} , в геометрооптическом приближении выразить следующим образом:

$$\frac{1}{f_{sum}} = \frac{1}{f_1 - z_2} + \frac{1}{f_2}. \quad (4.28)$$

Это выражение можно получить из соотношения $(f_1 - z_2)/f_{sum} = f_2/(f_2 - f_{sum})$, полученное при построении хода лучей через систему линз от предмета до изображения. В итоге величина f_{sum} описывается выражением

$$f_{sum}(z_2) = \frac{f_2(f_1 - z_2)}{f_1 + f_2 - z_2}. \quad (4.29)$$

Подставив в выражение (4.37) данные из примера, получаем $f_{sum} = 6.67$ мм, что совпадает с расстоянием s_4 .

Аберрационный расчет системы выполняется по выражениям (3.26 – 3.32). На величину сферических аберраций оказывает влияние показатель преломления материала, из которого изготовлены линзы, радиус кривизны их поверхностей, а также расположение линзы по отношению к распространяющемуся пучку излучения. Поэтому при расчетах важным является знак перед радиусом кривизны R поверхности линзы. Если центр окружности, дуга которой описывает кривизну поверхности линзы, расположен справа от этой поверхности, то радиус будет положительным $+R$, если центр расположится слева от поверхности, то будет $-R$ (рис. 4.5). Рассмотрим случай, когда обе линзы размещены выпуклой поверхностью навстречу распространяющемуся лазерному пучку (рис. 4.9).

Коэффициент аберраций для каждой линзы найдем по выражению

$$K = \left(\frac{n}{n-1}\right)^2 \left[\left(\frac{2}{n} + 1\right) \left(\frac{n-1}{n} \frac{f}{R_L}\right)^2 - \left(2 + \frac{1}{n}\right) \frac{n-1}{n} \frac{f}{R_L} + 1 \right], \quad (4.30)$$

где $n = 1.467$ – показатель преломления кварцевого стекла на длине волны 1064 нм выберем равным. Для первой линзы с $f_1 = 30$ мм и $R_1 = 13.8$ мм значение $K_1 = 2.724$, для второй линзы с $f_2 = 10$ мм и $R_2 = 4.6$ мм получаем

такое же значение $K_2 = 2.724$. При развороте первой линзы на 180 градусов радиус кривизны ее выпуклой поверхности станет равен $R_1 = -13.8$ мм, а коэффициент $K_1 = 39.35$. Аналогичный результат даст разворот 2-й линзы.

Диаметр лазерного пучка с учетом сферических aberrаций от двух линз найдем по следующему выражению:

$$d_{Re} = 2\omega_{03} + d_{ab} = 2\omega_{03} + \frac{1}{32} \left(K_1 \frac{d_{L1}^3}{f_1^2} + K_2 \frac{d_{L2}^3}{f_2^2} \right), \quad (4.31)$$

где $2\omega_{03} = 1.8$ мкм, $d_{L1} = 9.2$ мм и $d_{L2} = 6.0$ мм. С учетом сферических aberrаций диаметр лазерного пучка в перетяжке изменяется до величины $d_{Re} = 259$ мкм. Такое существенное уширение лазерного пучка в перетяжке можно исправить либо увеличением фокусного расстояния линз в системе, либо уменьшением размеров лазерного пятна на линзах. Уменьшим размер лазерного пучка на выходном окне лазера до значения $D_D = 1.5$ мм, например, с помощью диафрагмы, расходимость пучка при этом также уменьшится до $\theta_D = 0.865$ мрад, а также переместим систему ближе к лазеру так, чтобы $s_1 = 2$ м. Тогда диаметр пучка на первой линзе станет равным $d_{L1} = 3.6$ мм. На второй линзе размер пучка уменьшится до значения $d_{L2} = 2.4$ мм. Размер пучка в перетяжке после системы линз уменьшится до размера $d_{Re} = 18$ мкм. Как видно из выражения (4.31), чем больше фокусное расстояние линз и меньше размер лазерного пятна на них, тем меньше влияние сферических aberrаций.

Пример №2. Рассмотрим фокусирующую систему из двух линз, где первая будет отрицательная, а вторая положительная и короткофокусная:

LC4413, $f_2 = -75$ мм, $D_{L2} = 12.7$ мм, $h_{1c} = 3.5$ мм, $h_{1e} = 4.1$ мм, $R_2 = -34.5$ мм;

LA4647, $f_1 = 20$ мм, $D_{L1} = 12.7$ мм, $h_{1c} = 4.3$ мм, $h_{1e} = 1.8$ мм, $R_1 = 9.2$ мм.

Характеристики лазерного пучка будут следующими: $\lambda = 1064$ нм, $M^2 = 1.2$, $\theta_1 = 1.1$ мрад, $D_w = 2.0$ мм. Расстояние между линзами равно $z_2 = 20$ мм.

Алгоритм вычислений:

1. Определяются характеристики пучка в исходной перетяжке и расстояние от нее до первой линзы (п. 1 и 2 первого примера): $\omega_{01} = 369$ мкм, $z_{R1} = 335.9$ мм, $z_0 = 0.845$ м, $s_1 = 1.5$ м. Величина $(z_{R1}/s_1)^2 = 0.05$.
2. Оценим размер лазерного пятна на первой линзе по выражению (1.19), равный $d_{L1}(s_1) = 3.38$ мм. Коэффициент $b_s = d_{L1} / D_{L1} = 3.38$ мм/12.7 мм = 0.27.
3. По выражению (4.6) находим увеличение первой линзы, равное $\Gamma_1 = 0.047$.
4. По выражению (4.4) вычисляем расстояние s_2 от первой линзы до второй перетяжки пучка, которое равно $s_2 = \Gamma_1^2(s_1 - f_1) + f_1 = -71.58$ мм. Значение $s_2 < 0$, так что вторая перетяжка пучка будет мнимой.

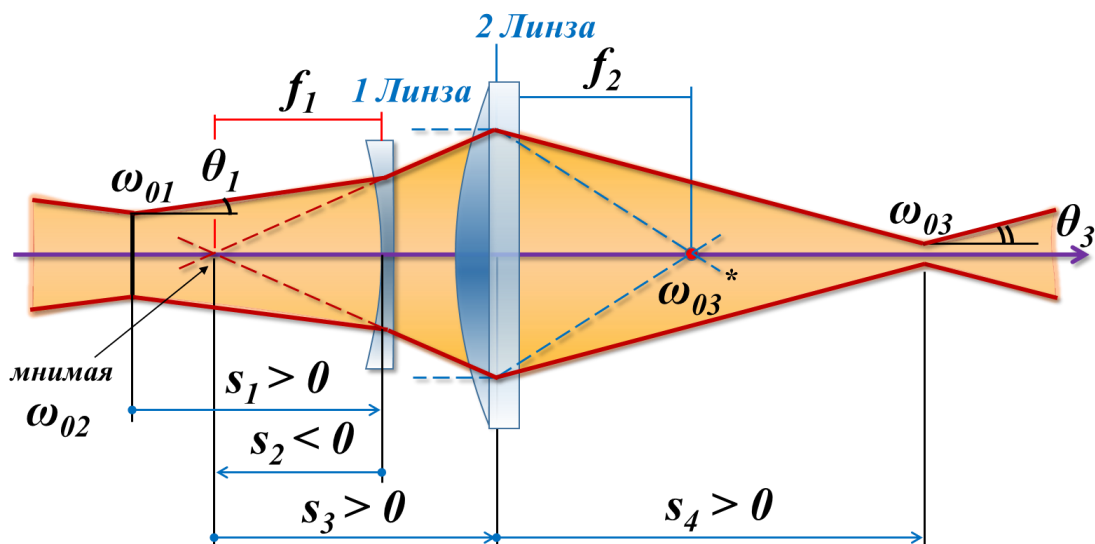


Рис. 4.10. Система для фокусировки лазерного излучения

5. По выражению (4.5) находим расстояние от второй перетяжки пучка до второй линзы $s_{30} = z_2 - s_2 = 20 \text{ мм} + 71.58 \text{ мм} = 91.58 \text{ мм}$.
6. Найдем увеличение второй линзы по выражению (4.6) для случая $i = 2$, где используем величину s_{30} . В итоге получаем $\Gamma_2 = 0.279$.
7. Оценим размер лазерного пятна на второй линзе d_{L2} по выражению (4.20), где воспользуемся $s_{30} = 91.58 \text{ мм}$ и получим значение $d_{L2} = 4.33 \text{ мм}$. Параметр $b_s = d_{L2} / D_{L2} = 4.33 \text{ мм} / 12.7 \text{ мм} = 0.34$.
8. Определим увеличение системы: линейное $\beta_{ob} = \Gamma_1 \Gamma_2 = 0.013$, угловое $\gamma = 1/\beta_{ob} = 76.8$ и продольное $\alpha = \beta_{ob}^2 = 1.7 \cdot 10^{-4}$, соответственно.
9. По выражениям (4.1 – 4.3) найдем радиус перетяжки, расходимость и длину Рэлея для третьей перетяжки пучка: $\omega_{03} = \beta_{ob} \omega_{01} = 4.8 \text{ мкм}$, $\theta_3 = \theta_1 / \beta_{ob} = 0.085 \text{ рад}$, $z_{R3} = \beta_{ob}^2 z_{R1} = 56.9 \text{ мкм}$.
10. По выражениям (1.26) найдем длину каустики пучка: $2l_0(5\%) = 0.64 z_{R3} = 36.4 \text{ мкм}$, $2l_0(1\%) = 0.284 z_{R3} = 16.2 \text{ мкм}$. Диаметр перетяжки пучка $d_0 = 9.6 \text{ мкм}$.
11. Длина системы будет равна $L = 0.5(h_{1c} + h_{2c}) + z_2 = 0.5(4.3 + 4.1) + 20 = 24.2 \text{ мм}$.
12. Найдем расстояние s_4 от второй линзы до третьей перетяжки по выражению (4.4) для случая $i = 2$. Эта величина равна $s_4 = 25.59 \text{ мм}$.

Аберрационный расчет для уточнения размера лазерного пучка в перетяжке выполним по аналогии с предыдущим примером. В начале определим коэффициенты сферических аберраций линз. Для отрицательной линзы, размещенной вогнутой стороной навстречу пучку излучения, как изображено на рисунке 4.10, коэффициент аберраций берется со знаком «-», т.е. $K_1 = -2.724$. Для второй положительной линзы $K_2 = 2.724$. Подставив полученные значения в выражение (4.31), получаем $d_{Re} = 26.3 \text{ мкм}$.

Оптические системы для острой фокусировки лазерного излучения обладают малым фокусным расстоянием и большим входным зрачком, что требует ее сложной конструкции. Часто функцию таких оптических систем выполняют объективы.

Решение 2. Предположим, что каждая точка на выходном окне лазера испускает световые пучки равных апертур $2\theta_1$, а их оси параллельны (рис. 4.12). Тогда можно считать, что во входной зрачок системы поступает ряд параллельных лучей, угол которых с оптической осью варьируется от нуля до величины θ_1 . В таком случае все лучи будут собираться в фокальной плоскости оптической системы на площадке D_{im} , размер которой определяется по уже известному выражению: $D_{im} = d_f = 2f\theta_1$. Данное выражение дает приемлемое значение фокусного расстояния, так как величина $2\theta_1$ в большинстве случаев мала. Преимуществом этого решения является то, что расстояние между выходным окном лазера и линзой a_1 может изменяться, не оказывая влияния на размер изображения D_{im} .

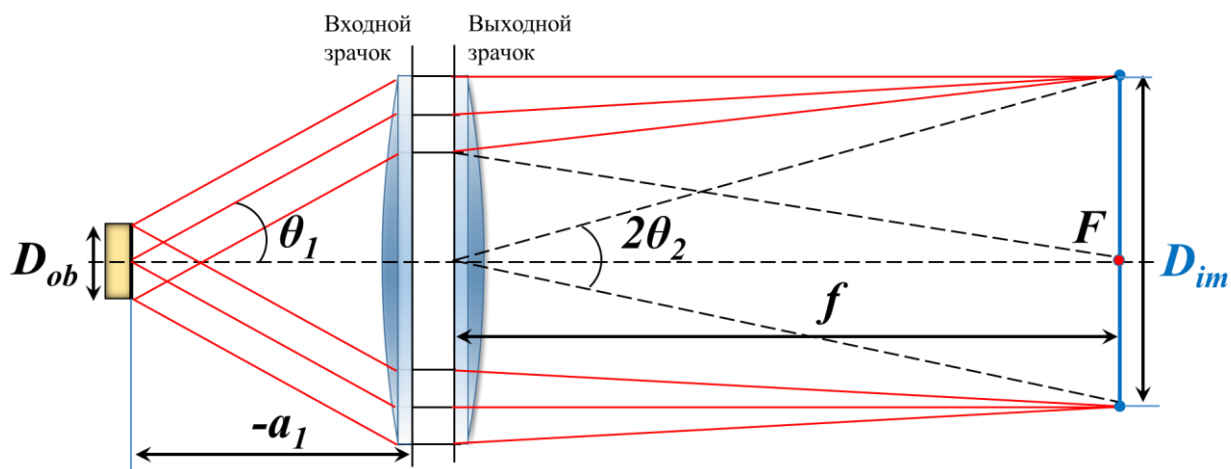


Рис. 4.12. Фокусировка лазерного пучка оптической системой (решение 2)

ГЛАВА 2.
ОПТОМЕХАНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ
УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ
ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

ФУНКЦИИ ОПТОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Оптико-механические системы управления движением лазерных пучков применяются для формирования лазерного пятна в зоне обработки и его перемещения в пределах поля обработки. Во второй главе пособия рассмотрены различные способы перемещения лазерного пятна, реализуемые в современных технологических комплексах. Все разнообразие опто-механических систем характеризуется следующими ключевыми параметрами:

динамические

- скорость перемещения лазерного пятна v ;
- скорость поворота зеркала / вращения зеркала, или призмы;
- ускорение движения a_c ;
- время разгона / торможения (инерционность);

пространственные

- размер поля обработки в плоскости XY;
- диапазон перемещения плоскости обработки по высоте Z;
- угол наклона / поворота лазерного пучка в поле обработки;
- отклонение размера и качества пучка в поле обработки;
- точность позиционирования в пространстве (минимальный шаг);
- точность воспроизведения (люфт при реверсе);

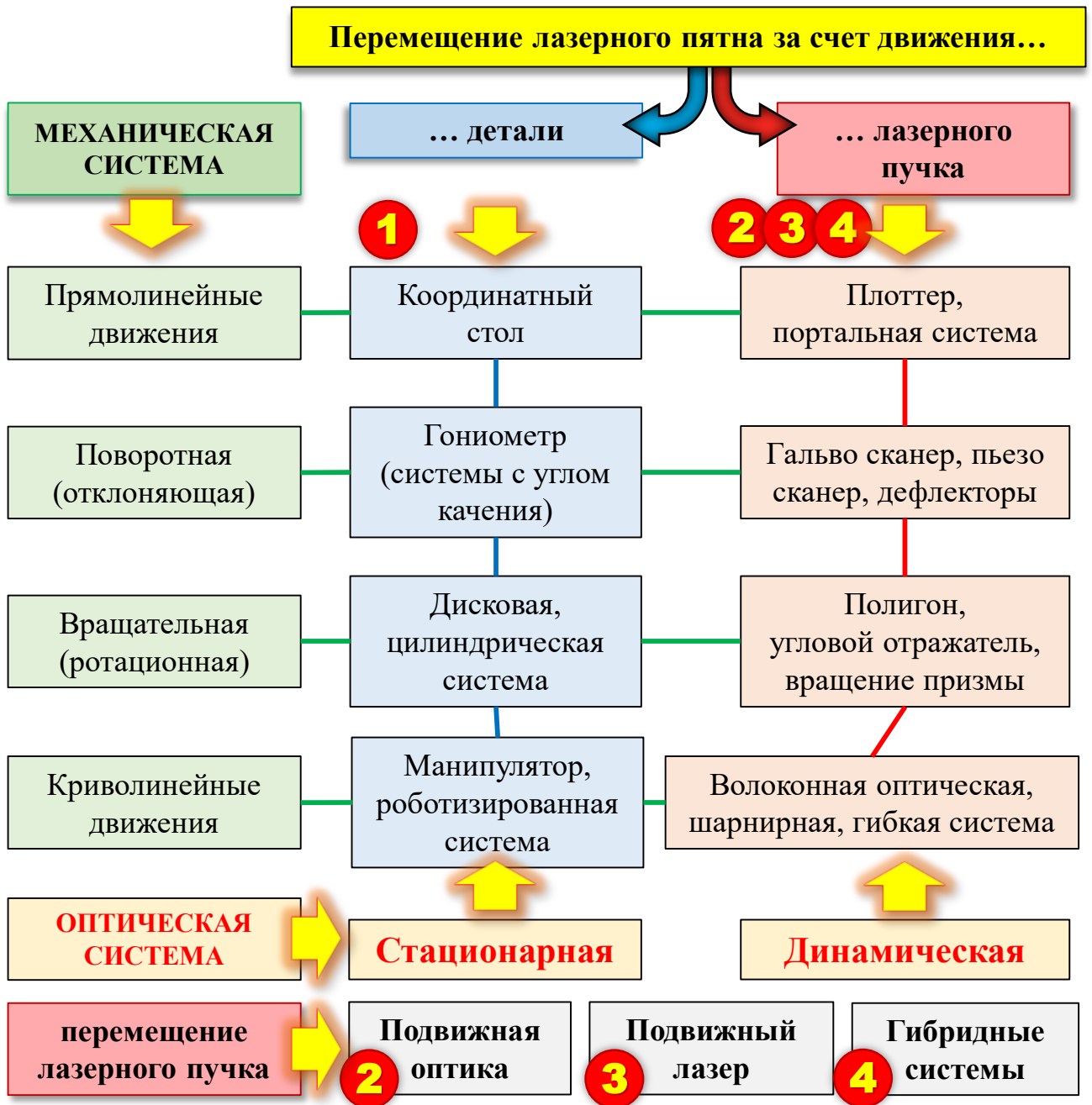
тип сканирования

- векторное (по криволинейной траектории);
- растровое (по линейной траектории);
- вращение по спирали / по кругу;
- производительность обработки.

Оптомеханическая система выполняет следующие функции:

- ✓ **доставка энергии** лазерного излучения от источника до фокусирующей оптики с минимальными потерями и искажениями;
- ✓ коррекция **направленности распространения** пучка (расходимость);
- ✓ коррекция **поляризации пучка** и **формы лазерного пятна**;
- ✓ достижение необходимых для обработки **размера пятна, профиля интенсивности** и **плотности мощности / энергии** в зоне обработки;
- ✓ **перемещение лазерного пятна** в рабочем пространстве со скоростью и ускорением, достаточными для реализации технологического процесса.

КЛАССИФИКАЦИЯ ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ



При **перемещении материала** оптическая система **статична**, расстояние между зеркалами постоянно, элементы фокусирующей оптики также статичны. Отклонение размера пучка и искажение формы пятна минимальны. При **перемещении лазерного пучка** оптическая система **динамична**, расстояния между зеркалами и элементами фокусирующей оптики могут изменяться. В этом случае используется подвижная оптика, либо перемещается лазерный источник, что приводит к искажению лазерного пучка. **Комбинированные системы** сочетают в себе и динамичную, и статичную оптику.

Лекция 5.

Плоттеры и порталные системы, «летающая оптика»

С помощью плоттеров и порталных систем реализуется прямолинейная траектория движения лазерного пятна в рабочем пространстве декартовой системы координат. В **плоттере** фокусирующая оптика перемещается в рабочей плоскости XU , а по координате Z перемещается либо заготовка, расположенная на подъемнике, либо каретка с фокусирующей оптикой (рис. 5.1). Плоттеры рассчитаны на обработку листовых материалов, поэтому диапазон перемещений по координате Z значительно меньше поля обработки. В **портальной системе** фокусирующая оптика закрепляется на вертикальном подъемнике и перемещается в плоскости ZU , так называемый портал (рис. 5.1). По координате X перемещается либо заготовка, либо сам портал. Портальные системы рассчитаны на обработку крупногабаритных заготовок сложной трехмерной формы. В обоих случаях лазерное излучение от источника до фокусирующей оптики передается через зеркала, расположенные под углом 45° . Как правило, одно из зеркал перемещается по одной координате, второе, направляющее лазерное излучение на фокусирующую оптику, – по двум. Самое первое зеркало от лазерного источника, как правило, статично.

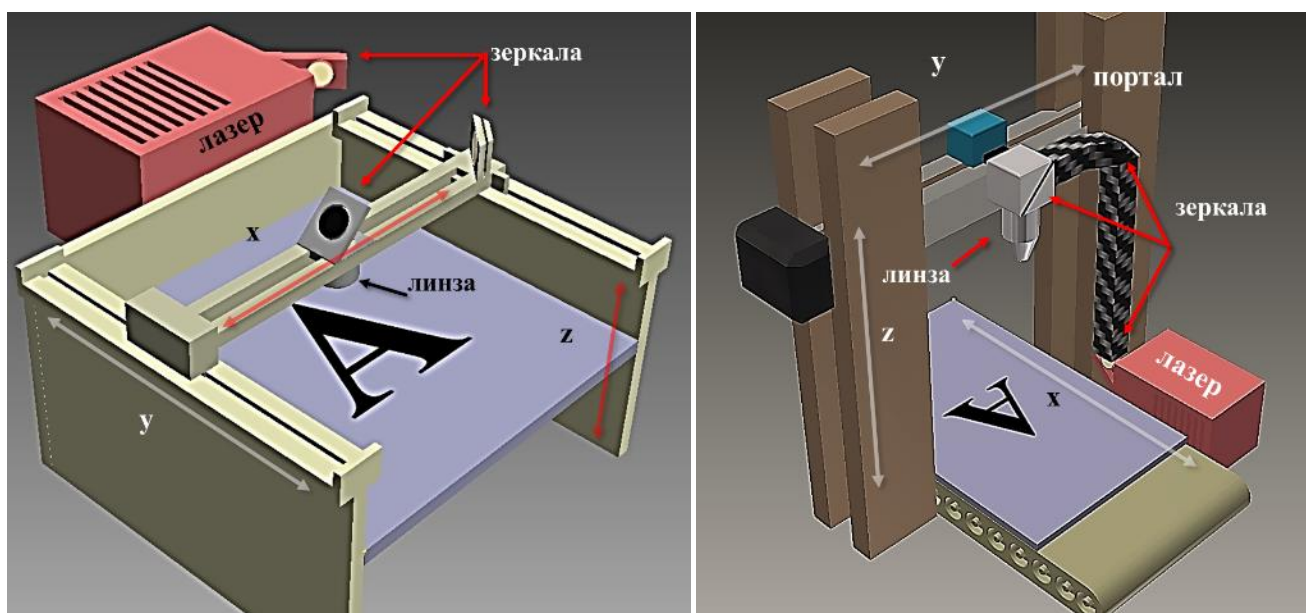


Рис. 5.1. Изображение плоттера (слева) и порталной системы (справа)

Поскольку фокусирующая линза, или объектив, размещаются на каретке и перемещаются над рабочим пространством, то этот блок называют «летающей оптикой» или «flying optics». Наиболее крупными компаниями, производящими лазерные плоттеры и порталные системы, являются: Trumpf (Германия), Trotec (Австрия), KOIKE (Япония), Amada (Япония), Mazak (Япония), Ermaksan (Турция), HGTECH Co (КНР), BODOR (КНР).

Такие комплексы оснащаются следующими лазерами:

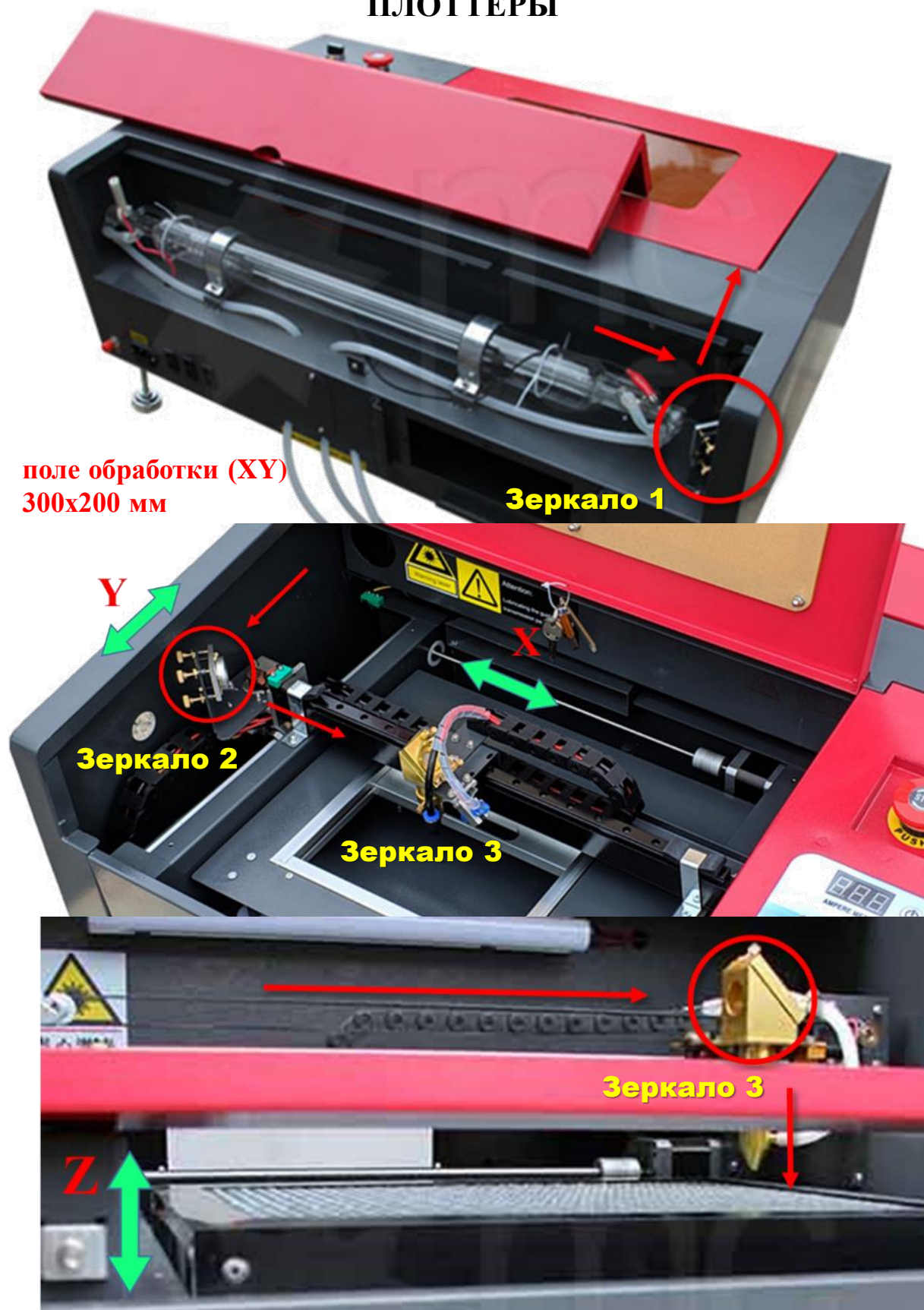
- газовый CO_2 лазер с длиной волны 10.6 мкм (применяется для обработки неметаллов: стекло, пластик, древесина, фанера, картон, бумага, кожа, ткани, камень, гранит, мрамор, керамика, плитка, пенопласт и т.д.);
- твердотельный Nd:YAG лазер с длиной волны 1.064 мкм (применяется для обработки металлов);
- Yb: волоконные лазеры с длиной волны 1.07 мкм (применяется для обработки металлов).

Зеркала в оптической системе фиксируются в креплениях с возможностью регулировки положения лазерного пучка двумя-тремя микровинтами: 1 – вверх-вниз, 2 – влево-вверх/вправо-вниз (доп.), 3 – влево-вправо (рис. 5.2).



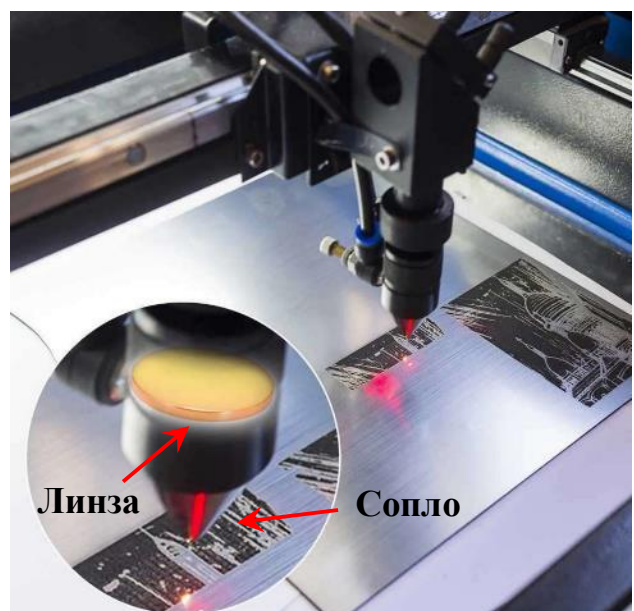
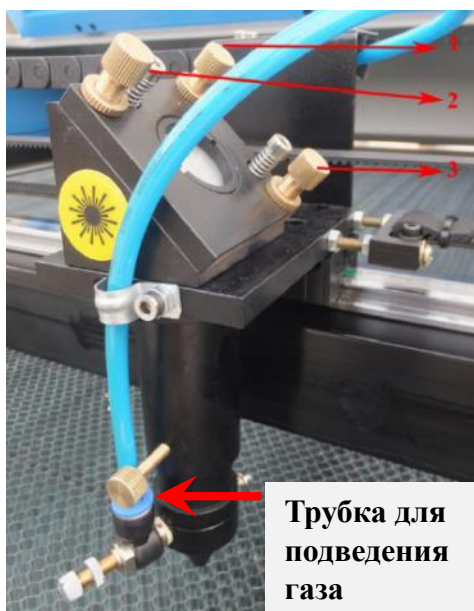
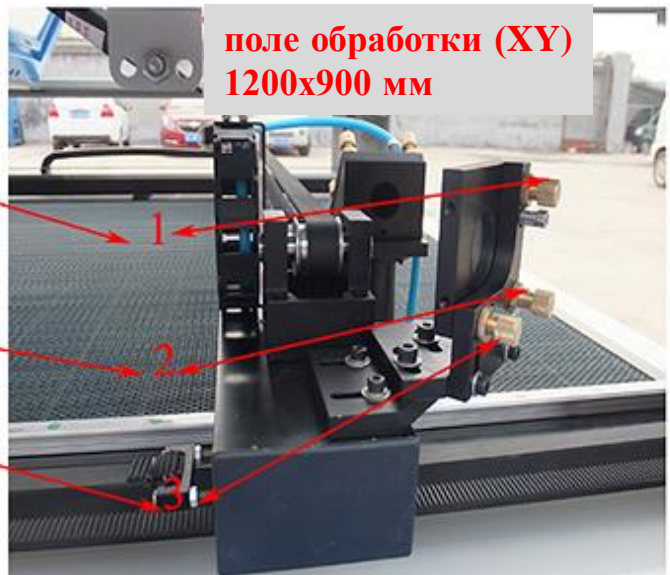
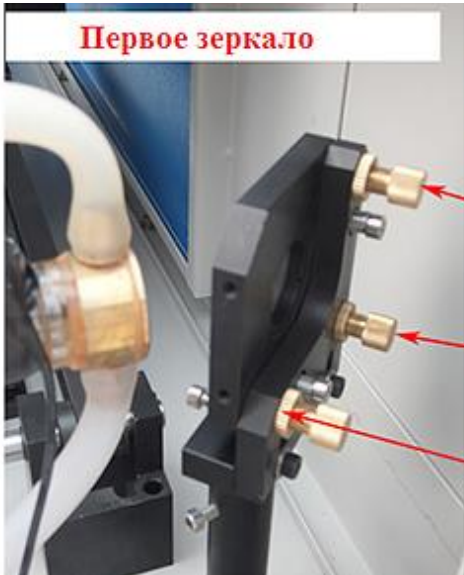
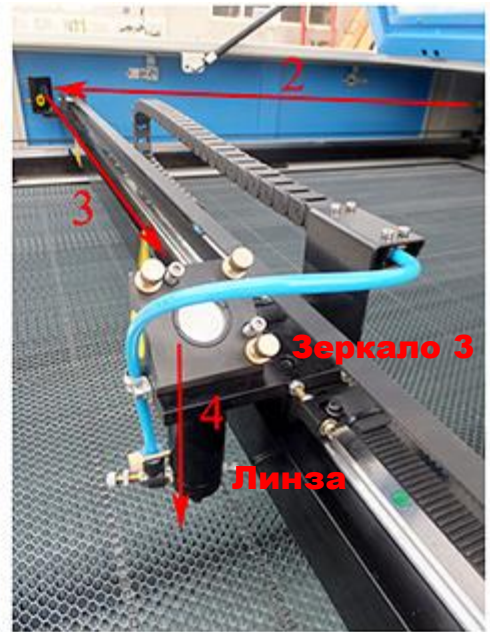
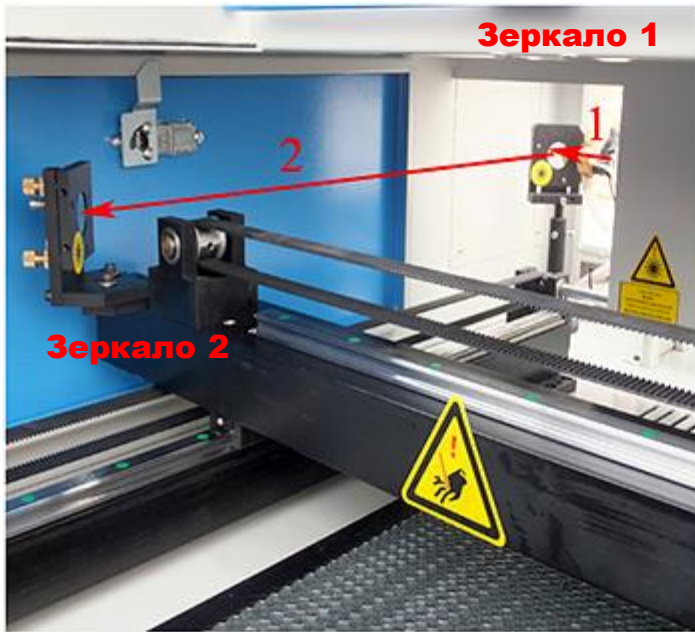
Рис. 5.2. Крепления круглых зеркал (D25 мм) в оптической системе плоттера

5.1. Конструкции плоттерных и порталных систем ПЛОТТЕРЫ



*Оптическая система в лазерном станке MCLaser 3020 (CO₂ лазер 40 Вт)**

* <https://mclaser.ru>

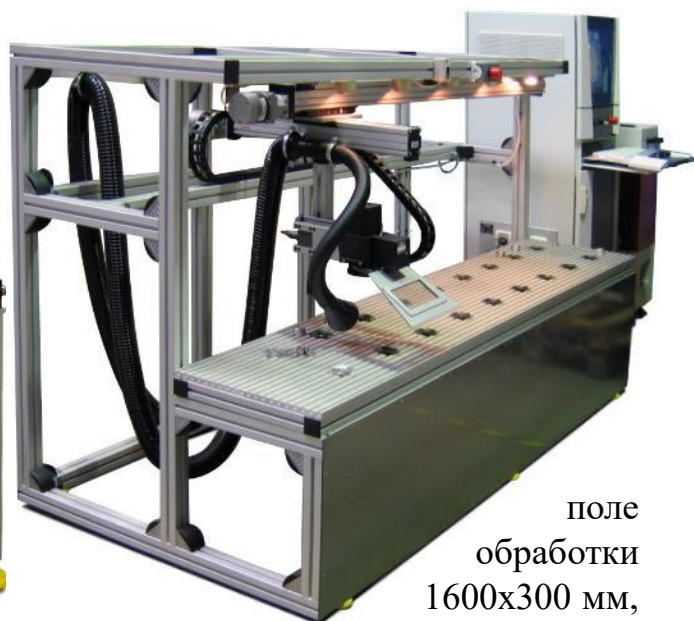


Лазерный станок WinLaser 1290 (CO₂ лазер 90 Вт)*

ПОРТАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ



поле лазерной
обработки
2500x160 мм



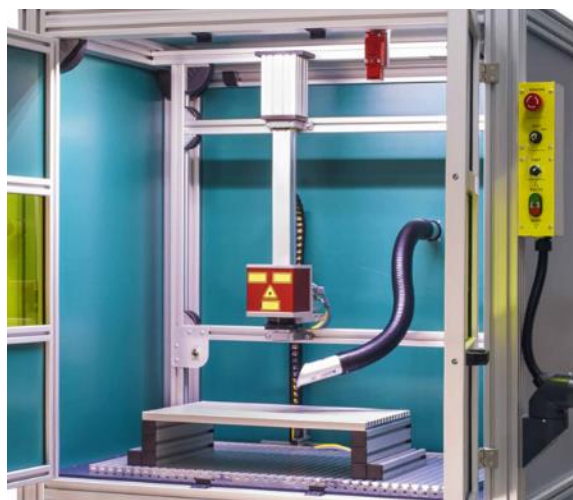
поле
обработки
1600x300 мм,
точность позиционирования 0,1 мм



поле обработки
600x600x600 мм



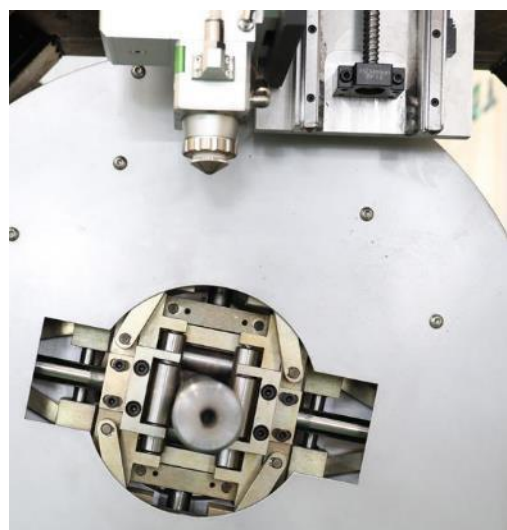
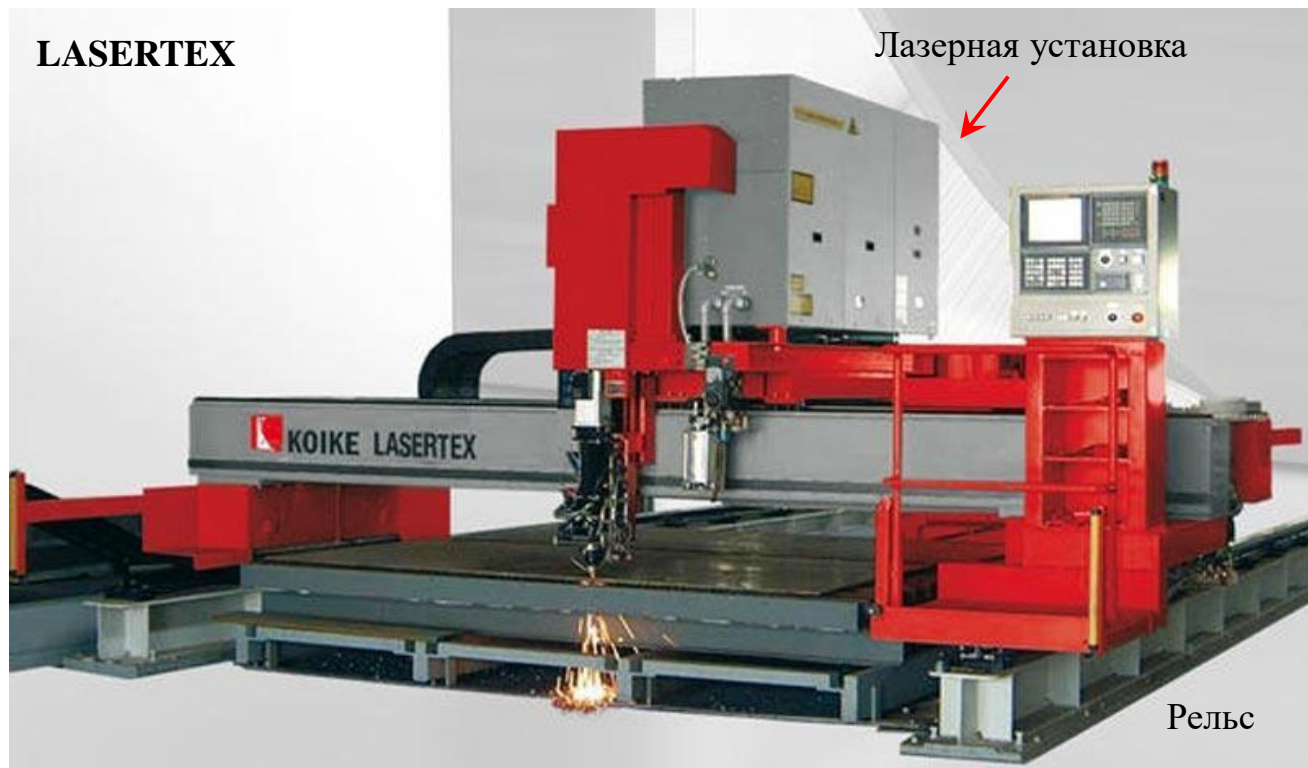
поле обработки
1010x610x410 мм



 ЛАЗЕРНЫЙ ЦЕНТР
LASER CENTER

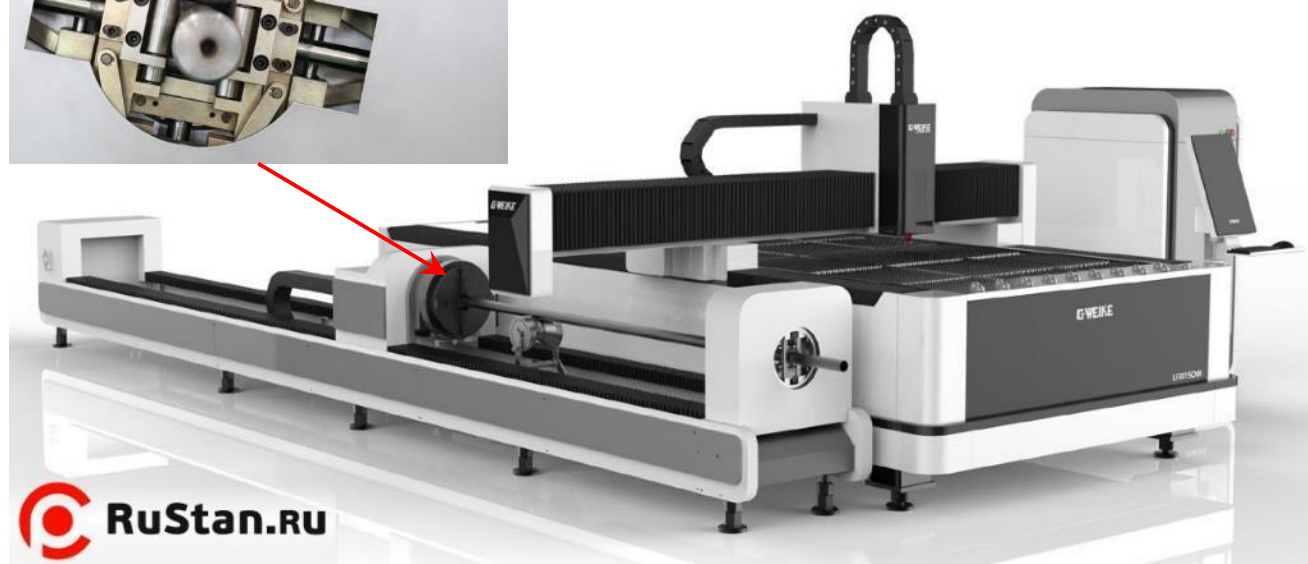
ПОРТАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

LASERTEX



LASERTEX

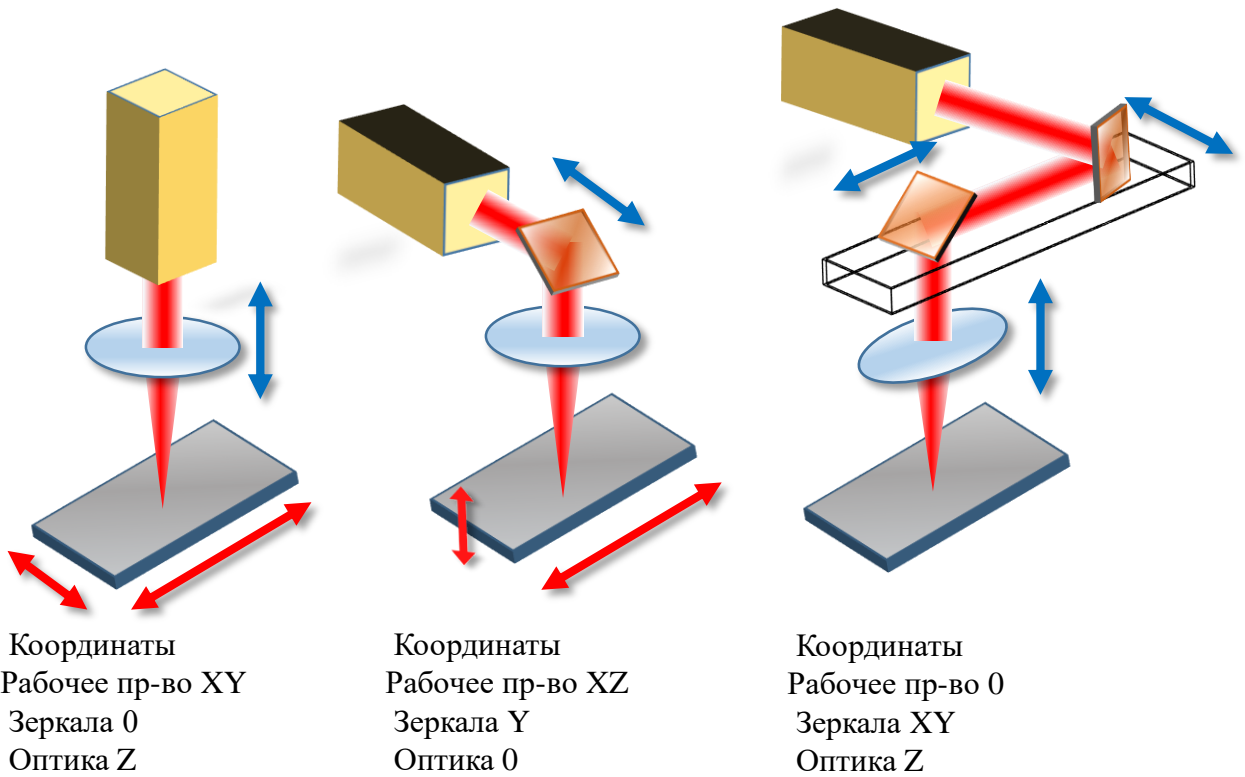
Источник: СО лазер; мощность: от 6 до 12 кВт;
Длина рельса: от 15 до 50 м; ширина пролета: 9 м;
Ширина и длина резки: 7x54 м;
Толщина резки: от 6 до 28 мм;
Скорость позиционирования: 24 м/мин
<https://koike-russia.ru>



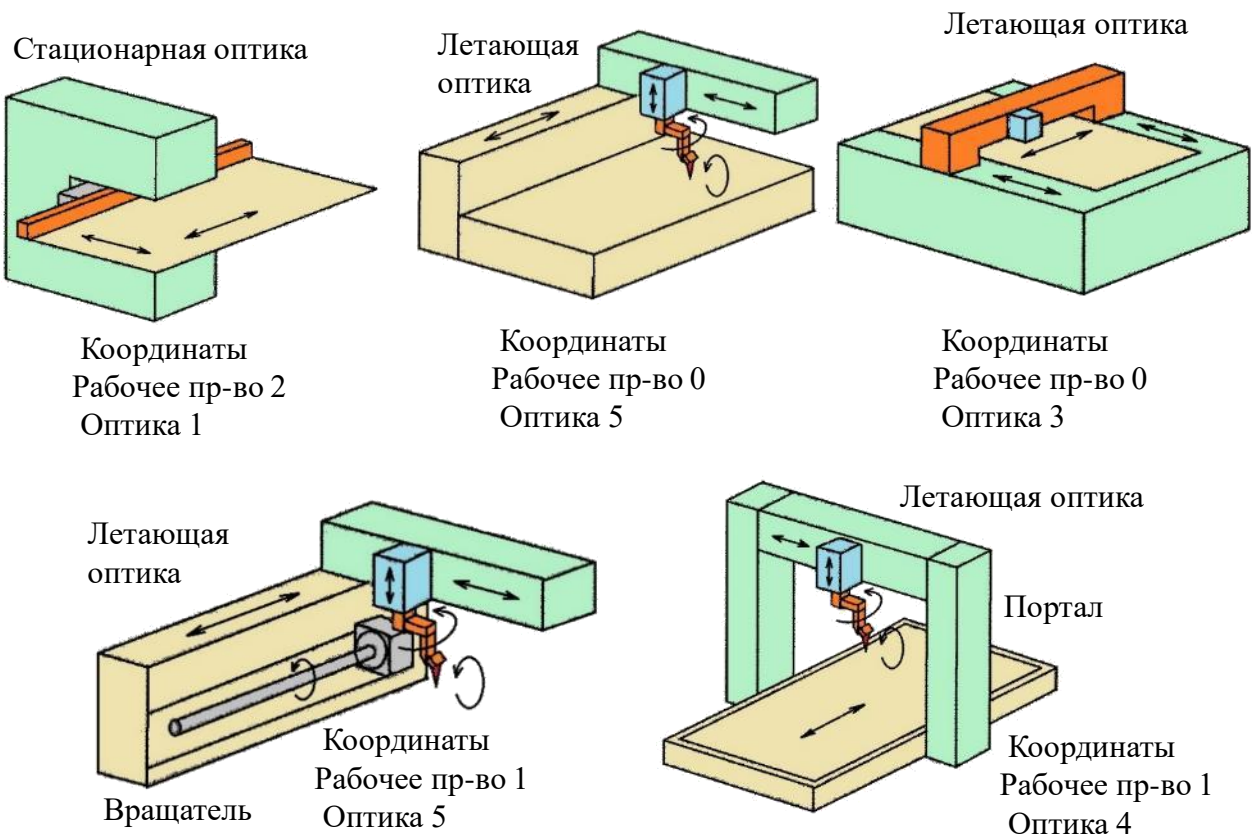
 **RuStan.ru**

Лазерный станок для резки металла с трубрезом
G-Weike LF3015LNR 1 кВт Raycus

ТИПОВЫЕ КОНСТРУКЦИИ СИСТЕМ



Варианты линейных перемещений лазерного пучка



Варианты лазерных станков компании Trumpf [24]

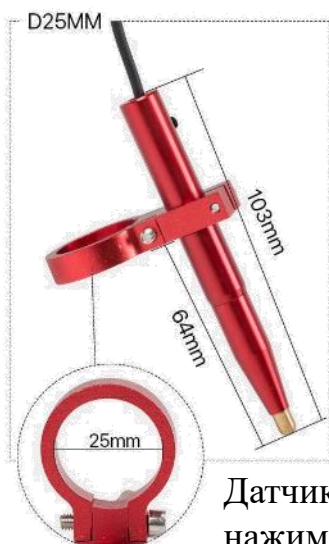
5.2. Определение положения фокальной плоскости

Поскольку лазерный пучок не имеет контакта с обрабатываемым материалом, то актуальным является контроль за положением фокального пятна в зоне обработки. Решение этой задачи осуществляется различными способами.



Для визуализации зоны обработки применяют лазерные диоды ($P = 1 \text{ мВт}$, $\lambda = 760\text{-}780 \text{ нм}$)

Концевик механический контактного действия

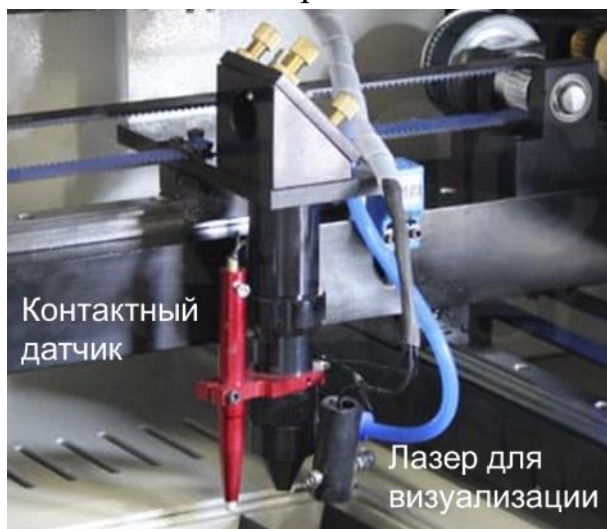


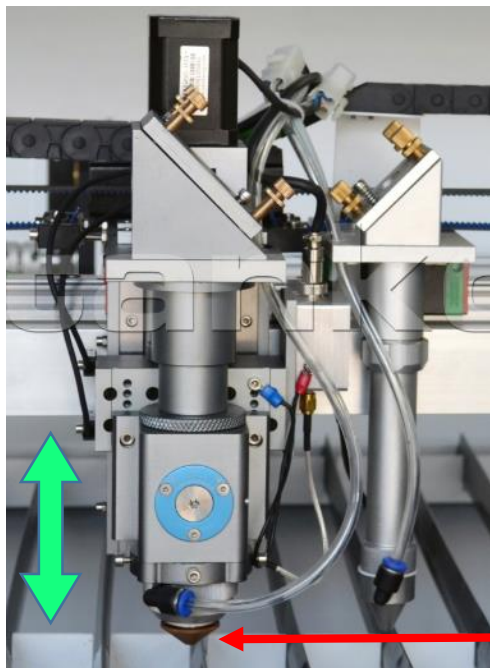
Концевой индуктивный датчик (для металлов)

Датчик автофокуса оси Z нажимного типа (для неметаллов). Отображает интервал между линзой и плоскостью обработки



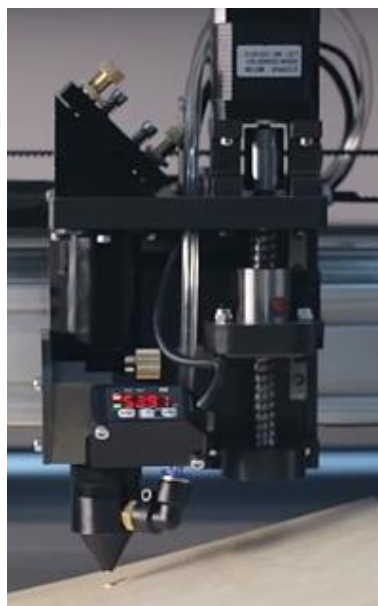
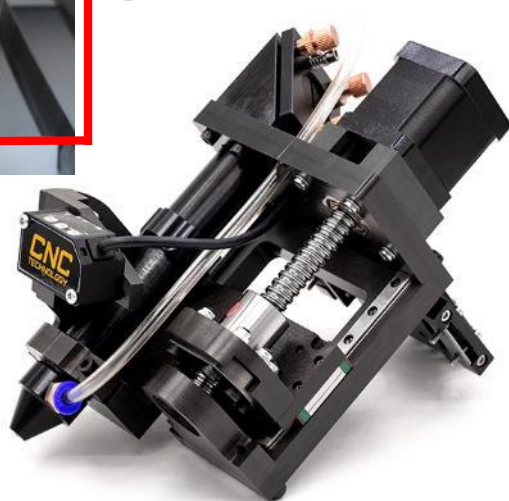
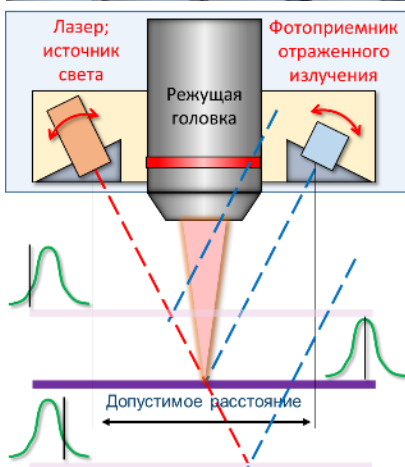
Индуктивный датчик (для металлов)





Сменные сопла для металлов и неметаллов

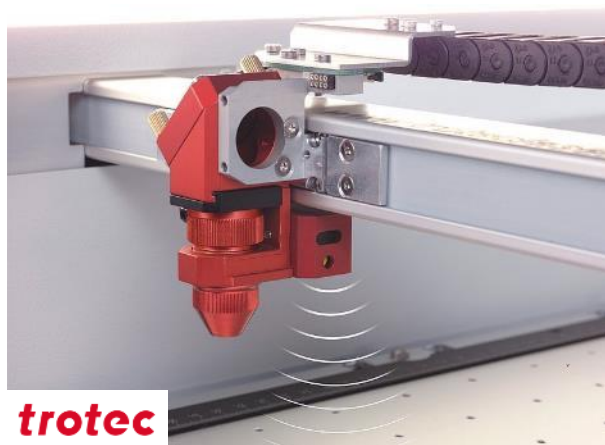
Емкостной датчик автоматически регулирует высоту лазерной головки во время резки, что обеспечивает стабильное фокусное расстояние, даже если металл имеет изгибы.



Оптический датчик

устанавливается в боковых

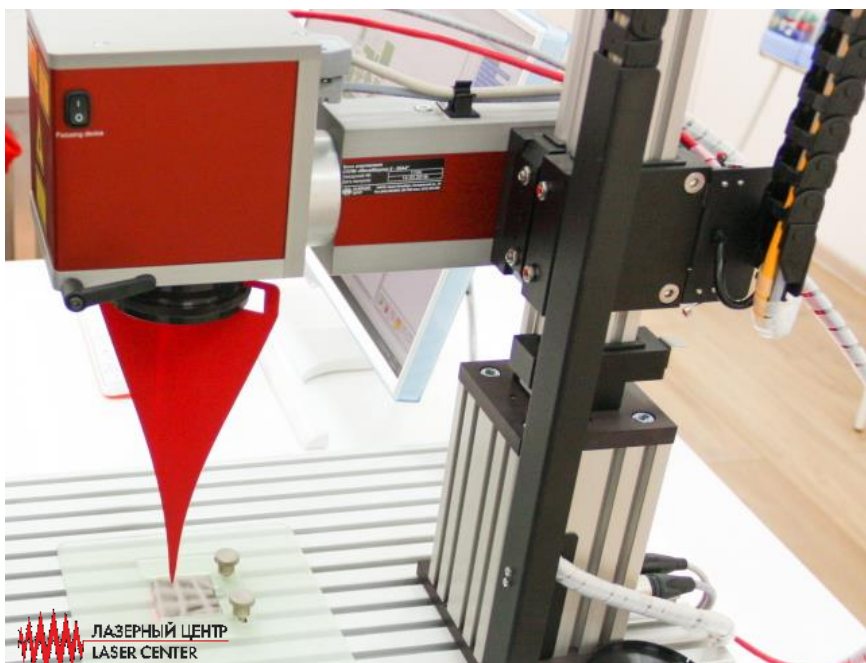
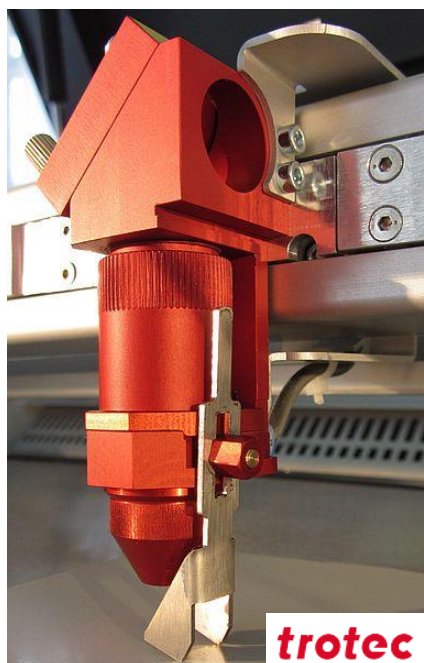
панелях корпуса головки. Заготовку размещают на рабочем поле и запускают подъем стола. Датчик измеряет расстояние до поверхности материала с точностью 0,1 мм, обеспечивая обратную связь, на основе которой контролируется и сохраняется фиксированное расстояние.



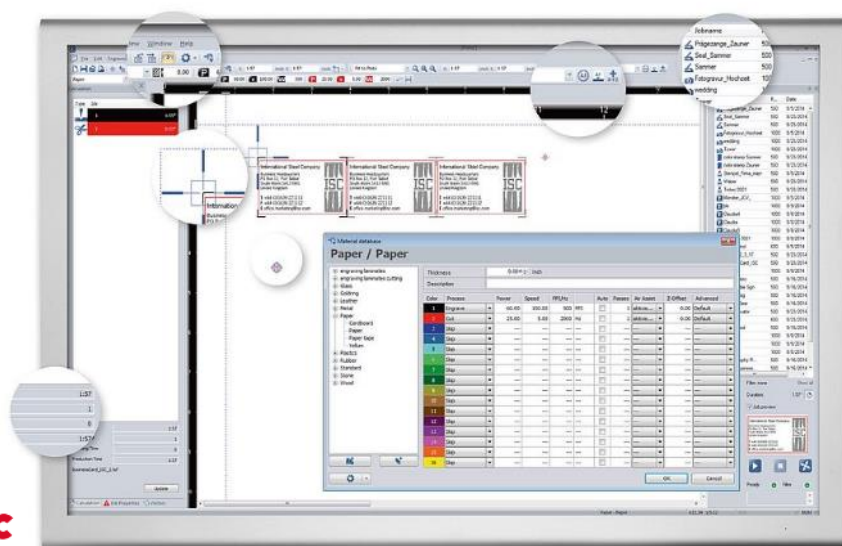
Ультразвуковой датчик в виде сонара встраивается прямо в режущую головку.



Световые барьеры расположены сбоку в корпусе. Материал останавливается, когда пересекает границы сенсора. Подходит идеально для плоских матовых материалов.



«Фокусирующие» шаблоны. Инструмент для нахождения фокусного расстояния представляет собой шаблон, размер которого равен фокусному расстоянию линзы. Оператор устанавливает такой шаблон и вручную приподнимает рабочий стол до тех пор, пока поверхность изделия не коснётся его. Такой способ фокусировки быстрый и универсальный, он удобен, если требуется обрабатывать большое количество изделий, толщина которых неизвестна или не может быть измерена.

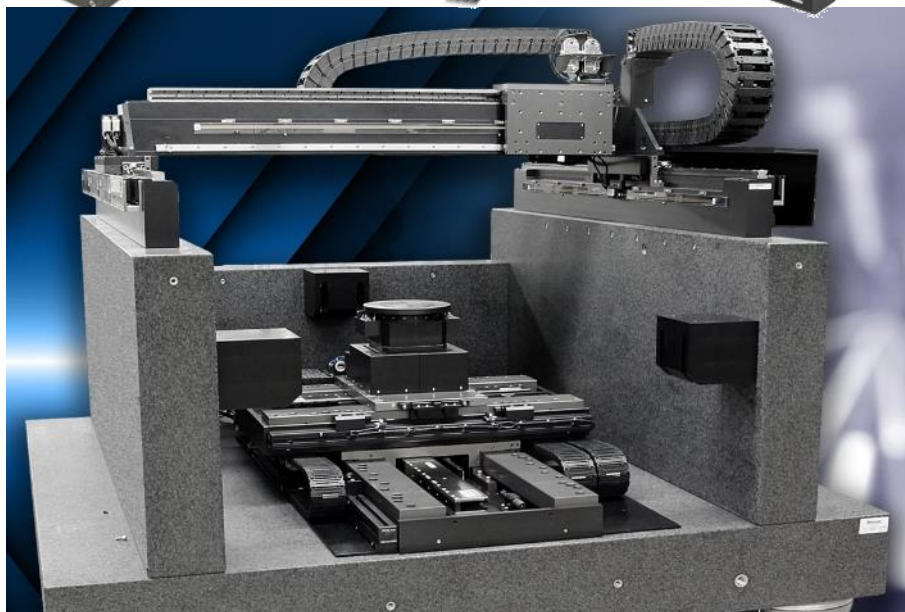
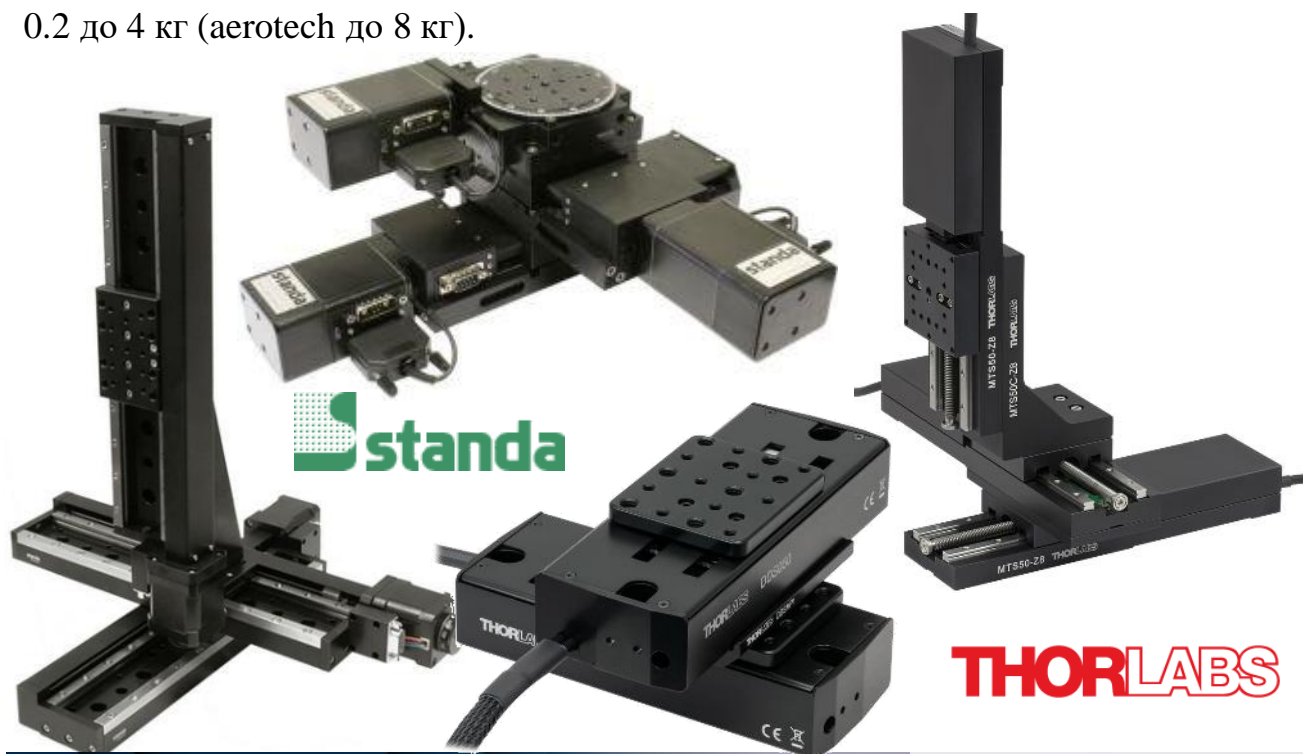


trotec

Программная фокусировка. Оптимальное положение плоскости обработки высчитывается программой (например, JobControl). В программе указывается толщина материала, его положение относительно сопла и используемая линза. По внесенным в базу данных фокусным расстояниям линз система всегда знает точную высоту позиционирования рабочего стола. Режим фокусировки подходит для обработки материалов с известной толщиной.

5.3. Системы перемещения заготовки в пространстве

Для перемещения деталей в трех измерениях применяются координатные столы (linear translation stage) и подъемники (vertical translation stage), оснащенные шаговыми двигателями и серводвигателями. Столы управляются с помощью ПК через драйвера (блоки управления). Основными производителями таких систем в научно-исследовательской области являются: standa, thorlabs и aerotech. Системы имеют следующие характеристики: скорость сканирования от 1 мкм до 100 мм/с (aerotech до 2 м/с), ускорение от 2.4 до 2500 мм/с², точность позиционирования от 0.5 до 1.5 мкм (aerotech до 0.025 мкм), диапазон перемещений от 50 до 400 мм, перемещаемая масса от 0.2 до 4 кг (aerotech до 8 кг).



Подъемник thorlabs,
рабочая высота: 50 мм
скорость: 3 мм/с
подъемная масса: 20 кг

 AEROTECH

5.4. Оптический расчет плоттерной и портальной системы

В плоттерной и портальной системах используются плоские зеркала, которые линейно перемещаются и транслируют лазерный пучок от выходного окна лазера до фокусирующей системы. В плоттерах зеркала обычно перемещаются по координатам XY, в портальных системах – по координатам XZ, YZ, либо XYZ. Плоские зеркала в системе не оказывают влияния на положение перетяжки пучка и его расходимость, т.е. кривизну волнового фронта, размер и форму лазерного пятна, но меняют оптическую ось, вдоль которой распространяется излучение. Другой особенностью является изменение расстояния s_1 при перемещении фокусирующей оптики по полю обработки в диапазоне значений от s_{1a} (вблизи лазера) до s_{1b} (вдали от лазера). По этой причине увеличение фокусирующей линзы Γ и расстояние от нее до второй перетяжки пучка s_2 зависят от расстояния s_1 и изменяются во время движения линзы (рис. 5.3). Эти изменения описываются следующими выражениями:

$$\Gamma(s_1) = |f| / \sqrt{(s_1 - f)^2 + z_{R1}^2}, \quad (5.1)$$

$$s_2(s_1) = f \frac{s_1(s_1 - f) + z_{R1}^2}{(s_1 - f)^2 + z_{R1}^2}. \quad (5.2)$$

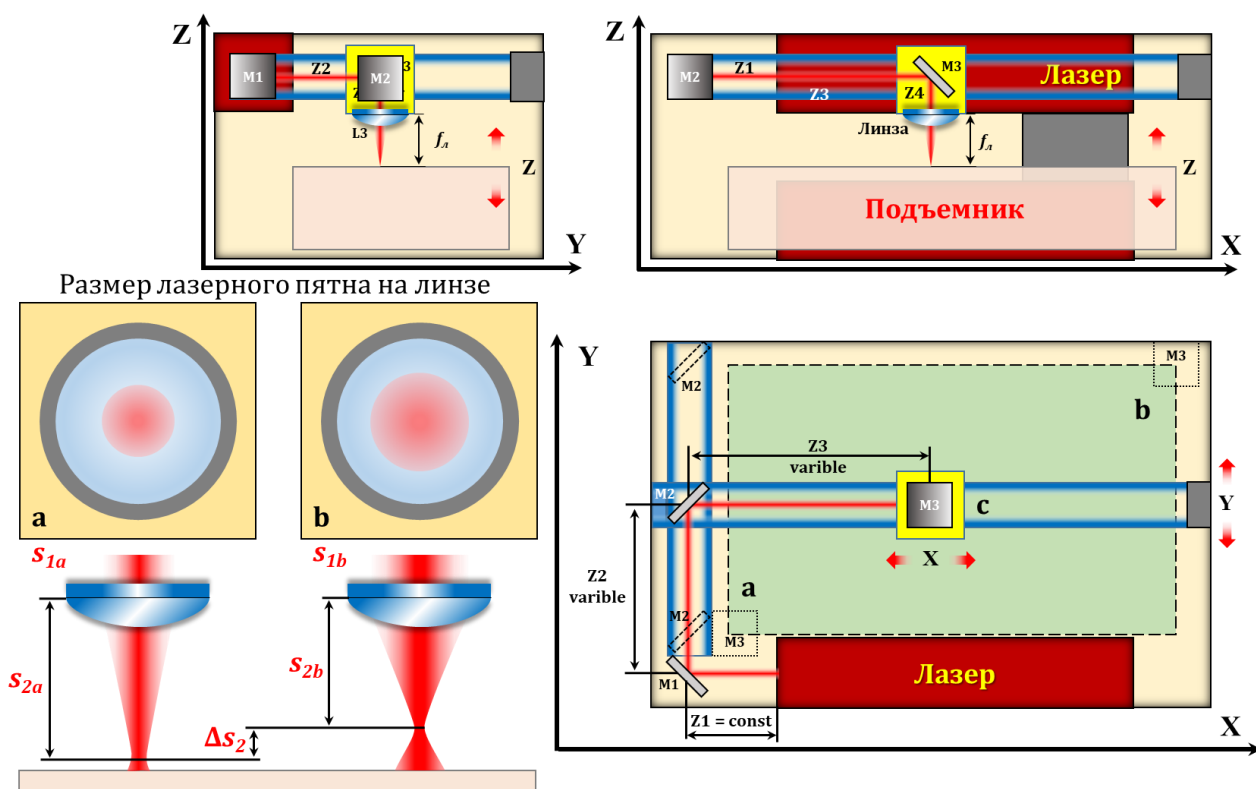


Рис. 5.3. Схематическое изображение плоттерной системы

Расстояние s_l представим в виде суммы расстояний между зеркалами и линзой

$$s_l = z_0 + \sum_{i=1}^N z_{Mi}, \quad z_{Mi} \in [z_{Mi \min}, z_{Mi \max}], \quad (5.3)$$

где $i = 1, 2, 3 \dots N$ – расстояния от выходного окна лазера до первого зеркала, от первого до второго зеркала и т.д. Эти расстояния зависят от размеров поля обработки (рис. 5.3). В примере плоттера на рисунке 5.3 расстояния z_1 (от выходного окна до зеркала М1) и z_4 (от зеркала М3 до линзы) постоянные величины и не изменяются. Расстояния z_2 (между зеркалами М1 и М2) и z_3 (между зеркалами М2 и М3) переменные и могут изменяться от 0 до X и Y , где X и Y – линейные размеры поля обработки. Тогда $s_{1a} = z_0 + z_1 + z_4$, $s_{1b} = s_{1a} + X + Y$. При расположении в центре поля обработки расстояние $s_{1c} = s_{1a} + (X + Y)/2$.

Важным параметром, влияющим на качество обработки, является изменение размеров перетяжки пучка на краях поля обработки. Рассчитав по выражению (5.1) увеличение линзы в трех точках положения линзы: s_{1a} , s_{1c} и s_{1b} , можно по выражениям (3.8), (3.10) и (3.11) вычислить характеристики перетяжки лазерного пучка в этих точках. Если плоскость обработки расположить на расстоянии s_{2c} – от линзы до второй перетяжки пучка в центре поля обработки, то на краях поля обработки перетяжка пучка будет опускаться (положение линзы в s_{1a}) и подниматься (положение линзы s_{1b}) относительно выбранной плоскости обработки, так как $s_{2a} > s_{2b}$. По этой причине диаметр лазерного пятна d_2 в плоскости обработки изменяется не только за счет изменения размера перетяжки, но и ее смещения относительно плоскости обработки. Если смещение перетяжки пучка относительно плоскости обработки меньше длины каустики, т.е. $s_{2a/b} - s_{2c} < 0.32z_{R2a/b}$ (для более высокой точности множитель 0.32 заменяется на 0.142), то изменения диаметра лазерного пятна в плоскости обработки несущественны, и ими можно пренебречь. Если это условие не выполняется, то изменение размера лазерного пятна за счет его уширения можно оценить по выражениям следующего вида:

$$\Delta d_{2a} = \frac{d_{2a} - d_{2c}}{d_{2c}} = \frac{\omega_{02a}}{\omega_{02c}} \sqrt{1 + \left(\frac{s_{2a} - s_{2c}}{z_{R2a}} \right)^2} - 1, \quad (5.4)$$

$$\Delta d_{2b} = \frac{d_{2b} - d_{2c}}{d_{2c}} = \frac{\omega_{02b}}{\omega_{02c}} \sqrt{1 + \left(\frac{s_{2b} - s_{2c}}{z_{R2b}} \right)^2} - 1.$$

Изменения радиуса перетяжки пучка $\Delta\omega_{02}$, длины Рэлея Δz_{R2} и расстояния от линзы до перетяжки пучка Δs_2 на краях поля обработки выражаются как

$$\Delta\omega_{02} = \omega_{02a} - \omega_{02b} = \omega_{01} |f| \frac{n_b - n_a}{n_a n_b}, \quad (5.5)$$

$$\Delta z_{R2} = z_{R2a} - z_{R2b} = z_{R1} f^2 \frac{n_b^2 - n_a^2}{n_a^2 n_b^2}, \quad (5.6)$$

$$\Delta s_2 = s_{2a} - s_{2b} = f^2 \frac{n_b^2 \sqrt{n_a^2 - z_{R1}^2} - n_a^2 \sqrt{n_b^2 - z_{R1}^2}}{n_a^2 n_b^2}, \quad (5.7)$$

где величины n_a и n_b описываются выражением:

$$n_{a/b} = \sqrt{(s_{1a/b} - f)^2 + z_{R1}^2}. \quad (5.8)$$

Если на краях поля обработки смещение перетяжки пучка вдоль оптической оси будет превышать длину каустики пучка в этих положениях, т.е. $\Delta s_2 > 0.32z_{R2a}$ и $\Delta s_2 > 0.32z_{R2b}$, то размер лазерного пятна в плоскости обработки будет сильно изменяться, что повлияет на плотность мощности падающего излучения и приведет к снижению качества обработки. Исправить ситуацию можно тремя способами. В первом случае уменьшается поле обработки, тем самым уменьшая расстояние s_l . Во втором случае требуется уменьшить расходимость излучения (или увеличить длину Рэлея $z_{Rl} = M^2\lambda/(\pi\theta_l^2)$) путем установки коллиматора. Чтобы размер лазерного пучка при распространении на большие расстояния незначительно изменялся, должно выполняться условие $z_{Rl} \gg s_l - f$. Тогда $\Gamma \sim |f|/z_{Rl}$. В третьем случае можно увеличить фокусное расстояние линзы. Однако в этом случае будет увеличиваться размер перетяжки пучка.

5.5. Точность сканирующих систем с прямоугольной разверткой

К системам с прямоугольной разверткой относятся оптомеханические системы, где перемещение лазерного пятна в плоскости обработки осуществляется в линейных координатах, как это происходит в плоттерных и порталных системах, в системах с координатными столами. Для стабилизации условий лазерной микрообработки необходимо обеспечивать постоянство плотности мощности при движении лазерного пятна в плоскости обработки, равное [20]

$$q = \frac{h_q \nu}{d_0} L_q, \quad (5.9)$$

где h_q – глубина удаленного вещества объемом $V_q = h_q \pi d_0^2$, $v = d_0/t$ – скорость сканирования, d_0 – диаметр лазерного пятна в плоскости обработки, t – длительность лазерного воздействия, L_q – теплота активации физического процесса обработки, например, теплота испарения, разрушения, модификации и т.д. Если выражение (5.9) переписать относительно мощности лазерного излучения P , то данное выражение приобретет следующий вид:

$$\frac{P}{v} = h_q d_0 L_q = \text{const} = B, \quad (5.10)$$

Данное выражение указывает на то, что стабильность условий лазерной микрообработки зависит от постоянства мощности лазерного излучения P и скорости сканирования пучка v . Это приобретает важное значение для обработки поверхности сложной формы с высокой скоростью. В реальных условиях с применением непрерывного излучения невозможно поддерживать одинаковую скорость на прямых линиях и крутых поворотах, при ускорении в начале и торможении в конце трека. Если v не константа, а изменяется в соответствии с некоторым законом по времени $v(t)$, то невозможно выполнить условие (5.10) $P = Bv(t)$, каким бы хорошим не был контроль мощности непрерывного излучения. Однако использование импульсно-частотных лазеров при надлежащей системе управления выходными параметрами лазерного излучения позволяет обеспечить выполнение условия (5.10), а именно, постоянную плотность мощности лазерного излучения в зоне обработки [20].

Лекция 6.

Отклоняющие сканирующие системы, «дефлекторы»

Сканирующие системы, где движение лазерного пятна основано на отклонении пучка излучения поворотом зеркала или другого оптического элемента, широко применяются в лазерных комплексах. В отличие от плоттерных и порталных систем, они имеют преимущества, среди которых:

- высокая скорость перемещения пятна в плоскости обработки (до 15 м/с);
- малое время разгона и торможения за счет низкой инерционности и малой массы подвижных зеркал (10 – 25 г);
- большое рабочее расстояние от линзы до фокального пятна;

К особенностям сканирующих систем относят:

- ограниченное поле обработки (до 200×200 мм);
- большая длина каустики не позволяет локализовать перетяжку в объеме прозрачных материалов и записывать трехмерные структуры.

Примером сканирующих систем являются:

- гальво-сканеры (гальванометрические приводы с поворотом зеркал);
- пьезо-сканеры;
- электрооптические и акустооптические дефлекторы;
- микро-электро-механические сканеры (электромагнитная индукция);
- оптико-механические дефлекторы на основе поворота призм.

6.1 Гальво-сканеры

Подробнее рассмотрим сканирующие системы, состоящие из поворотных зеркал, угол поворота которых задает перемещение лазерного пучка по координатам X и Y в плоскости обработки. В соответствующей литературе плоскость сканирования принято назвать плоскостью изображения, где с помощью перемещения преобразованной перетяжки пучка воспроизводится заданная траектория. Здесь различают два типа систем в зависимости от размещения узла сканирования относительно объектива: пред-объективные (рис. 6.1) и пост-объективные (рис. 6.2) [25]. Основные требования, предъявляемые к элементу в системе сканирования, приведены в таблице №6.1, а именно, к источнику излучения, узлу сканирования и фокусирующей оптике. Требования определяются особенностями работы системы сканера.

Таблица 6.1. Характеристики поля изображения перетяжки лазерного пучка.

Источник излучения	Узел сканирования	Фокусирующая система
1. Длина волны 2. Модовый состав 3. Диаметр перетяжки пучка 4. Угол расходимости пучка 5. Средняя мощность 6. Импульсная мощность	1. Размер апертуры зеркал 2. Угол сканирования 3. Разрешение по углу поворота зеркала 4. Повторяемость траектории сканирования 5. Абсолютная точность сканирования 6. Скорость сканирования 7. Время разгона и торможения зеркал	1. Размер поля или апертура 2. Размер изображения перетяжки пучка 3. Длина каустики 4. Рабочее расстояние или расстояние от последней линзы в системе до центра перетяжки пучка 5. Оптические потери

GVS012 Thorlabs: двух-координатное гальво-зеркальное устройство

Двух-координатный сканатор в корпусе с возможностью фиксации F-theta линзы

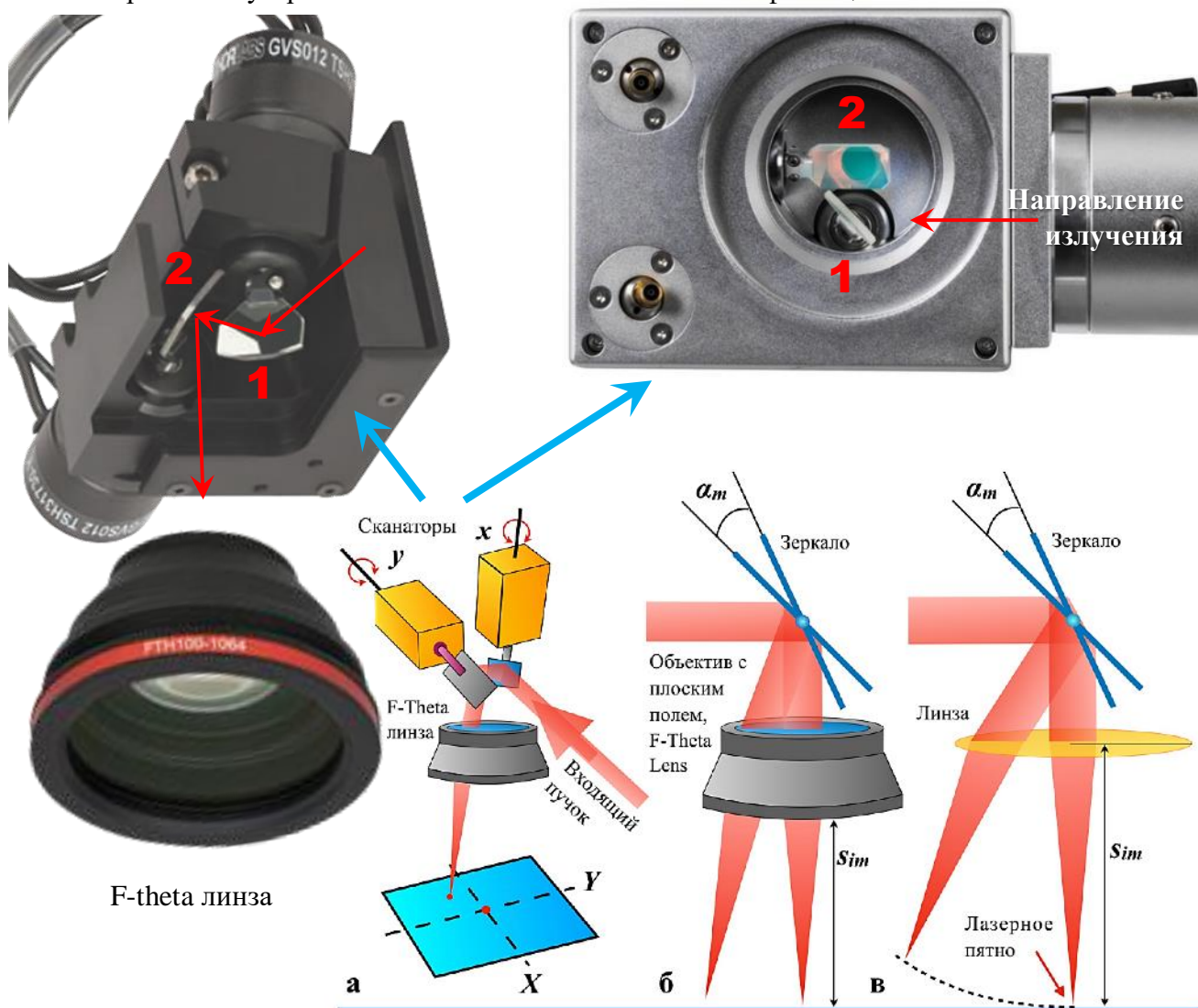
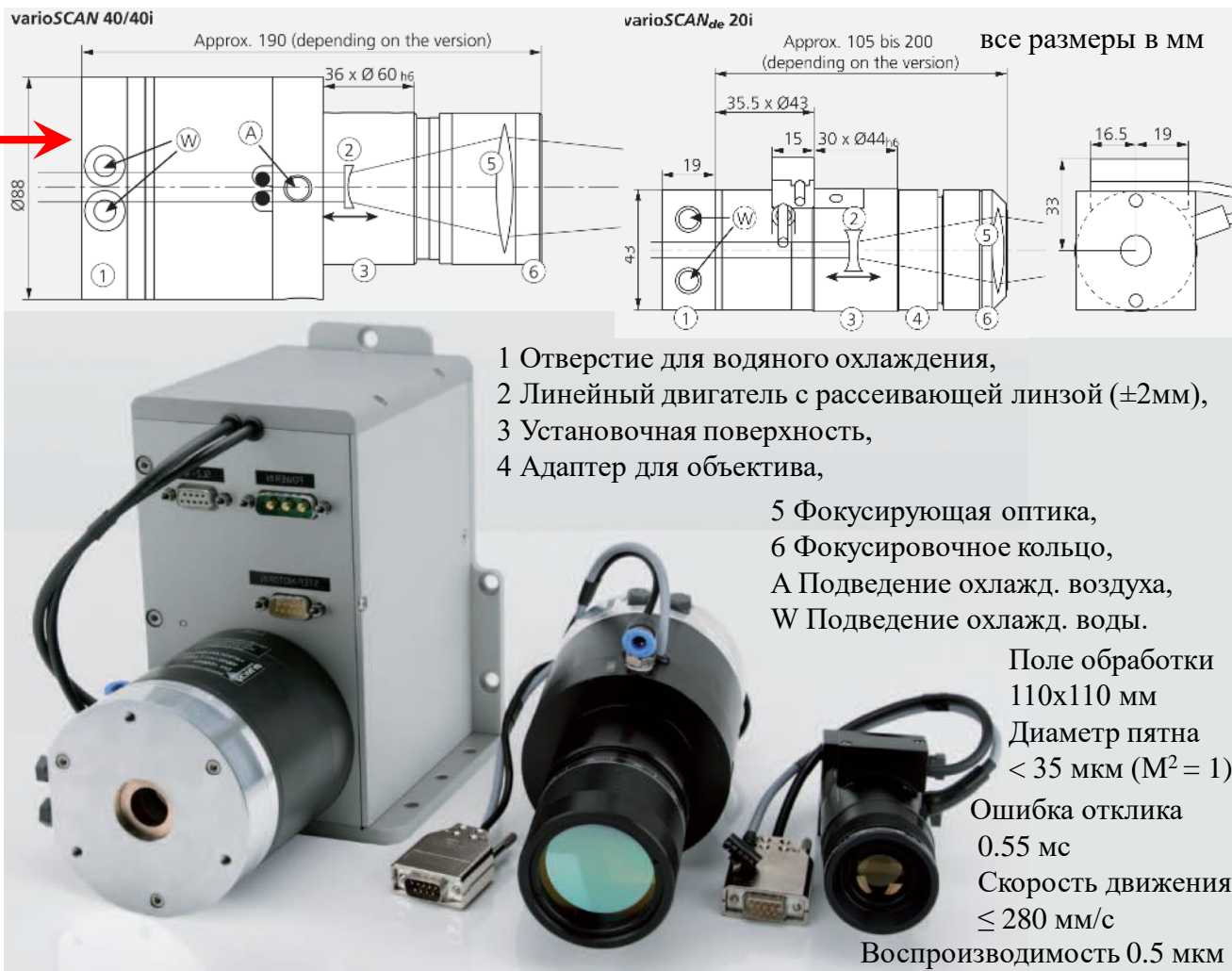


Рис. 6.1. Пред-объективные системы сканирования: ход лазерного пучка в пространстве (а); фокусировка лазерного пучка: объективом (б) и линзой (в)



Динамическая фокусная система varioSCAN

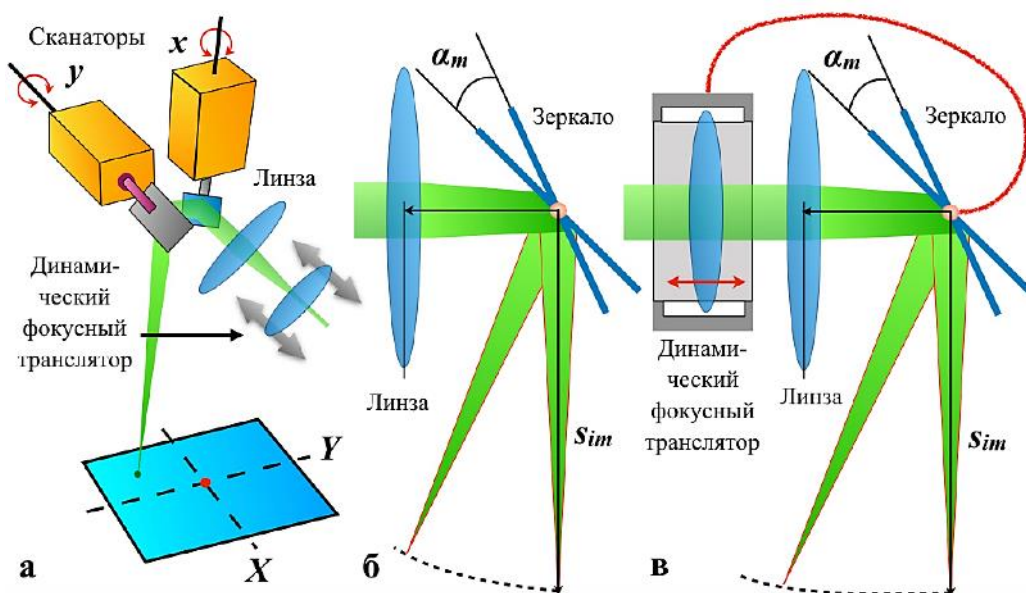


Рис. 6.2. Пост-объективные системы сканирования: ход лазерного пучка в пространстве (а), фокусировка пучка линзой (б) и предварительная коррекция пучка с помощью динамической фокусирующей системы (в)

Искажения в перетяжке пучка после линзы возникают, как от сканаторов, так и от фокусирующей оптической системы. Для формирования лазерного пятна в плоскости обработки применяются объективы с плоским полем, F-theta сканирующие линзы/объективы, а также телецентрические сканирующие объективы с волновым фронтом в плоскости изображения (рис. 2.6). Рабочее расстояние таких систем варьируется от 7 до 215 мм, фокусное расстояние от 18 до 230 мм, размер поля обработки от 5 до 120 мм, диаметр пятна от 12 до 90 мкм. Телецентрические системы применяются в сканирующей микроскопии, где оптическая система лазерной обработки совмещена с визуальным каналом микроскопа. Для маркировки и гравировки без возможности визуализации поля обработки используются F-theta и F-sin(theta) линзы.

Поскольку сканатор является неотъемлемой частью сканирующей системы вне зависимости от ее типа, рассмотрим сначала искажения, вносимые этим узлом, при формировании поля изображения. Зеркала сканаторов, позиционирующие лазерный пучок в плоскости сканирования, размещаются ортогонально. При этом нижнее зеркало, как правило, производящее сканирование по оси OX, имеет меньший размер по сравнению с верхним зеркалом (рис. 6.3). Зеркало верхнего сканатора большего размера и, соответственно, с большей инерцией отражает ось X в Y направлении, производя сканирование по оси OY.

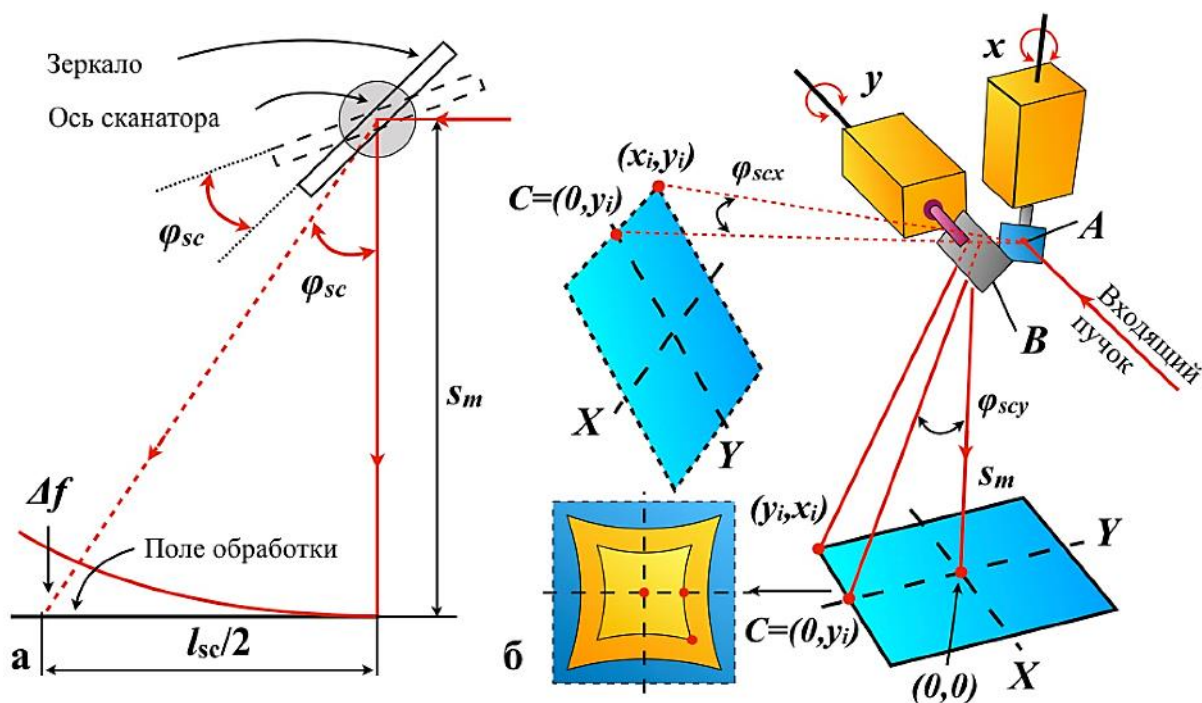


Рис. 6.3. Развертка лазерного пучка двух-зеркальным сканатором: схематическое изображение тангенциального искажения (а), искажения поля в пространстве (б)

Два зеркала осуществляют сканирование в плоскости поля изображения, результирующее изображение обязательно будет искаженным. Причиной таких искажений будет то, что при угловом отклонении пучка излучение фокусируется на поверхности сферы, только одна точка которой совпадает с плоскостью обработки. Подобные искажения от зеркал сканаторов имеют подушкообразное очертание, обусловленное тангенциальной составляющей ошибки фокусировки (рис. 6.3.а). Положение горизонтальных линий обусловлено только тангенциальным искажением Y скана, в то время как искажение вертикальных линий обусловлено искажениями и X , и Y сканов. Возникновение тангенциального искажения по одной из осей сканатора представлено на рис. 6.3.а [25]. В приведенном случае пятно, отклоненное в плоскости сканирования и задающее размер поля изображения, отвечает уравнению

$$l_{sc} = 2s_m \tan \varphi_{sc}, \quad (6.1)$$

где s_m – расстояние от зеркала до плоскости сканирования, φ_{sc} – половина оптического угла, который связан с углом поворота зеркала α_m как

$$\varphi_{sc} = 2\alpha_m. \quad (6.2)$$

Источником возникновения другого важного искажения являются изменения в фокусном расстоянии по полю фокусировки Δf (рис. 6.3). В соответствии с геометрическим ходом лучей на рис. 6.3 величина Δf равна

$$\Delta f = \sqrt{0.25l_{sc}^2 + s_m^2} - s_m. \quad (6.3)$$

Для установления связи искажений изображения и изменения фокусного расстояния, вызванных сканатором, с координатами x_i и y_i в плоскости сканирования рассмотрим схематическое изображение конструкции из двух зеркал (рис. 6.3). Из рис. 6.3.б видно, что пучок на входе в систему, падающий на первое зеркало сканатора, параллелен оси Y зеркала, а точки A , B , C , O , отмеченные на схематическом изображении сканатора, отвечают в соответствии с рисунком: A – центр X зеркала; B – центр Y зеркала; C – точка с координатами $(0, y_i)$ в плоскости сканирования; O – точка с координатами $(0, 0)$ в плоскости сканирования. Расстояние между центрами зеркал, т.е. расстояние AB , определено как s_{ab} , а расстояние BO – как s_m . Оптические углы сканирования φ_{scx} и φ_{scy} , а также координаты x_i и y_i отвечают любой точке в поле сканирования. Геометрически можно показать, что при $x_i = y_i = 0$, $\varphi_{scx} = \varphi_{scy} = 0$. Уравнение, устанавливающее связь y_i с θ_y находится из рассмотрения треугольника OBC и в соответствии с геометрией схемы имеет вид:

$$y_i = s_m \tan \varphi_{scy}. \quad (6.4)$$

Уравнение, устанавливающее связь между x_i и φ_{scx} , может быть найдено при проекции поля сканирования на виртуальное изображение Y зеркала, как показано штриховой линией на рис. 6.3.б. При рассмотрении треугольника AOC с координатами $(0, y_i)$ и (x_i, y_i) расстояние OC , равное x_i , может быть найдено как

$$x_i = AC \tan \varphi_{scx} = \left(\sqrt{s_m^2 + y_i^2} + 0.5l_{sc} \right) \tan \varphi_{scx}, \quad (6.5)$$

где $AC = (s_m^2 + y_i^2)^{0.5} + 0.5l_{sc}$, $l_{sc} = AB$, как было определено ранее. Расстояние от точки A до точки с координатами (x_i, y_i) в предположении, что оно равно фокусному расстоянию f_i , может быть найдено как

$$f_i = \sqrt{\left(\sqrt{s_m^2 + y_i^2} + 0.5l_{sc} \right)^2 + x_i^2}. \quad (6.6)$$

В этом случае результирующее изменение фокусного расстояния по полю сканирования может быть выражено следующим образом:

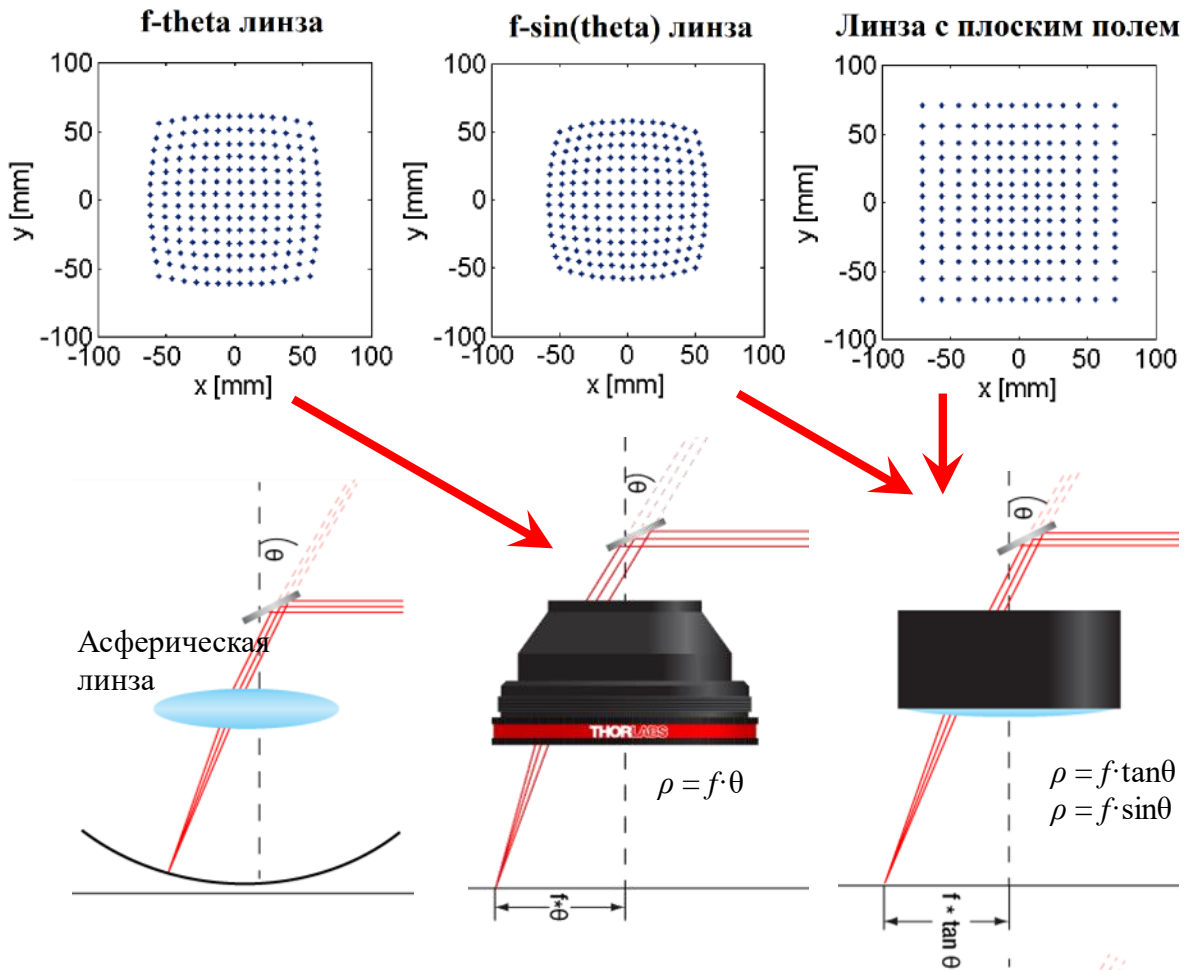
$$\Delta f = \sqrt{\left(\sqrt{s_m^2 + y_i^2} + 0.5l_{sc} \right)^2 + x_i^2} - (s_m + 0.5l_{sc}). \quad (6.7)$$

Ошибка подушкообразного искажения ε_m принято определять как отклонение изменения в значениях x_i при изменении φ_{scy} от поля до определенного значения к удвоенному пику амплитуды $2x_i$ при $\varphi_{scy} = 0$, т.е.

$$\varepsilon_m = \frac{x_i(\theta_y) - x_i(0)}{2x_i(0)} = \frac{1 - \cos \varphi_{scy}}{2(1 + 0.5l_{sc}/s_m) \cos \varphi_{scy}}. \quad (6.8)$$

После рассмотрения искажений, вносимых сканаторами, рассмотрим более подробно особенности работы фокусирующей системы в зависимости от ее размещения относительно зеркал сканаторов, а также бочкообразные искажения, вносимые непосредственно объективом (рис. 6.4). Сначала будут рассмотрены особенности работы объектива при размещении его после сканаторов. В пред-объективном сканировании обычно применяются объективы с плоским полем (рис. 6.5). Фокусирующий объектив здесь работает в коллимированном пучке (рис. 6.4 и 6.5). Поле сканирования по одной из координат для фокусирующего объектива представляет собой линию сканирования длиной l_{sc} , которая определяется фокусным расстоянием объектива f и полным углом сканирования $2\varphi_{sc}$:

$$l_{sc} = 2f \tan \varphi_{sc}. \quad (6.9)$$



Типы линз/объективов, применяемых в сканирующих системах

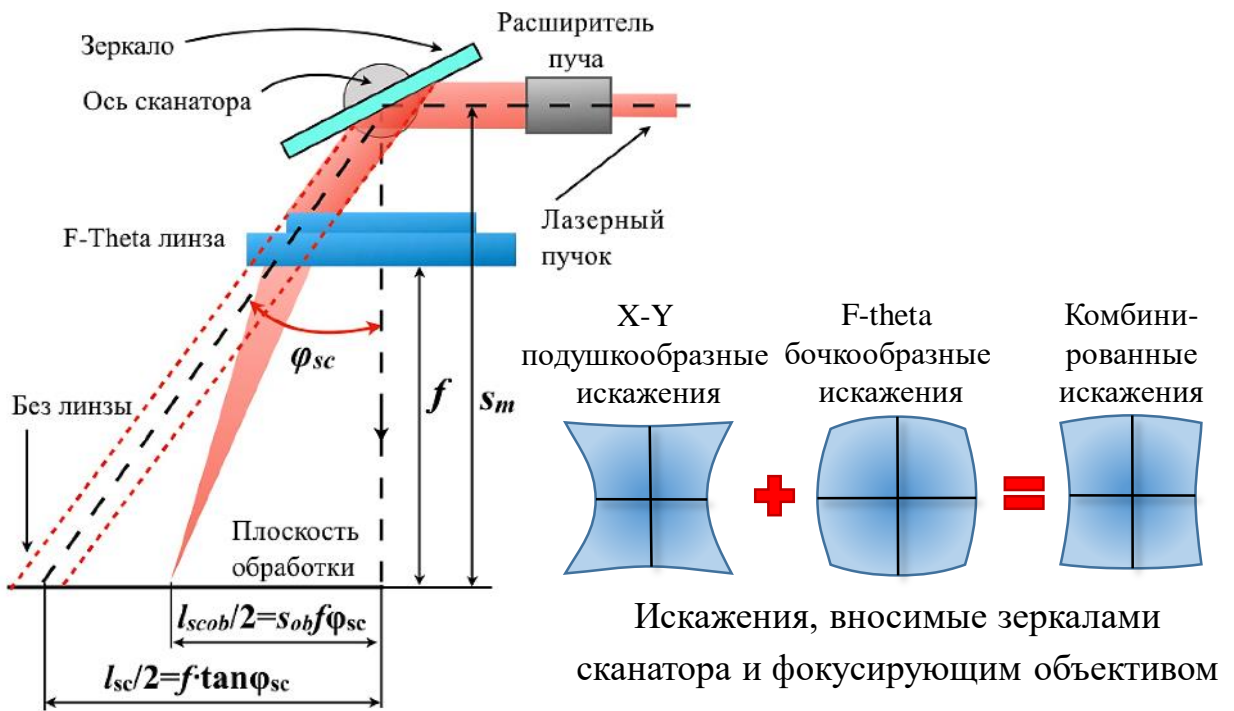
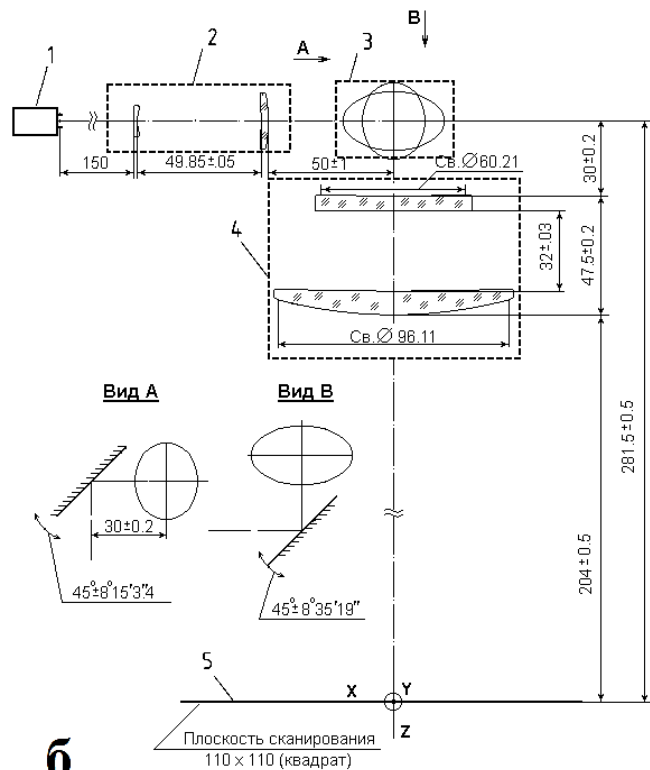
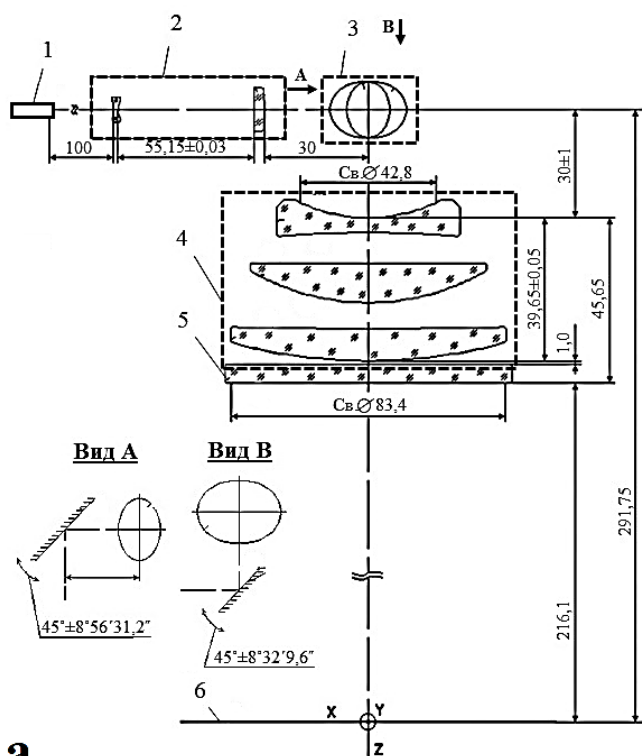


Рис. 6.4. Распространение лазерного пучка в пред-объективной системе сканирования (s_{ob} – фактор линейного масштаба)



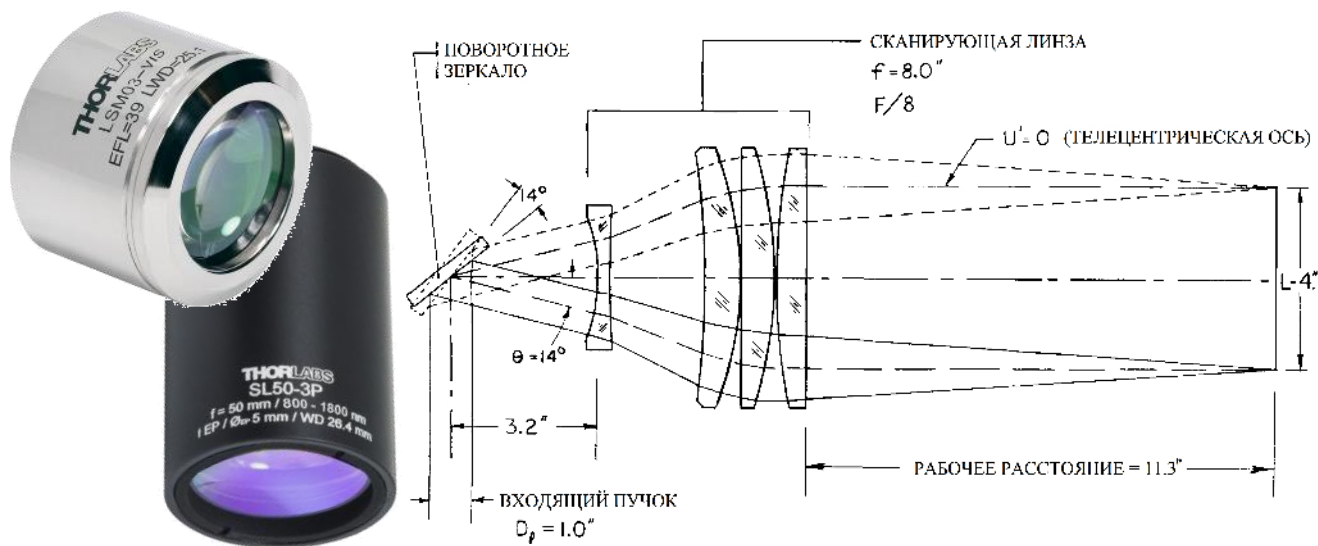
а

б

- 1) Лазерный модуль.
 - 2) Расширитель пучка
 - 3) Двухкоординатный зеркальный сканатор.
 - 4) Трехлинзовый фокусирующий объектив.
 - 5) Защитное стекло.
 - 6) Плоскость обработки (110x110 мм²).
- Фокусное расстояние системы $f = 183.9$ мм

- 1) Лазерный модуль.
 - 2) Расширитель пучка
 - 3) Двухкоординатный зеркальный сканатор.
 - 4) Двухлинзовый фокусирующий объектив.
 - 5) Плоскость обработки (110x110 мм²).
- Фокусное расстояние системы $f = 189.1$ мм

Рис. 6.5. Чертежи F -theta линз в составе: Минимаркер-2 на базе Yb :волоконного лазера (а) и Минимаркер-С на базе CO_2 лазера (б)



В отличие от F -theta линз телецентрические оптические системы на всем поле обработки сохраняют параллельное оптической оси падение пучка [26]

Однако в большинстве применений объектива плоского поля подушкообразные искажения, вносимые узлом сканирования, компенсируются конструкцией объектива, в которую вводят отрицательное (бочкообразное) искажение, равное, $\varphi_{sc}/\tan\varphi_{sc}$ и, тогда l_{sc} определяется как

$$l_{sc} = 2f\varphi_{sc}. \quad (6.10)$$

Подобная конструкция объектива обеспечивает одинаковую скорость перемещения лазерного пятна в плоскости обработки при постоянной скорости вращения зеркал сканатора. Важно отметить, что линейность смещения в поле сканирования для систем пред-объективного сканирования, где узел сканирования работает в коллимированном пучке, не влияет на положение, размер и форму лазерного пятна в плоскости обработки. Размер лазерного пятна в этом случае определяется разрешением фокусирующего объектива и его рабочим полем. С другой стороны, для систем пост-объективного сканирования, где на зеркала сканаторов падает сходящийся лазерный пучок, линейность смещения оказывает влияние на положение, размер и форму лазерного пятна.

Для систем пред-объективного сканирования разрешающая способность фокусирующего объектива, работающего в коллимированном пучке, определяет одну из важнейших характеристик системы сканирования – число элементов N_d (или количество лазерных пятен без перекрытия) в линии сканирования:

$$N_d = l_{sc}/d_0, \quad (6.11)$$

где l_{sc} – длина линии сканирования в поле сканирования или линейный размер поля обработки, d_0 – минимальный размер лазерного пятна, формируемого в плоскости обработки фокусирующим объективом.

Для большинства систем сканирования минимальный размер лазерного пятна, согласно требованиям, предъявляемым к системам сканирования, должен быть близок к размеру фокального пятна, формируемого безабберационной оптической системой при условии падения на нее плоской волны коллимированного пучка диаметром D_L и определяемого по диаметру первого кольца в кружке (картине) Эйри:

$$d_0 = 2.44 \frac{\lambda f}{D_L}, \quad (6.12)$$

С учетом выражений (6.11), (6.12) и (6.9) число N_d может быть определено, как

$$N_d = \frac{\tan \varphi_{sc}}{1.22} \frac{D_L}{\lambda}. \quad (6.13)$$

При описании систем сканирования очень часто вводится так называемое F -число объектива, или $F_{\#}$, определяемое как отношение фокусного расстояния оптической системы f к ее апертуре $D_A \geq D_L$, т.е.

$$F_{\#} = \frac{f}{D_A} \leq \frac{f}{D_L}. \quad (6.14)$$

Связь $F_{\#}$ с числовой апертурой $NA = D_A/(2f) \geq D_L/(2f)$ задается соотношением

$$F_{\#} = 0.5 \cdot NA^{-1}. \quad (6.15)$$

Размер пятна в плоскости сканирования d_0 и число элементов N_d могут быть определены не только через размер ограничивающей апертуры объектива D_A , но также и через диаметр лазерного пучка на линзе D_L для случая, когда $D_L/D_A = W_d$. Такое отношение диаметра гауссова пучка, определенного по уровню падения интенсивности до $1/e^2$ или до 50%, к диаметру диафрагмы на объективе или его апертуре принято называть соотношением диафрагмирования W_d . В лазерных сканирующих системах, где значение W_d специально не оговаривается, рекомендуют выбирать в диапазоне $W_d = 0.5 \div 1.0$. При оценке минимального диаметра пятна в плоскости сканирования с известным значением W_d , например, равным 1.0, величина d_0 может быть найдена по выражению [26]

$$\begin{aligned} d_0(1/e^2) &= 1.83\lambda F_{\#}, \\ d_0(50\%) &= 1.13\lambda F_{\#}. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Из сравнения соотношений (6.16) видно, что размер пятна в плоскости сканирования зависит от выбора границы лазерного пучка, так как $d_0(1/e^2) > d_0(50\%)$. Выбор ограничений по уровню падения интенсивности на размер пятна в плоскости сканирования в основном определяется характеристиками обрабатываемого материала и задачей, решаемой с помощью сканирования. К первому относится чувствительность к излучению определенной длины волны, а также пороговое значение плотности мощности, обеспечивающее возникновение и поддержание необходимого для технологического процесса механизма, например, плавления, окисления, испарения и т.д.

Еще одной из важнейших характеристик фокусирующего объектива в системе сканирования, иногда называемой фундаментальным дифракционным пределом системы сканирования, считается произведение размера лазерного пятна в плоскости сканирования d_0 на числовую апертуру оптической системы NA. Это произведение с учетом выражения (6.12) может быть записано как

$$2NA \cdot d_{0D} = 2.44\lambda. \quad (6.17)$$

Для гауссова пучка (TEM_{00}) без диафрагмирования фундаментальный дифракционный предел в перетяжке с радиусом ω_0 и расходимостью $\theta_0 \approx NA$ определяется с учетом инварианта Лагранжа-Гельмгольца $\omega_0\theta_0 = \lambda/\pi$ как [26]

$$2NA \cdot d_0 = 4\lambda/\pi = 1.27\lambda. \quad (6.18)$$

Реальные лазерные пучки, хотя и близки к гауссовым пучкам, характеризуются качеством $M^2 \leq 1.2$. Фундаментальный дифракционный предел подобных пучков выражается следующим образом:

$$2NA \cdot d_0 = 4M^2\lambda/\pi = 1.27M^2\lambda. \quad (6.19)$$

Наравне с величинами N_d и d_0 столь же важной считается длина каустики z_{DOF} (DOF — Depth of Field). Под величиной z_{DOF} понимается расстояние, отсчитываемое в обе стороны от центра перетяжки, на котором размер дифракционно-ограниченного пятна остается практически постоянным. Этот критерий базируется на отступлении в четверть длины волны от совершенного сферического волнового фронта и может быть задан как [27]

$$z_{DOF} = \frac{\lambda}{2NA^2} = \frac{\lambda}{2\theta_0^2} = \frac{\pi}{2} z_R. \quad (6.20)$$

В случае пост-объективного сканирования линией локализации сфокусированного пятна является дуга окружности радиуса R_{sc} , центр которой можно считать совпадающим с осью узла сканирования при условии, что расстояние между зеркалами сканатора s_{ab} гораздо меньше фокусного расстояния объектива, т.е. $s_{ab} \ll s_{ob}$ (рис. 6.6) [28]. Наиболее важным параметром фокусирующего объектива в системе пост-объективного сканирования является размер лазерного пятна в плоскости сканирования на оси объектива, определяемый выражением (6.12), как и в случае пред-объективного сканирования с безаберрационным объективом. Важным параметром является отклонение размера лазерного пятна на краях поля сканирования d_Y от его размера в центре поля сканирования d_0 . Эту величину

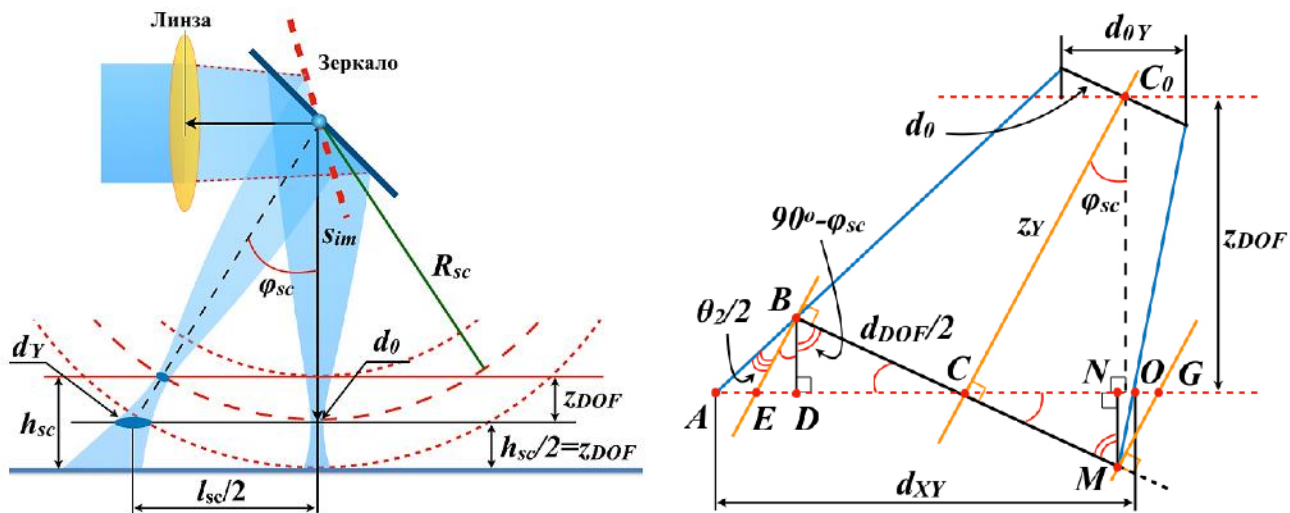


Рис. 6.6. Распространение пучка в пост-объективной системе сканирования

часто называют относительным отклонением размера пятна в поле сканирования, т.е.

$$\Delta_d = \frac{d_y}{d_0} - 1. \quad (6.21)$$

Подробнее рассмотрим падение сфокусированного линзой лазерного пучка на плоскость обработки (рис. 6.6 справа). При отклонении лазерного пучка вторым зеркалом сканирующей системы на угол φ_{sc} центр перетяжки смещается вверх и поворачивается относительно плоскости обработки на этот же угол. В результате на плоскости обработки образуется проекция расходящегося лазерного пучка с диаметром $d_Y = AD + DC + CN + NO$ в виде большей оси формируемого вдоль оси OY эллипса. Видно, что отрезок $DC = CN$ и является проекцией радиуса лазерного пучка $d_{DOF}/2$, формируемого на расстоянии z_{DOF} от центра перетяжки с радиусом $d_0/2$ и соответствующей проекцией $d_{0Y}/2$. В таком случае размер лазерного пучка определяется как

$$d_{DOF} = d_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z_{DOF}}{z_{Ri} \cos \varphi_{sc}} \right)^2}, \quad (6.22)$$

где z_{Ri} – длина Рэлея перетяжки пучка после фокусирующей системы. Из анализа рис. 6.6 (справа) находим длину отрезка d_Y в виде выражения вида

$$d_Y = \frac{d_{DOF}}{\sqrt{1 + a^2}} \left\{ 1 + \frac{a}{2} \left[\frac{a+b}{1-ab} + \frac{a-b}{1+ab} \right] \right\}, \quad (6.23)$$

где $a = \tan \varphi_{sc}$, $b = \tan(\theta_2/2)$, θ_2 – угол расходимости пучка после линзы.

Если фокусное расстояние линзы f достаточно большое, то расходимость лазерного пучка после фокусировки будет достаточно мала и $b = \theta_2/2$. Тогда при больших значениях φ_{sc} , когда $\theta_2/2 \ll \varphi_{sc}$, выполняется условие $ab \sim 0$, т.е.

$$d_Y = d_{DOF} \sqrt{1 + a^2} = d_{DOF} \sqrt{1 + \tan^2 \varphi_{sc}}. \quad (6.24)$$

Это выражение справедливо ближе к краю поля сканирования. Вблизи центра поля сканирования, где $\theta_2/2 \sim \varphi_{sc}$, выражение (6.23) приобретает вид:

$$d_Y = \frac{d_{DOF}}{(1 - a^2) \sqrt{1 + a^2}} \approx d_{DOF}, \quad (6.25)$$

где $a \approx b \approx \varphi_{sc} \approx \theta_2/2 \ll 1$.

Величина z_{DOF} в системах пост-объективного сканирования определяется тем же выражением (6.20), что и для случая пред-объективного сканирования. В некоторых случаях, для z_{DOF} задаются более строгие условия, например, по выражению (1.24), когда радиус пучка увеличивается на 1% (5%) от его радиуса в перетяжке. Относительное отклонение в размере пятна фокусировки на краях поля сканирования Δ_d и z_{DOF} в системе пост-объективного сканирования тесно связаны друг с другом. Величина Δ_d может быть значительно уменьшена расположением плоскости сканирования в середине стрелки прогиба h_{sc} дуги окружности радиусом R_{sc} , являющейся в этой системе линией сканирования (рис. 6.6).

Рассмотрение работы этой схемы и определение условий уменьшения Δ_d может быть выполнено с применением инварианта Лагранжа-Гельмгольца, справедливого для лазерного пучка, который в условиях работы системы пост-объективного сканирования может быть записан как

$$J = d_1 2\theta_1 = d_2 2\theta_2, \quad (6.26)$$

где d_1 – диаметр перетяжки лазерного пучка, падающего на фокусирующий объектив, $2\theta_1$ – полный угол расходимости пучка, d_2 – диаметр перетяжки лазерного пучка после объектива на оптической оси, $2\theta_2$ – полный угол расходимости пучка после объектива. Размер лазерного пятна на оптической оси объектива в геометрооптическом приближении в соответствии с выражением (6.26) и $2\theta_1 = J/d_1$ имеет вид:

$$d_2 = 2f\theta_1 = J \frac{f}{d_1}. \quad (6.27)$$

Из этого выражения следует, что d_2 для лазера с определенным значением J может быть уменьшено при увеличении диаметра пучка, падающего на объектив излучения, либо уменьшением фокусного расстояния объектива.

Очевидно, что увеличение диаметра пучка d_1 приводит к увеличению размера зеркал узла сканирования, что сопровождается увеличением массы зеркала, его инерционности и, следовательно, усложнением конструкции сканатора. Уменьшение фокусного расстояния объектива f приводит к уменьшению размера поля сканирования l_{sc} . В рамках системы пост-объективного сканирования величина l_{sc} определяется величиной f и z_{DOF} . При условии, что $f \gg l_{sc}$ и малых углах сканирования

$$l_{sc} = 2f \tan \varphi_{sc} \approx 2f \varphi_{sc}. \quad (6.28)$$

Размещение плоскости сканирования в середине стрелки прогиба кривизны поля h_{sc} и выбор объектива с $2z_{DOF} \geq h_{sc}$ приводит не только к уменьшению d_x , но и d_y . Ограничение на диаметр пучка, падающего на объектив излучения d_1 и, соответственно, на узел сканирования, обусловлено не только ограничением на размер скандирующих зеркал, но и минимальным шагом их поворота $\delta\alpha_m$. В работе [29] показано, что $d_1 \leq \min(d_{max}, J/(4\delta\alpha_m))$. Из рассмотрения работы пост-объективной сканирующей системы очевидно, что требование увеличения размера поля l_{sc} , уменьшения d_2 с одновременным уменьшением Δ_d по полю сканирования противоречиво, поскольку увеличение l_{sc} и уменьшение d_2 всегда сопровождается увеличением Δ_d . В рамках данной схемы одновременное уменьшение d_2 и Δ_d при неизменном размере l_{sc} возможно только при увеличении диаметра пучка d_1 на входе в объектив и далее на узел сканирования. Таким образом, размер пучка d_1 определяется конструкцией узла сканирования и размером зеркал сканаторов.

До начала 80-х годов XX века система пред-объективного сканирования считалась более перспективной. Однако введение в пост-объективную систему сканирования динамического фокусного транслятора показало перспективность применения таких систем наравне с системами пред-объективного сканирования (рис. 6.2). Транслятор в виде перемещаемой вдоль оптической оси линзы устанавливается перед объективом и корректирует фокусное расстояние по полю сканирования. Для управления перемещением транслятора потребовалось введение блока электронной коррекции ошибки координаты в блок управления поворотом зеркал. Сравнение систем пред- и пост-объективного сканирования [25] показало, что с точки зрения разрешающей способности обе системы равнозначны, а число пятен в линии сканирования обоих типов достигает значений 20 000. Отклонение диаметра лазерного пятна в пределах поля сканирования для систем пред-объективного сканирования $\Delta_d > 2\%$, а для систем пост-объективного сканирования при

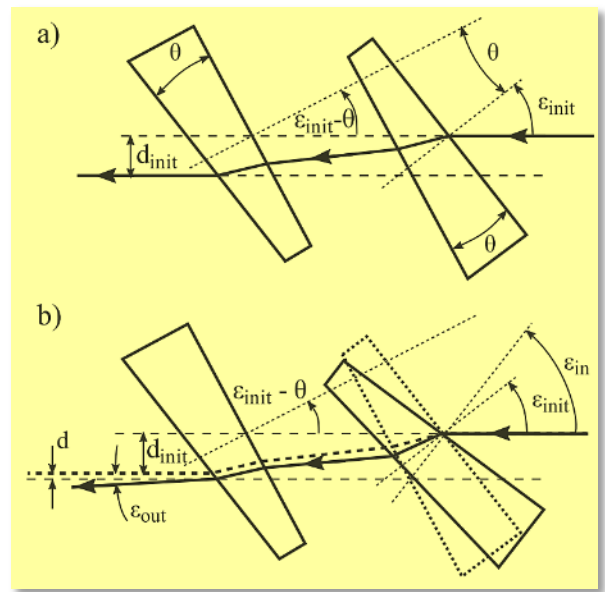
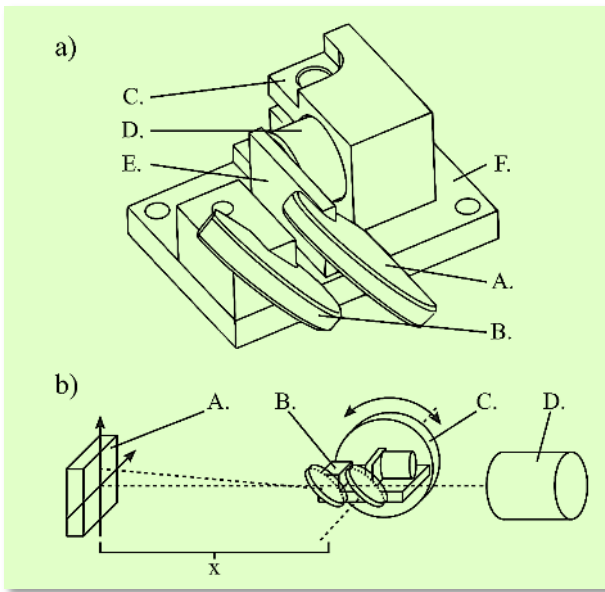
введении динамического транслятора и блока электронной коррекции ошибки координат $\Delta_d < 2\%$. Размер поля сканирования в системе пред-объективного сканирования вдоль одной из сторон может достигать до 6 м, а в системе пост-объективного сканирования – до 1 м.

Различие в значениях Δ_d для систем обоих типов объясняется тем, что в системах пред-объективного сканирования обеспечение заданного отклонения Δ_d по полю сканирования достигается только оптическими методами, для реализации которых по мере увеличения размеров поля сканирования требуется все более сложная оптика. В то же время подобные ограничения отсутствуют в системах пост-объективного сканирования, где осуществляется динамическая корректировка фокусного расстояния и электронная коррекция ошибки координат в узле сканирования.

6.2 Другие типы дефлекторов

Гальвосканеры получили наибольшее распространение в лазерных комплексах, однако это далеко не единственные системы сканирования, работающие по принципу отклонения лазерных пучков. Близким по типу действия является тип оптико-механических дефлекторов, работающий по принципу поворота стеклянных призм [30]. В этом случае лазерный пучок проходит через две стеклянные призмы, одна из которых поворачивается за счет пьезодвигателя, изменяя тем самым длину оптического пути лазерного пучка и отклоняя его (рис. 6.7). Для небольших отклонений лазерного пучка применяются электро- и акустооптические дефлекторы, где отклонение проходящего через кристалл лазерного пучка происходит за счет изменения его показателя преломления [31]. Градиент показателя преломления задается с помощью электрических полей за счет эффекта Керра, Поккельса (рис. 6.7). Акустооптические дефлекторы работают по принципу формирования градиентной периодической структуры с периодом Λ , на которой происходит дифракция лазерного пучка и его отклонение (рис. 6.7).

Микро-электро-механические сканеры (МЭМС) также используются для отклонения лазерных пучков, однако такие зеркала не выдерживают высокой мощности падающего излучения (рис. 6.8) [32]. По этой причине такие сканеры часто применяются для отклонения низкоинтенсивных лазерных пучков. Для поворота рабочего пространства используются гониометрические системы – специальные платформы с углом качения по одной или двум координатам.



Чертеж оптико-механического дефлектора (слева, а): А. первый клин и В. второй клин, установленные под углом 45° ; С. хомут для крепления пьезоотклоняемой платформы; D. пьезооткидной корпус платформы, Е. клинодержатель в виде пластины с пазом; F. опорная плита; схема установки (слева, б): А. фотодетектор; В. конструкционный дефлектор, С. вращающийся столик, D. He-Ne лазер; принцип работы дефлектора (справа) [30]

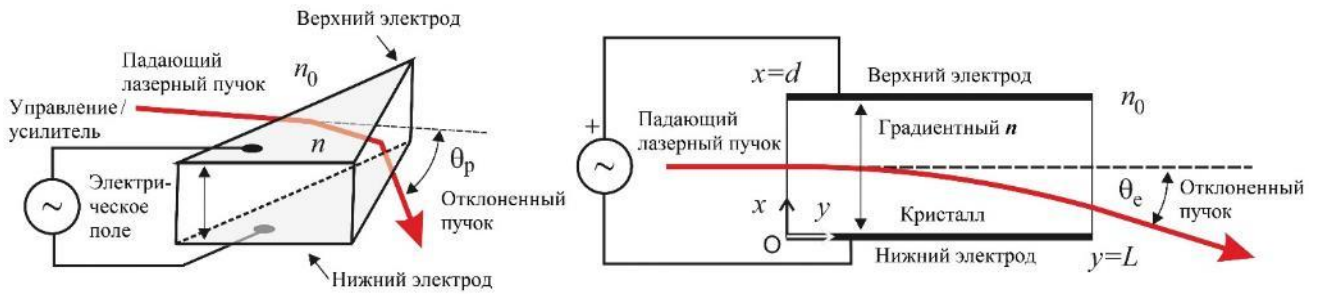
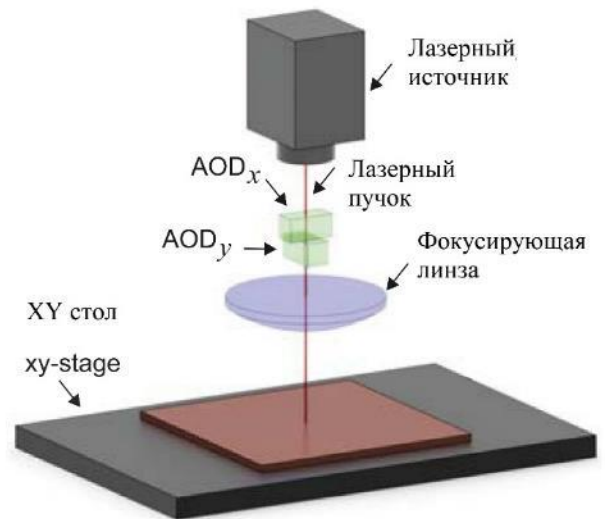
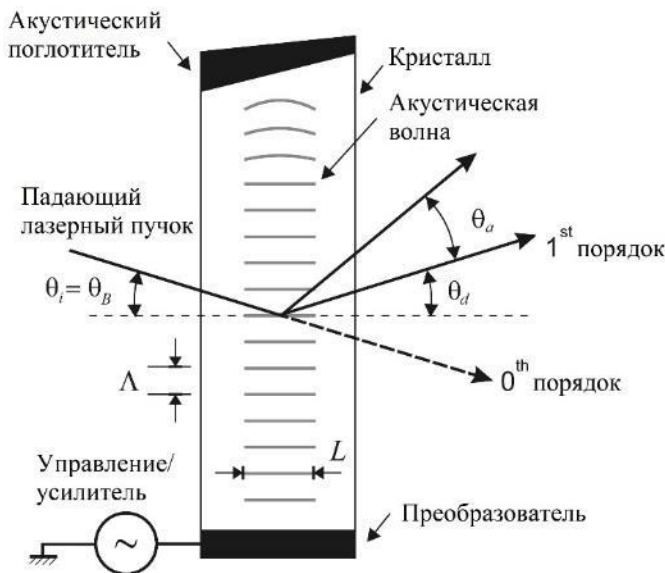


Схема электрооптического дефлектора на кристаллах: LiNbO_3 , LiTaO_3 , КТiOPO_4 [31]



Акустооптический дефлектор на кристаллах: TeO_2 или РbMoO_4 [31]

Рис. 6.7. Примеры дефлекторов с различным принципом действия

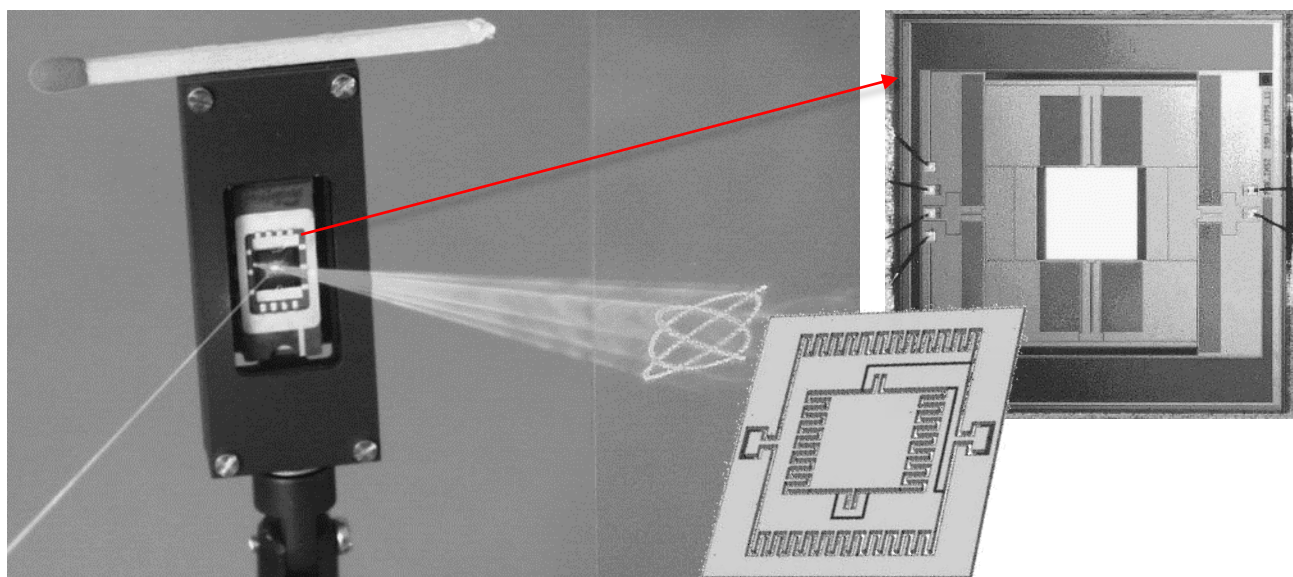


Рис. 6.8. Микро-электро-механический сканер [32]

КРИТЕРИИ СКАНЕРОВ В ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ [31]

	СКОРОСТЬ НИЗКАЯ	ВЫСОКАЯ
Растровое сканирование	Полигонные призмы, резонансные сканеры	
Векторное сканирование	Гальво-, пьезо- и МЭМС сканеры	Электро- и акусто-оптические дефлекторы

СРАВНЕНИЕ СКАНЕРОВ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА [31]

Технология сканирования	A , мм	θ , рад. (N)	v , рад/с ($N' \times 10^6$)	$\Delta\theta$, мкрад. (δ , %)	τ , мкс	ε , %
Гальво сканер	7...30	0.5...1 (3000...18000)	~ 0.1 (0.5...1)	< 2 (< 5)	$\sim 10^3$	> 95
Полигонный сканер	2...12	0.6...1 (2000...7000)	1...10 (5...40)	~ 200 (~ 120)	$\gg 10^3$	> 90
Пьезо сканер	10...25	0.01...0.1 (100...1000)	0.01...0.1 (0.1...1)	~ 1 (~ 1)	$\sim 10^3$	> 95
МЭМС сканер (статичный)	1...2.5	~ 0.5 (200...1000)	0.1...1 (0.1...1)	нет данных	$\sim 10^3$	> 90
МЭМС сканер (резонансный)	~ 1	0.5...1 (500...1000)	10...30 (5...20)	нет данных	$\gg 10^3$	> 90
ЭО сканер (Поккельс)	2	~ 0.001 (2)	2...20 (3...30)	~ 1 (~ 0.2)	0.04...1	> 85
ЭО сканер (Керр, КТН)	0.5	~ 0.2 (50)	~ 40 (15)	нет данных	~ 10	> 90
АО сканер	1...10	0.01...0.05 (10...500)	5...250 (20...80)	$\ll 0.1$ ($\ll 0.1$)	0.5...15	60...80

A – апертура; θ – макс. угол отклонения; N – количество разрешимых пятен; v – макс. скорость сканирования; N' – частота разрешаемых пятен; $\Delta\theta$ – погрешность угла отклонения; δ – погрешность разрешаемого пятна; τ – время отклика; ε – эффективность

Лекция 7.

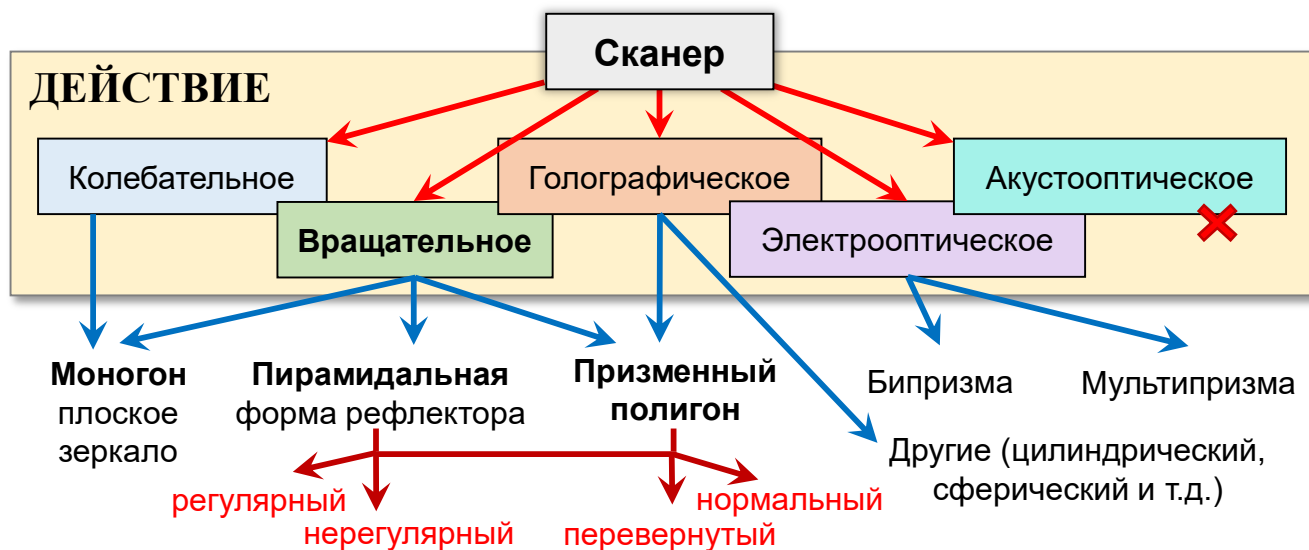
Вращательные сканирующие системы, «полигоны», призмы Рисли

Сканирование лазерным пучком с помощью вращения зеркал, призм либо рабочего пространства, также широко применяется в лазерных комплексах. Системы сканирования, где происходит вращение/колебание зеркала, а пятно отраженного от него пучка движется по круговой траектории, называют моногонами. Другой тип систем сканирования подразумевает применение многоугольных зеркальных призм или полигонов, где отклонение лазерного пучка происходит за счет поворота зеркальных граней.

Ротационные сканирующие системы имеют следующие особенности:

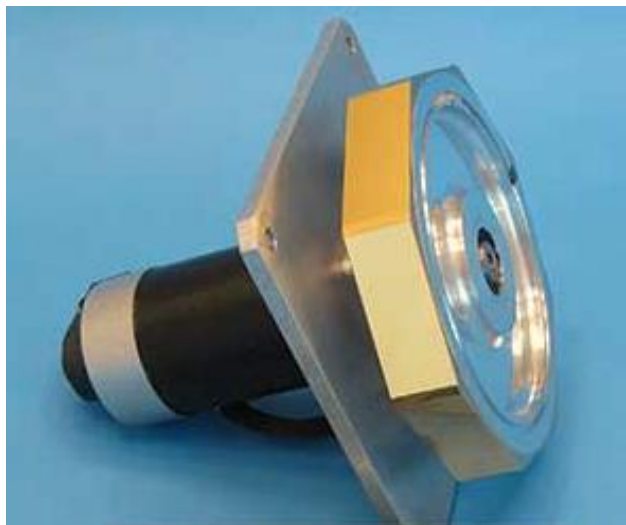
1. в основном, системы применяются только для растрового сканирования;
2. полигонные сканеры обеспечивают мгновенный возврат пятна в начало линии сканирования и имеют самую высокую скорость (до 1 км/с);
3. моногонные сканеры и вращение рабочего пространства применяются для осесимметричной траектории сканирования (по кругу, или спирали), такие системы эффективно применяются для обработки внутренней и внешней поверхности труб, цилиндрических и конических поверхностей, дисков;
4. призмы Рисли применяются только для концентрического сканирования в малых углах отклонения лазерного пучка.

НАИБОЛЕЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ТИПЫ ЛАЗЕРНЫХ СКАНЕРОВ

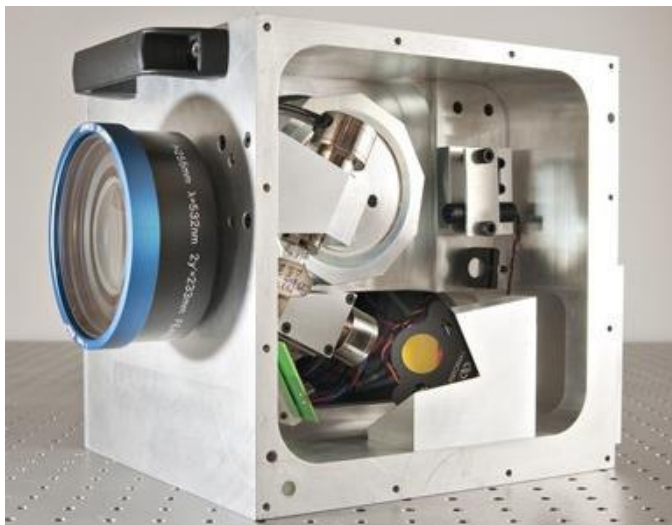


7.1. Полигонные сканирующие системы

Полигонные зеркала представляют собой многогранные призмы, изготовленные из металла с соответствующим напылением. Длина и ширина граней, а также их количество рассчитываются под характеристики сканирующей системы и падающего лазерного пучка. Здесь, как и в случае с гальвосканерами, существуют пред- и пост-объективные системы относительно фокусирующей оптики, где полигон может быть как первым зеркалом, так и вторым (рис. 7.1). Масса полигонов значительно больше массы зеркал, поэтому во время сканирования они работают, не меняя вращения.



Пример полигонного зеркала



Пример пред-объективной системы

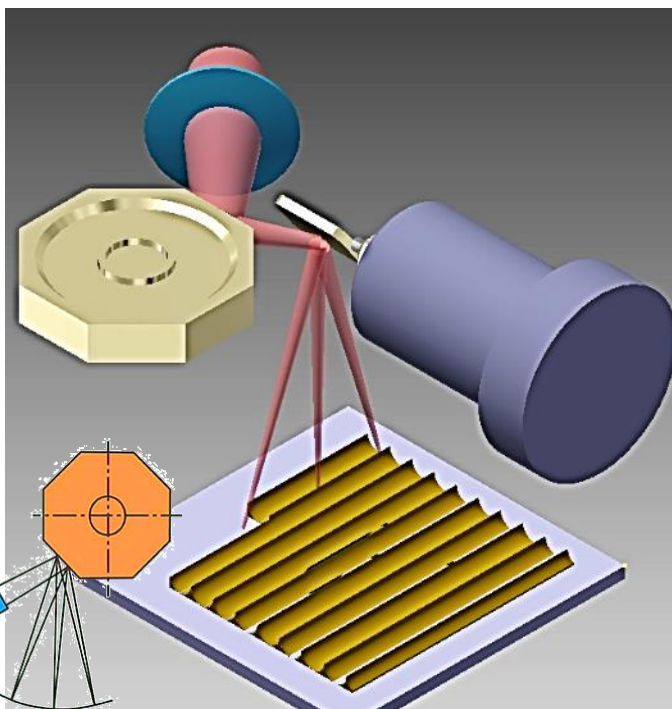
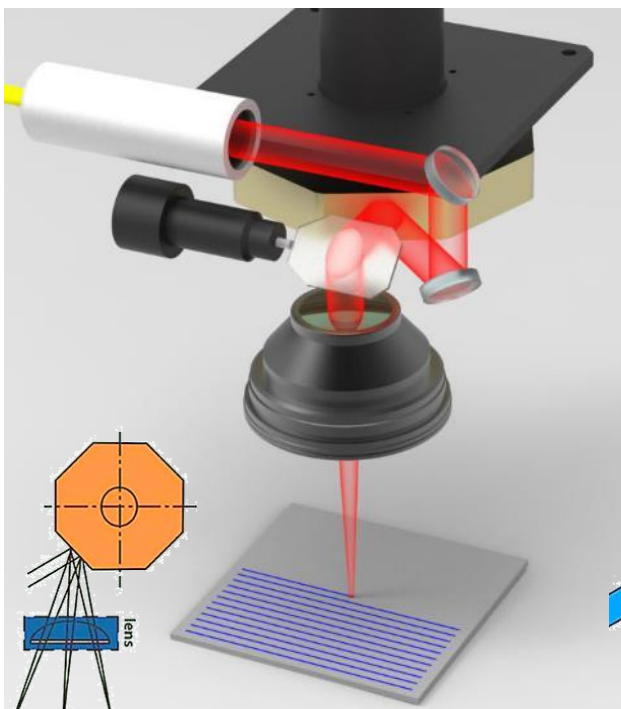
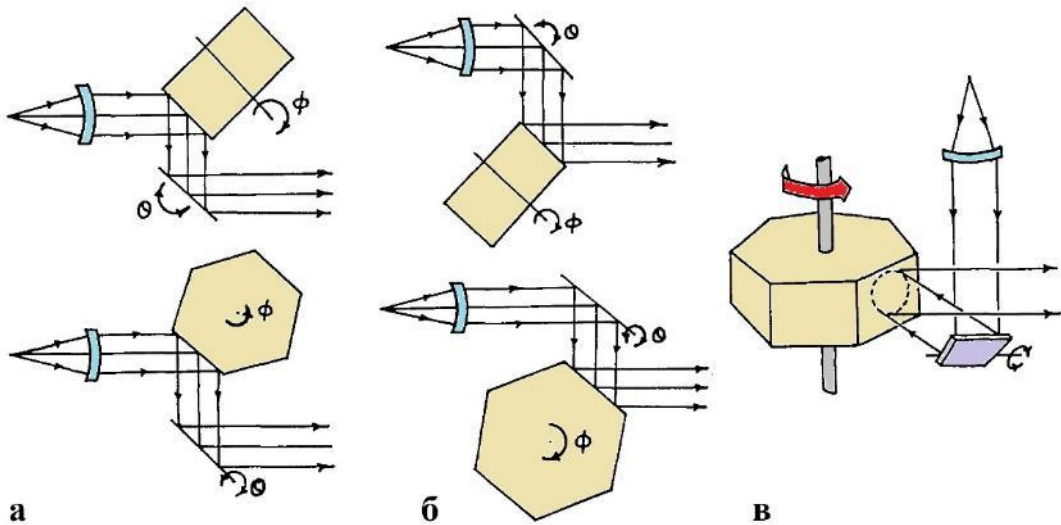
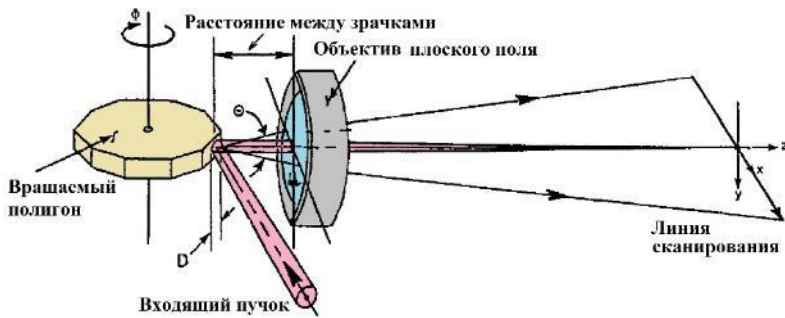


Рис. 7.1. Пред-объективная (слева) и пост-объективная (справа) системы сканирования

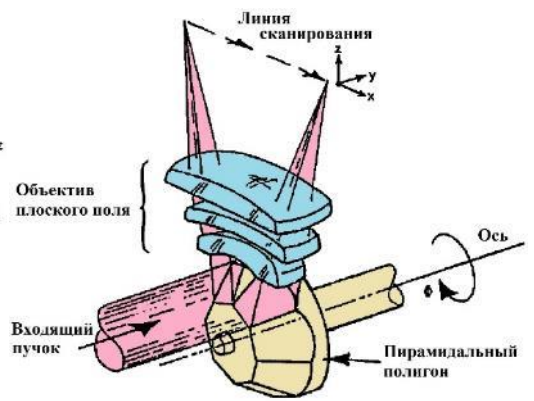
ВАРИАНТЫ ПОЛИГОННЫХ СИСТЕМ



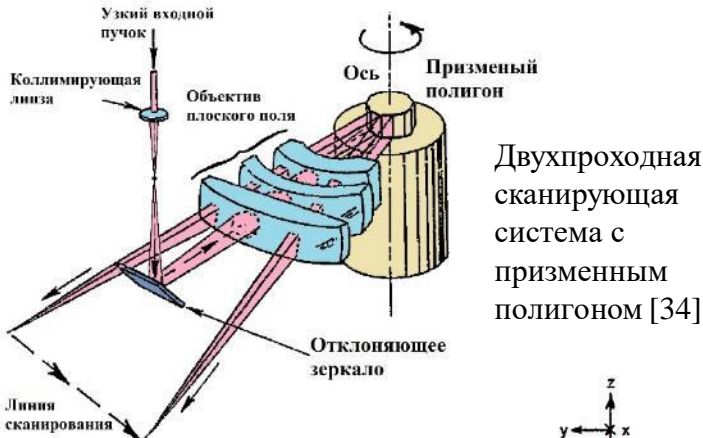
Системы двух-координатного сканирования, где полигон расположен первым (а), или вторым (б) в системе; плоское зеркало и полигон расположены ортогонально (в) [33]



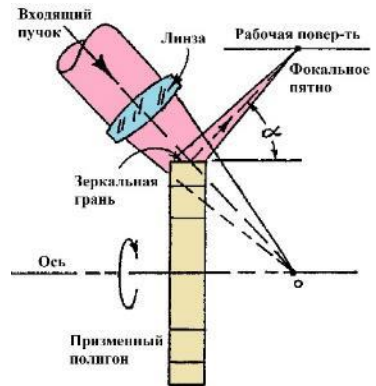
Пред-объективное сканирование, на краю зеркала полигона увеличение $m = 2$ [34]



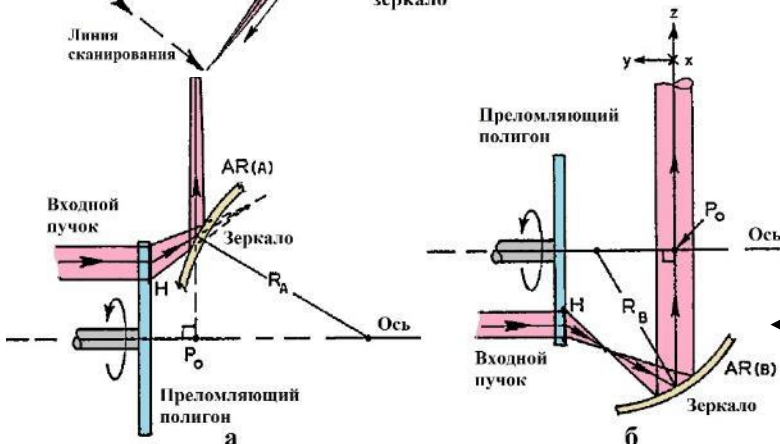
Пред-объективное сканирование с пирамидальным полигоном [34]



Двухпроходная сканирующая система с призмным полигоном [34]

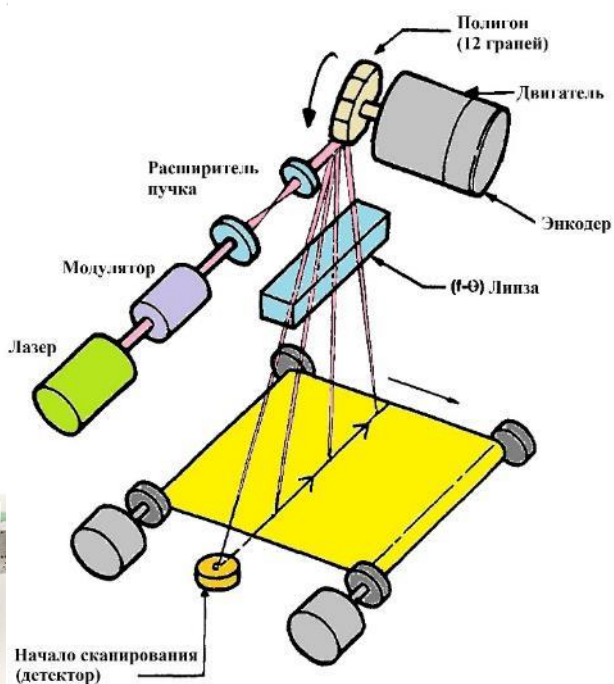
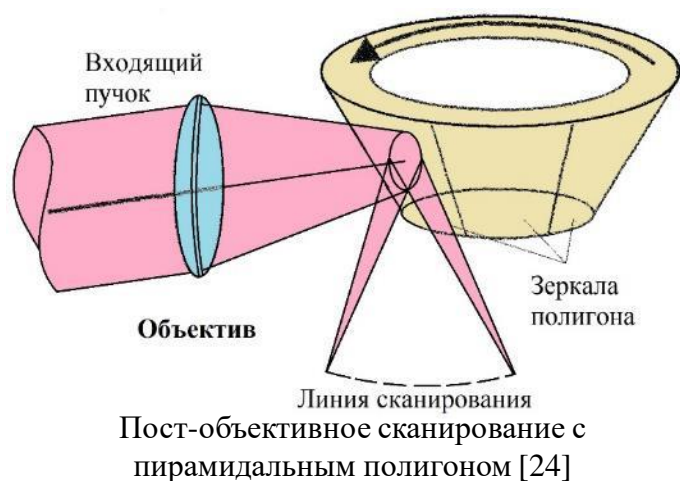


Пост-объективное сканирование призмным полигоном, $m = 1$ [34]



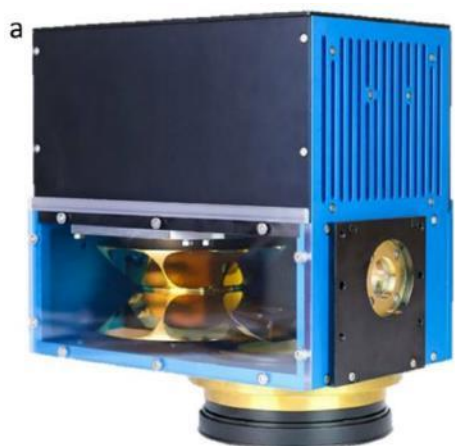
Просвечивающий сканер, состоящий из голографического полигона с линзообразными гранями и выпуклым (а) и вогнутым (б) зеркалом [34]

ВАРИАНТЫ ПОЛИГОННЫХ СИСТЕМ (ПРОДОЛЖЕНИЕ)



Гибридный полигонный сканатор с гальвозеркалом в пред-объективной системе (скорость сканирования 20 – 700 м/с) [35]

Пред-объективное сканирование с предварительным расширением пучка и цилиндрической линзой плоского поля, перемещение по второй координате осуществляется за счет рабочего пространства



Высокоскоростные пред-объективные системы на основе двумерных полигонов и линзы с плоским полем; компактный сканер серии “PM” от компании MOEWE (а); детальная визуализация распространения лазерного пучка внутри сканера, отражающего его трижды (б); скорость сканирования до 1 км/с (на частоте 11 600 об/мин), диаметр падающего на полигон пучка 20 мм, диаметр фокального пятна 35-40 мкм [36]

РАБОТА ПОЛИГОННОЙ СИСТЕМЫ

Рассмотрим работу пред-объективной сканирующей системы с F-theta линзой после полигона [37]. Полигон с количеством зеркальных граней n_f , длиной грани a_f и длиной апофемы $R_f = a_f \cdot \cos(\pi/n_f)$ вращается с частотой ν_p . Угол поворота, соответствующий половине углового размера грани, равен $\theta_f = \pi/n_f$. На грань полигона падает коллимированный пучок излучения диаметром D_L (рис. 7.2. а). Рассмотрим два положения полигона в минимальном φ_{\min} и максимальном φ_{\max} углах его поворота, когда отклонения лазерного пучка максимальны (рис. 7.2. б). Функция сканирования в плоскости обработки описана выражением [37]:

$$x(\varphi) = R_f \sqrt{2} - e_0 - \frac{R_f}{\cos \varphi} + e_0 \cdot \tan \varphi - \frac{L}{\tan 2\varphi}, \quad (7.1)$$

где L – расстояние от полигона до плоскости обработки, e – «эксцентриситет» фиксированного лазерного луча относительно оси вращения зеркала. Длина линии сканирования в плоскости обработки равна $l_x = 2x(\varphi_{\max}) - 2x(\varphi_{\min})$. Угловой размер зеркальной грани $\theta_f = (\varphi_{\max} - \varphi_{\min})/2$. Линейная скорость сканирования в зависимости от угла поворота полигона выражена уравнением:

$$v(\varphi) = \frac{\omega_p}{\cos^2 \varphi} \left(e_0 - R_f \sin \varphi + \frac{L}{\sin^2 \varphi} \right), \quad (7.2)$$

где $\omega_p = \varphi/t$ – циклическая скорость. Крайние углы отклонения зеркала равны

$$\varphi_{\min, \max} = \arcsin \frac{e_{2,1} \cos \theta_f}{R_f} \mp \theta_f. \quad (7.3)$$

При частоте вращения $\nu_p = 11\ 600$ об/мин полигона с $n_f = 8$ гранями, скорость движения лазерного пятна в плоскости обработки определяется по выражению

$$v_x = 4\pi L \nu_p = 4\pi \nu_p \frac{l_x}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta_f}{2} \right) \quad (7.4)$$

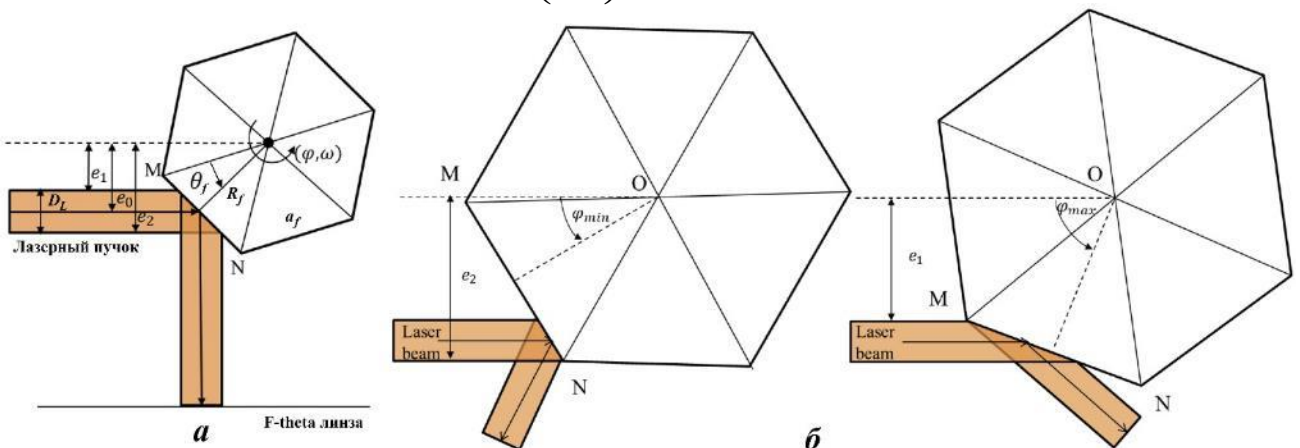


Рис. 7.2. К расчету вращения полигона (а), поворот зеркала на угол θ_f (б) [38]

и для случая, когда расстояние $L = f = 420$ мм (f – фокусное расстояние F-theta линзы), будет равна $v_x = 1.02$ км/с. Линии при сканировании будут записываться с частотой, определяемой по выражению следующего вида:

$$V_x = n_f V_p. \quad (7.5)$$

Для выбранного режима частота составляет $v_x = 1.547$ кГц. Зная фокусное расстояние F-theta линзы f и длину линии сканирования l_x , легко найти угол

$$\theta_f = 2 \arctg(0.5 l_x / f). \quad (7.6)$$

Увеличение оптической системы с вращением определяется выражением

$$m = d\Theta / d\Phi, \quad (7.7)$$

где Φ – угол поворота зеркала, а Θ – угол оптического сканирования, соответствующий углу поворота лазерного пучка. Диаметр лазерного пятна в фокальной плоскости F-theta линзы на ее оптической оси определяется как

$$d_x = \frac{4}{\pi} \frac{f}{D_L} M^2 \lambda, \quad (7.8)$$

где M^2 – качество пучка, λ – длина волны излучения.

В момент смены зеркальной грани часть пучка обрезается следующим зеркалом, что приводит к обратному отражению излучения на коллиматор лазера (рис. 7.3). Предельный угол φ_{lim} , при котором отраженный пучок попадает в коллиматор, должен быть минимален, и в этом случае равен [38]

$$\tan 2\varphi_{lim} = \frac{r_k + 0.5 D_L}{L_k - 0.5 a_f \sin^{-1} \theta_f \cdot \cos(\varphi_{lim} + \theta_f)}, \quad (7.9)$$

где r_k – радиус коллиматора обозначается, L_k – расстояние, на которое от оси удален коллиматор. Минимальный «эксцентриситет» определяется как [38]

$$e_1 = \left(R_f \tan \varphi_{lim} + \frac{a_f}{2} \right) \cos \varphi_{lim}. \quad (7.10)$$

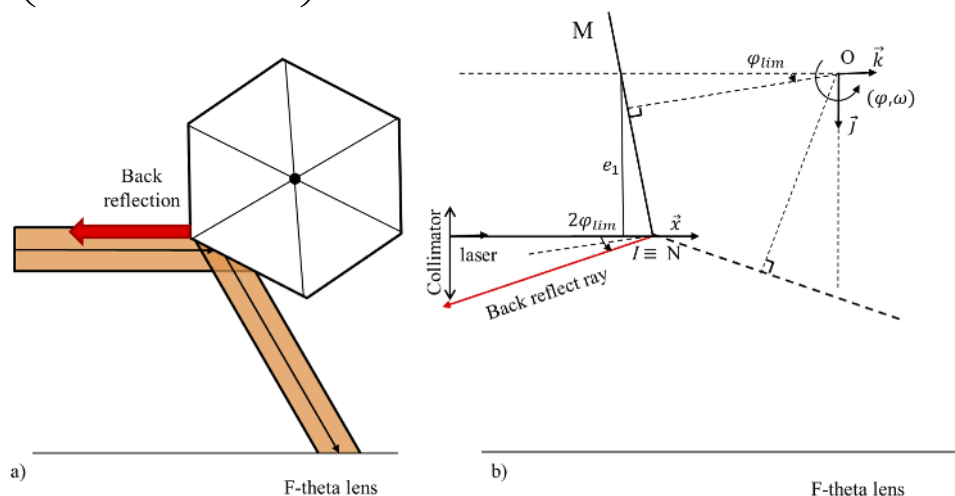
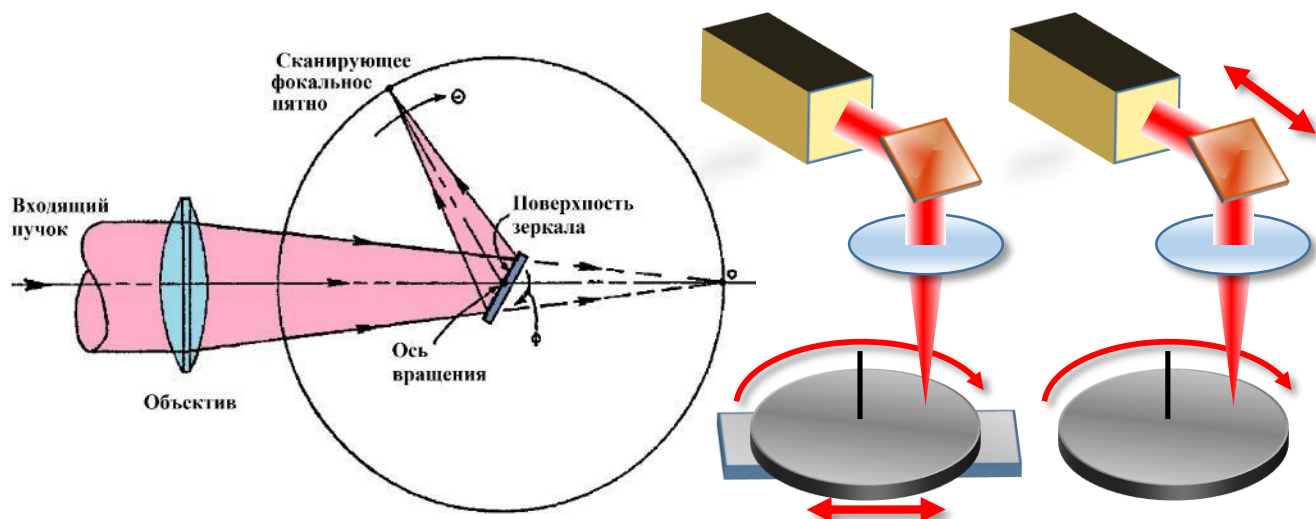


Рис. 7.3. Обратное отражение от зеркальной грани полигона [38]

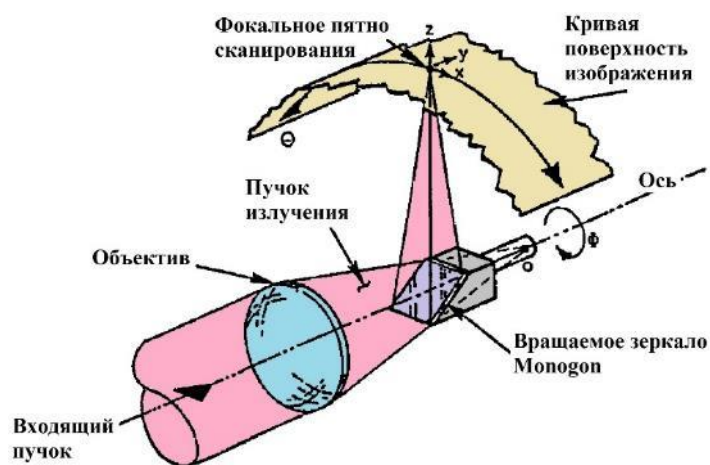
7.2. Вращение зеркал и заготовки в пространстве

Перемещение лазерного пятна в поле обработки также реализуется за счет вращения зеркал и призм либо рабочего пространства в виде цилиндров, когда ось вращения перпендикулярна к оптической оси, или дисков, если ось вращения параллельна оптической оси (рис. 7.4). Также широко распространены комбинированные системы, где сочетается вращение как зеркал, так и обрабатываемых деталей. Примером таких систем являются CD-DVD-ROM устройства, лазерные комплексы по резке / сварке труб (рис. 7.5).

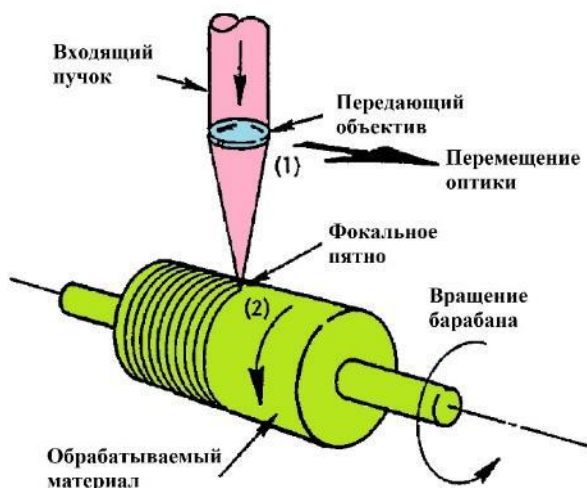


Пост-объективное сканирование с зеркалом на оси вращения. Пучок перехватывается зеркалом и отражается, сканируя окружность, $m = 2$ [34]

Двух-координатное сканирование с вращающимся диском и перемещаемой, координатной системой, либо оптикой



Пост-объективная система моногона радиально-симметрична, поле обработки формирует сечение окружности с центром на оси. Увеличение $m = d\theta/d\Phi = 1$ [34]



Двух-координатное сканирование в виде перемещающегося объектива (1) и вращающегося барабана (2) [34]

Рис. 7.4. Примеры систем с вращением зеркал, рабочего пространства

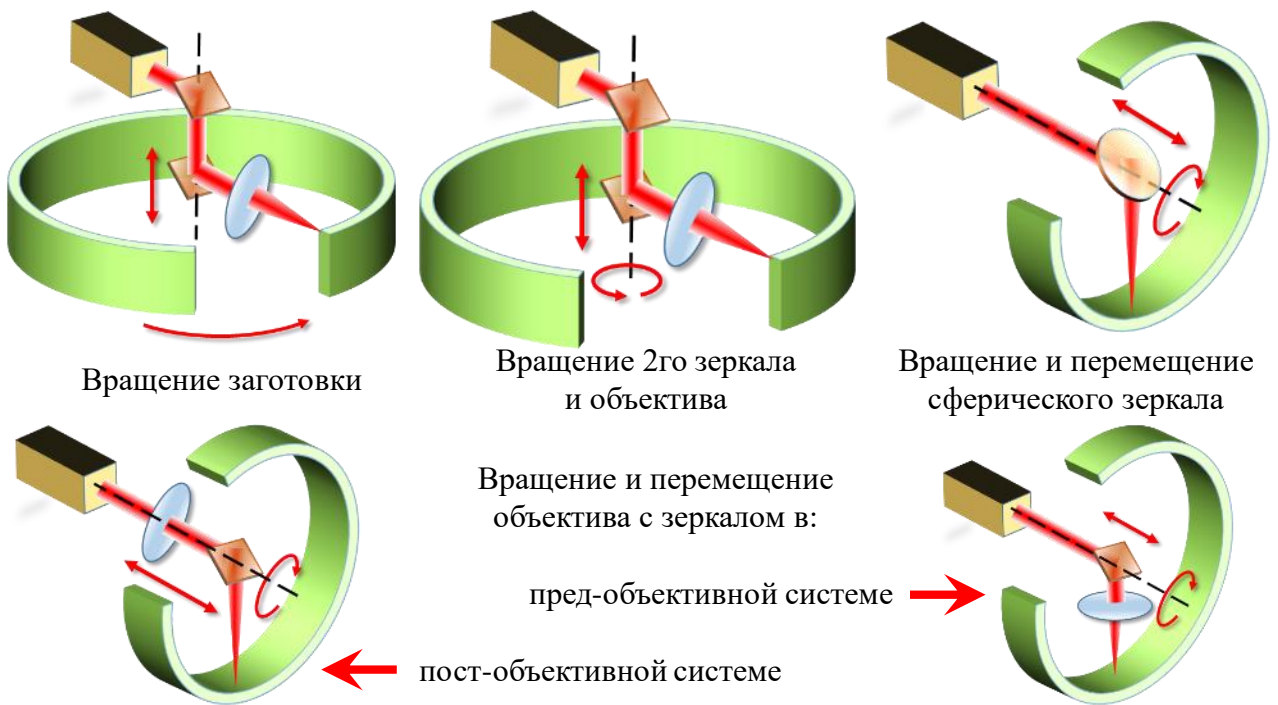


Рис. 7.5. Системы для обработки внутренней поверхности труб

Существуют нестандартные примеры оптических систем в лазерных комплексах, позволяющие выполнять узконаправленные технологические операции. Примером может быть лазерный комплекс для роста текстурированного кремния, где осуществляется вращение заготовки в виде кремниевого стержня, который выполняет функцию прекурсора (рис. 7.6).

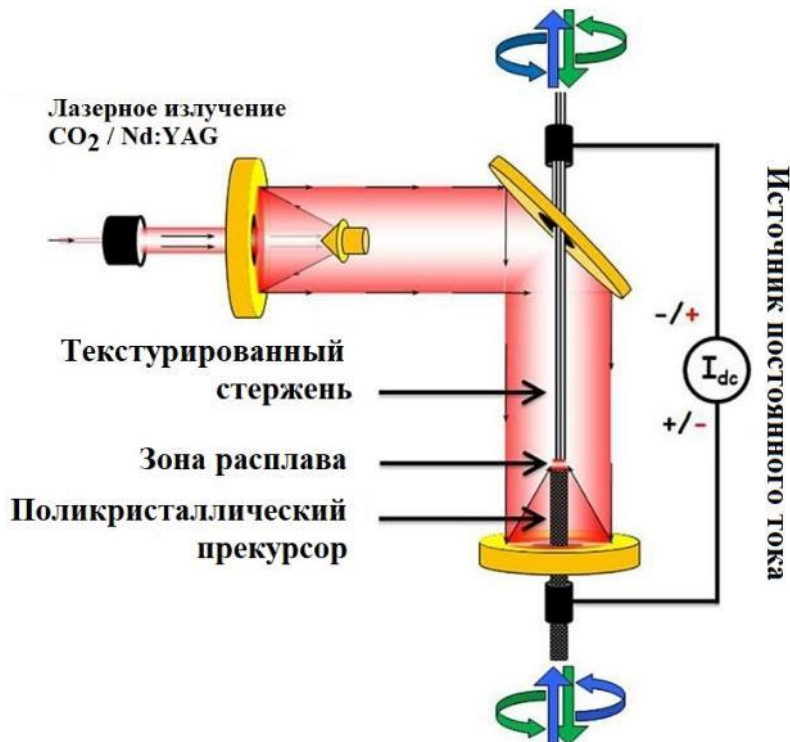
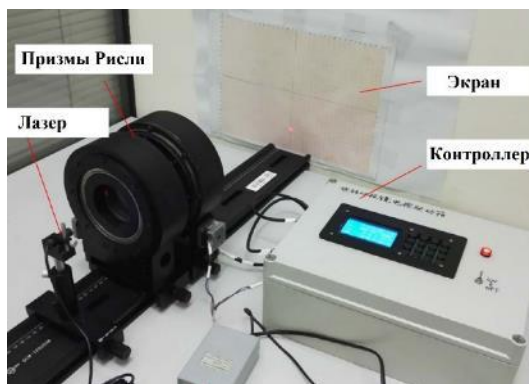


Рис. 7.6. Установка для лазерной обработки кремниевого стержня [39]

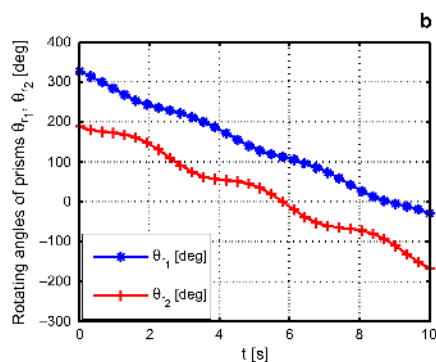
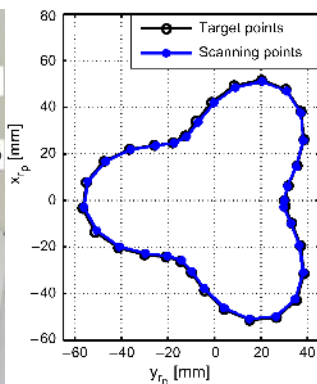
7.3. Сканер с призмами Рисли

Лазерные пучки можно отклонять, используя показатель преломления оптических материалов, из которых изготавливаются призмы и линзы. Призмы Рисли работают по этому принципу и обычно представляют из себя пару оптических клиньев (рис. 7.7) [40]. Каждая призма может производить отклонение лазерного пучка по одной координате, при вращении двух призм пучок перемещается по поверхности, осуществляя 2D сканирование. Одной из проблем этого метода сканирования является наличие слепой зоны в центре поверхности, а угол отклонения пучка не имеет линейной связи с вращением призмы, что требует гораздо более сложного контроллера [41]. По этой причине такие системы пока не нашли широкого применения в технологических лазерных комплексах.

По такому же принципу работают и составные линзы с двойным фокусным расстоянием, которое изменяется при повороте второго компонента в системе [42]. Фокусное расстояние первой линзы изменяется с 20.6 до 31 мм, а второй – с 30.8 до 59.6 мм, когда вторая линза поворачивается с 0° до 8° . Такие линзы применяются в МЭМС и других микрооптических устройствах.



Фотография сканера



Траектория Изменение угла поворота сканирования призм во времени

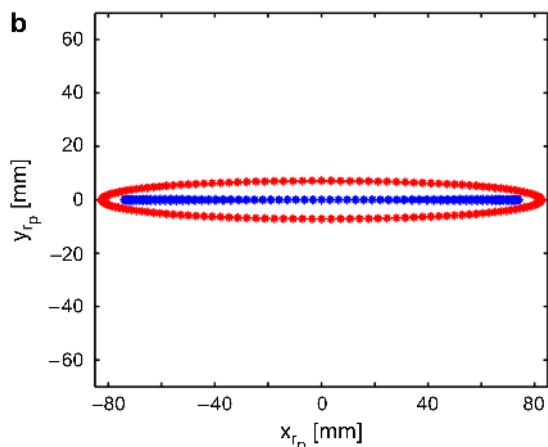
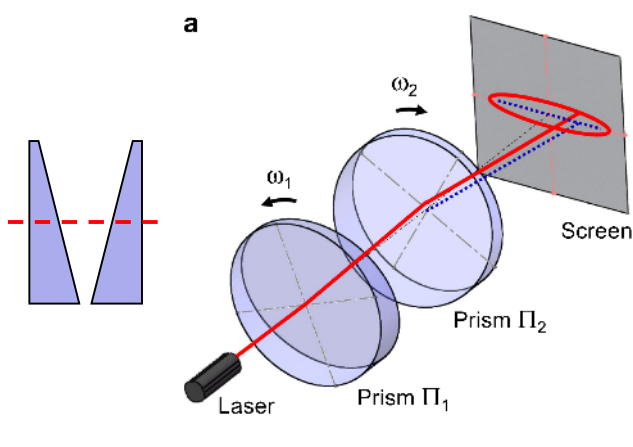


Рис. 7.7. Сканер на основе призм Рисли и пример перемещения пучка [41]

Лекция 8.

Волоконно-оптические и шарнирно-зеркальные системы доставки излучения

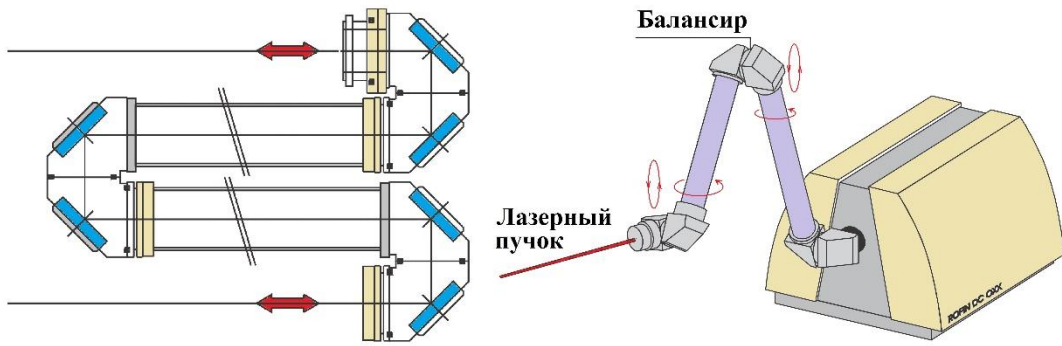
Развитие робототехники и внедрение систем автоматизации в технологический процесс привело к созданию лазерных комплексов с большим количеством степеней свободы. Решением стал монтаж фокусирующей оптики на манипулятор, перемещающий ее в свободном пространстве как по линейным, так и по угловым координатам. Лазерный роботизированный комплекс включает в себя следующие подсистемы [43]:

1. средство автоматизированного проектирования (САПР);
2. лазерный источник;
3. система доставки лазерного излучения, его ввод / вывод и фокусировка;
4. диагностика пучка и машинное зрение (положение в пространстве);
5. система управления движением;
6. система манипулирования заготовкой.

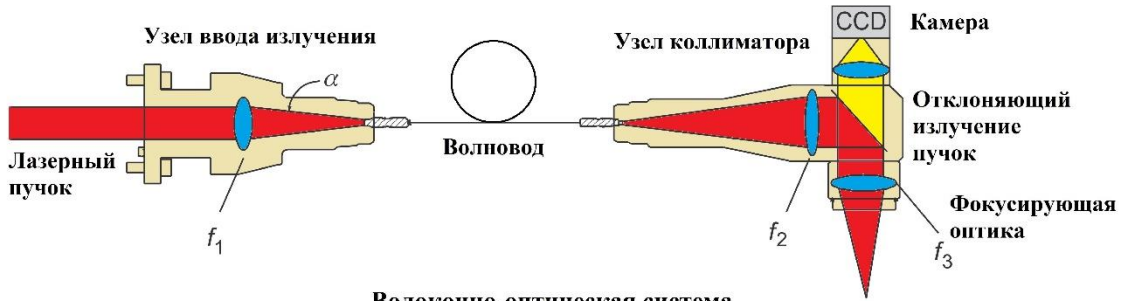
За исключением пунктов 2 и 3, это типовые станки. Монтаж лазерного оборудования на роботизированный комплекс потребовало разработки систем доставки излучения от источника до фокусирующей оптики, а также дополнительной оптики для ввода и вывода излучения из нее. Наибольшее распространение получили два варианта доставки излучения (рис. 8.1):

- шарнирно-зеркальные системы (articulated mirror arms);
- волоконно-оптические системы (fiber-optic beam delivery systems).

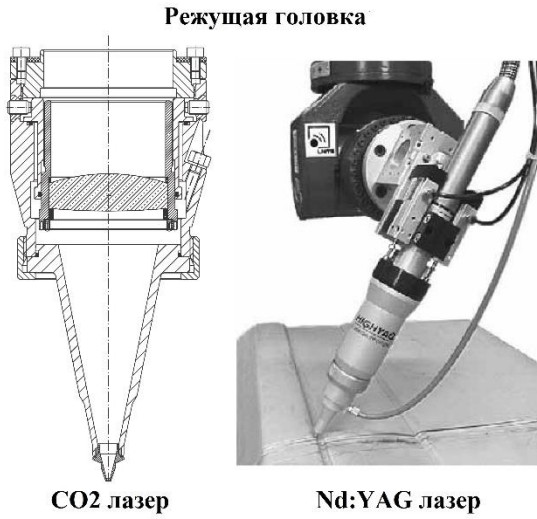
Шарнирно-зеркальная система, как правило, полая внутри конструкция, выполненная в виде рычага с балансиrom и шарнирами в узловых точках (рис. 8.1). Шарнирное соединение включает 2 зеркала, каждое из которых ломает оптическую ось на 90° , обеспечивая свободное вращение лазерного пучка на 360° [44]. Соединение шарнира с тубусом выполнено с возможностью вращения вокруг него. Такие системы чаще применяются для доставки излучения CO_2 лазера до фокусирующей оптики. Волоконно-оптические системы чаще применяются для ближнего ИК излучения волоконных и твердотельных лазеров (Nd:YAG, Nd:YVO₄, Yb:fiber), где используются кварцевое волокно (рис. 8.1). Системы такого типа включают в себя узел ввода излучения и узел его вывода, или коллиматор, который в некоторых случаях совмещается с системой визуализации и фокусирующей оптикой.



Шарнирно-зеркальная система

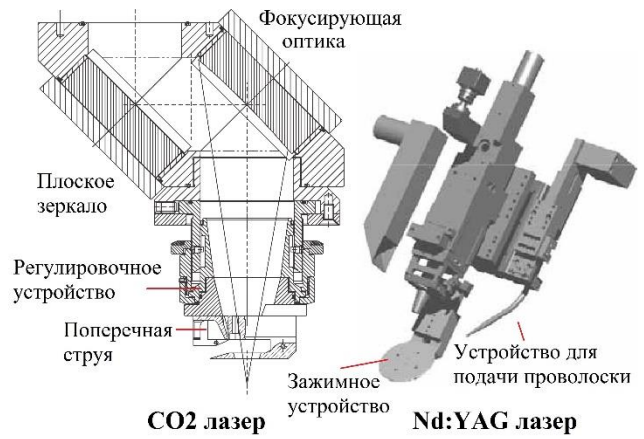


Волоконно-оптическая система



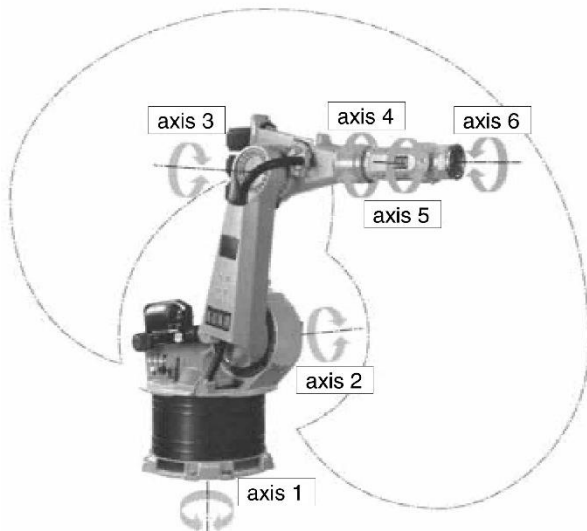
CO2 лазер

Nd:YAG лазер

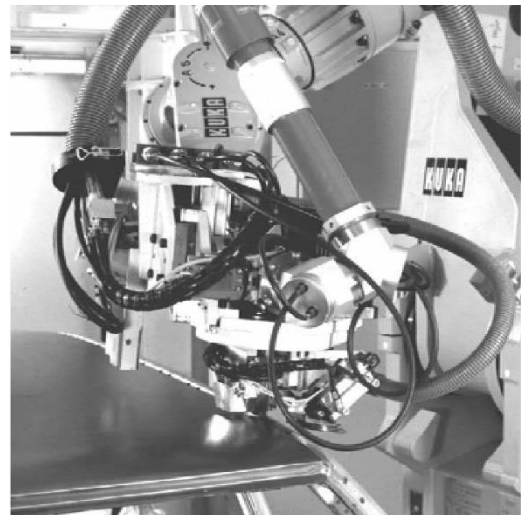


CO2 лазер

Nd:YAG лазер



6-осевая роботизированная система (KUKA Roboter)



Роботизированная система для CO2 лазера

Рис. 8.1. Системы доставки лазерного излучения [44]

В зависимости от типа доставки лазерного излучения отличаются фокусирующие системы для резки и сварки (рис. 8.1). Волоконно-оптические системы – более гибкие и компактные по сравнению с шарнирно-зеркальными, однако сложнее в изготовлении и ремонте.

Механический каркас лазерной системы должен иметь высокую жесткость на изгиб и кручение для минимизации отклонений лазерного пучка от заданной траектории [44]. Движущиеся части должны иметь небольшую массу, чтобы максимизировать ускорение и замедление. В большинстве приводных систем используются электродвигатели и элементы механической трансмиссии, которые вносят дополнительные моменты инерции, упругости и нелинейности, ограничивающие ускорение и точность, например люфт. Для подобных систем характерны скорости движения до 170 м/мин, ускорения до 30 м/с^2 и точность позиционирования $\pm 0.02 \text{ мм}$.

Промышленные роботы с шестью и более осями могут комбинироваться с лазерным источником различными способами [45]:

1. легкие детали сложной геометрии могут перемещаться под фиксированным лазерным пучком;
2. лазерный пучок может быть доставлен к заготовке через шарнирно-зеркальные рычаги с фокусирующей оптикой внутри конструкции;
3. робот может направлять головку с волоконно-оптической системой доставки излучения;
4. робот может направлять головку в виде гальванометрической сканирующей системы с F-theta линзой;
5. робот может направлять компактный лазерный источник.

Некоторые варианты исполнения роботов представлены на рис. 8.2.

Роботизированные манипуляторы идеально подходят для Nd:YAG или волоконных лазеров с волоконно-оптической системой доставки излучения [44]. Такая система обеспечивает высокую степень гибкости при обработке трехмерных деталей. Использование роботов в настоящее время ограничивается мощностью, которая определяется передающей оптикой (около 5 кВт), весом детали (около 15 кг) и воспроизводимой точностью робота (около 0,15 мм). Легкая компактная лазерная головка также может быть установлена на конце манипулятора. Когда робот используется вместе с шарнирно-зеркальной системой доставки излучения, то зеркала могут быть расположены внутри конструкции робота. В этом случае путь луча будет минимален и полностью закрыт от внешнего влияния.



a



б



в

*Рис. 8.2. Роботизированные манипуляторы различного исполнения:
 (а) монтаж сканирующей гальванометрической системы с коллиматором и волоконно-оптической системой доставки излучения [45],
 (б) монтаж лазерного источника на манипулятор с шарнирно-зеркальной системой доставки излучения,
 (в) монтаж коллиматора с волоконно-оптической системой доставки излучения и системой машинного зрения*

Движущийся лазер. Резонатор и оптика малоинерционного прочного лазера могут быть установлены на манипулятор и перемещаться для достижения требуемой геометрии обработки. Конструкция относительно проста, а траектория луча постоянна, что позволяет разработчику свести к минимуму искажения, вносимые передачей лазерного пучка. Такая система подходит для использования с большими заготовками, но может потребоваться тяжелое и дорогое оборудование для системы перемещения.

Перемещение заготовки/лазерного пучка. В простом комплексе рабочий стол и лазер закреплены, а заготовка и вспомогательное оборудование, такое как вытяжка, устанавливаются на подвижной каретке. При разработке лазерного комплекса придерживаются следующих пунктов:

- простота и надежность конструкции;
- минимальное количество зеркал;
- минимальное изменение оптического пути лазерного пучка;
- уменьшение инерционности подвижных частей системы.

Слабыми сторонами шарнирно-зеркальных систем принято считать сравнительно большие габариты конструкции и, следовательно, высокую инерционность движущихся частей робота. Повышение мощности входного излучения требует дополнительного охлаждения зеркал. Слабой стороной волоконно-оптической системы доставки излучения является узел ввода излучения в волокно, на торце которого могут возникать высокие плотности мощности и градиент температуры [45]. В точке ввода необходимо, чтобы мощность передавалась в сердцевину волокна с высокой эффективностью. Чрезмерная тепловая нагрузка может возникнуть, если система ввода не спроектирована соответствующим образом, что приводит к повреждению сердцевины волокна, его оболочки, а также самой оптики (рис. 8.3).



*Рис. 8.3. Торцы волокна с сердцевиной квадратного сечения [45]:
(а) в рабочем состоянии без разрушений, (б) внутреннее разрушение волокна;
(в) внешнее разрушение AR-покрытия*

В большинстве систем для ввода излучения применяют выпуклую линзу, которая фокусирует лазерный пучок для освещения сердцевины волокна. Волокно располагается за фокусом выпуклой линзы, чтобы его сердцевина не подвергалась воздействию излучением с максимальной интенсивностью. Выбор линзы соответствует следующим критериям:

- фокусное расстояние должно гарантировать эффективное заполнение сердцевины волокна сфокусированным пучком;
- согласование угла расходимости пучка θ_f с числовой апертурой волокна, т.е. $NA = \sin(\theta_f) = (n_{core}^2 - n_{clad}^2)^{0.5}$.

Промышленные роботы требуют минимум 6 осей вращения для достижения той же производительности, что и у плоттерных (портальных) систем с 5 степенями свободы. Оси координат кинематической системы робота являются линейно зависимыми, поэтому в одну и ту же точку пространства можно попасть, подняв или опустив манипулятор. Положение лазерного пучка в пространстве представляется в виде перемещений (по 3 координатам) и вращений (по 2 осям). Таким образом, приходится прилагать повышенные усилия к инструментам управления, из-за чего появляется требование к измерению и контролю за положением предмета в пространстве. Для решения этой задачи все движения манипулятора предварительно программируются, либо на него устанавливаются системы визуализации и сканеры (рис. 8.4).

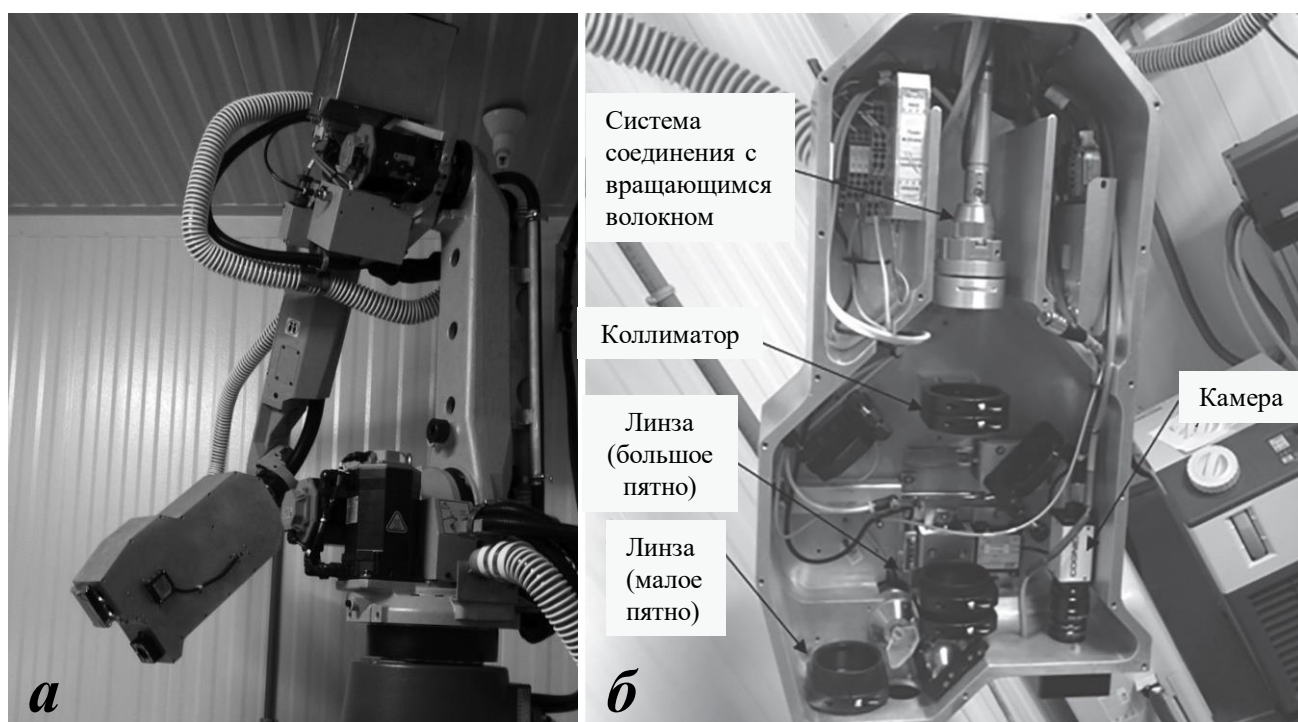


Рис. 8.4. Робот (а) с волоконно-оптической системой доставки излучения, коллиматором, объективом формирования изображений и сканером, встроенными в обрабатывающую головку (б) [45]

ГЛАВА 3.
УПРАВЛЕНИЕ ФОРМОЙ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ
И РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ
ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКАХ

ФОРМА ЛАЗЕРНОГО ПЯТНА И ПРОФИЛЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Очертание лазерных пучков играет важную роль в лазерных технологиях и оказывает существенное влияние на качество обработки материалов. От профиля интенсивности в лазерном пучке зависит форма и размер теплового источника, градиент температур и граница зоны термического воздействия, форма лунки и т.д. По той же причине форма и размер лазерного пятна также оказывают влияние на качество обработки материалов. Если рассматривать лазерный пучок как инструмент для обработки, то профиль интенсивности и форма пятна определяют пространственные характеристики его «рабочего острия». Основные способы лазерного воздействия и характеристики лазерного пучка в плоскости обработки приведены ниже.

Лазерное воздействие

- 1 перетяжка пучка (фокальное пятно)
- 2 пятном в плоскости изображения
- 3 плоскопараллельным пучком
- 4 диафрагмированным пучком
- 5 интерференционным полем в пятне

Характеристики излучения в плоскости обработки

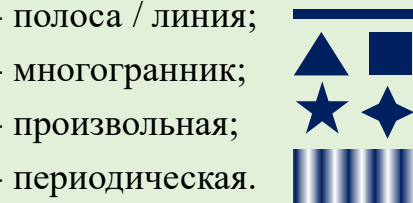
- 1 профиль интенсивности лазерного пучка
- 2 форма лазерного пятна
- 3 размер лазерного пятна

1 профиль интенсивности

- Гаусс / Супергаусс;
- С плоской вершиной (top-flat);
- Кольцевой;
- Пучок Бесселя;
- Дифракционно-ограниченный;
- Интерференционный.

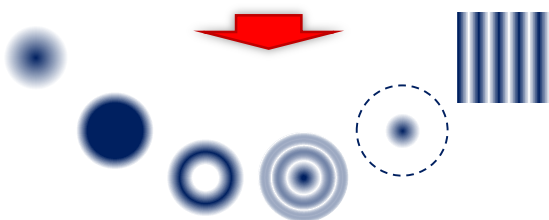
2 форма лазерного пятна

- концентрическая симметричная (круг, овал, Лагер-Гаусс);
- многомодовая прямоугольной симметрии (Эрмит-Гаусс);
- полоса / линия;
- многогранник;
- произвольная;
- периодическая.



3 размер лазерного пятна

$$\begin{aligned} &>> (at)^{0.5} && \approx (at)^{0.5} && << (at)^{0.5} \\ &>> 1/\alpha && && << 1/\alpha \\ &>> 1.22\lambda/NA && && \approx 1.22\lambda/NA \end{aligned}$$



Лекция 9.

Фокусирующий и проекционный метод формирования лазерного пятна

В лазерных технологиях при воздействии излучения на материал, как правило, используется либо перетяжка пучка, когда обработка осуществляется в фокальной плоскости оптической системы, либо ее плоскость изображения. В первом случае речь идет о фокусирующем, или контурно-лучевом методе обработки, во втором – о проекционном. В основе контурно-лучевого метода лежит построение изображения путем последовательного облучения заданного топологического рисунка сфокусированным лазерным пучком.

Перетяжку пучка удобно использовать для обработки материалов, так как в этой области происходит свертка волнового фронта – его кривизна равна бесконечности, размер пучка минимален, а плотность мощности максимальна. Для описания перетяжки лазерного пучка в контурно-лучевом методе применяются выражения из 3-й и 4-й лекций. Как было показано ранее, при фокусировке лазерного пучка линзой на расстоянии s_2 от нее формируется перетяжка пучка с минимальным размером $d_f = 2\omega_{02}$. Величина s_2 превышает фокусное расстояние линзы f , однако при удалении линзы на значительное расстояние от исходной перетяжки пучка, различие между ними практически исчезает и $s_2 \approx f$. Тогда минимальный диаметр сечения пучка в фокальной плоскости линзы может быть найден из соотношения

$$d_f = 2\theta_{01}f = 4 \frac{M^2 \lambda}{\pi D_L} f, \quad (9.1)$$

где D_L – диаметр пучка на линзе.

Теоретический предел следует из модели гауссовых пучков, а именно: $d_f \approx \lambda$. Если же распределение по сечению лазерного пучка равномерно, то при использовании безабберационной оптической системы, фокусирующей лазерное излучение, в ее фокальной плоскости образуется дифракционная картина Фраунгофера. Ширина центрального максимума в этом распределении близка к d_{min} , а ее размер также можно определить через соотношение (9.1). В центральном максимуме дифракционной картины Фраунгофера сосредоточено ~ 84% от всей энергии пучка [5].

При наличии aberrаций дифракционная картина может претерпеть существенные изменения, а размер перетяжки d_f – увеличиваться. Распределение интенсивности в таком кружке рассеяния задается дифракционной теорией aberrаций [46]. Как было показано в работах [5, 46], соотношение (9.1) дает приемлемые результаты.

В отличие от перетяжки, в плоскости изображения транслируется форма предмета, его профиль интенсивности и размеры с уменьшением (реже с увеличением). Таким предметом может быть маска, или диафрагма, установленная перед оптической системой. Определим, на каком расстоянии от перетяжки пучка после одиночной линзы располагается плоскость изображения маски. В соответствии с формулой Ньютона для тонкой линзы

$$\frac{\omega_{im}}{r_m} = \frac{s_{im} - f}{f}, \quad (9.2)$$

где ω_{im} – размер пучка в плоскости изображения (радиус для пятна круглого сечения), r_m – размер маски/диафрагмы, ограничивающей лазерный пучок, s_{im} – расстояние от линзы до плоскости изображения маски с размером ω_{im} . Отношение ω_{im}/r_m соответствует линейному увеличению линзы Γ , а значит $\omega_{im}/r_m = \Gamma = |f| / [(s_{ob} - f)^2 + z_{R1}^2]^{0.5}$, где s_{ob} – расстояние от маски до линзы. В итоге, для s_{im} и $(s_{im} - s_2)$ получаем выражения следующего вида:

$$s_{im} = f(\Gamma + 1), \quad (9.3)$$

$$s_{im} - s_2 = \Gamma f - \Gamma^2(s_{ob} - f), \quad (9.4)$$

где s_2 – расстояние от линзы до перетяжки пучка. Желательно, чтобы $(s_{im} - s_2) \gg z_{R2}$, тогда в плоскости изображения будет плоский волновой фронт. В случае малой расходимости исходного пучка ($\theta_1 \sim 0$) и малом размере элемента маски (отверстия диафрагмы) относительно пучка в плоскости ее расположения, расходимость излучения после маски определяется выражением (1.40), или $\theta_{dia} = 1.22\lambda/(2r_m)$. Диафрагма (маска) здесь выполняет функцию новой перетяжки пучка, изображение которой строит линза.

По такому же принципу работают оптические системы проекционного метода, где перед маской устанавливается осветительная система, а после маски – линза, или объектив, проецирующий ее изображение [46]. Лазерное излучение здесь применяется для освещения маски (рис. 9.1). К основным достоинствам проекционного метода обработки относят: возможность получения изображения сложной конфигурации, повторяющего с уменьшением маску; высокую разрешающую способность; принципиальную

возможность; увеличения площади обработки по сравнению с фокусирующим методом.

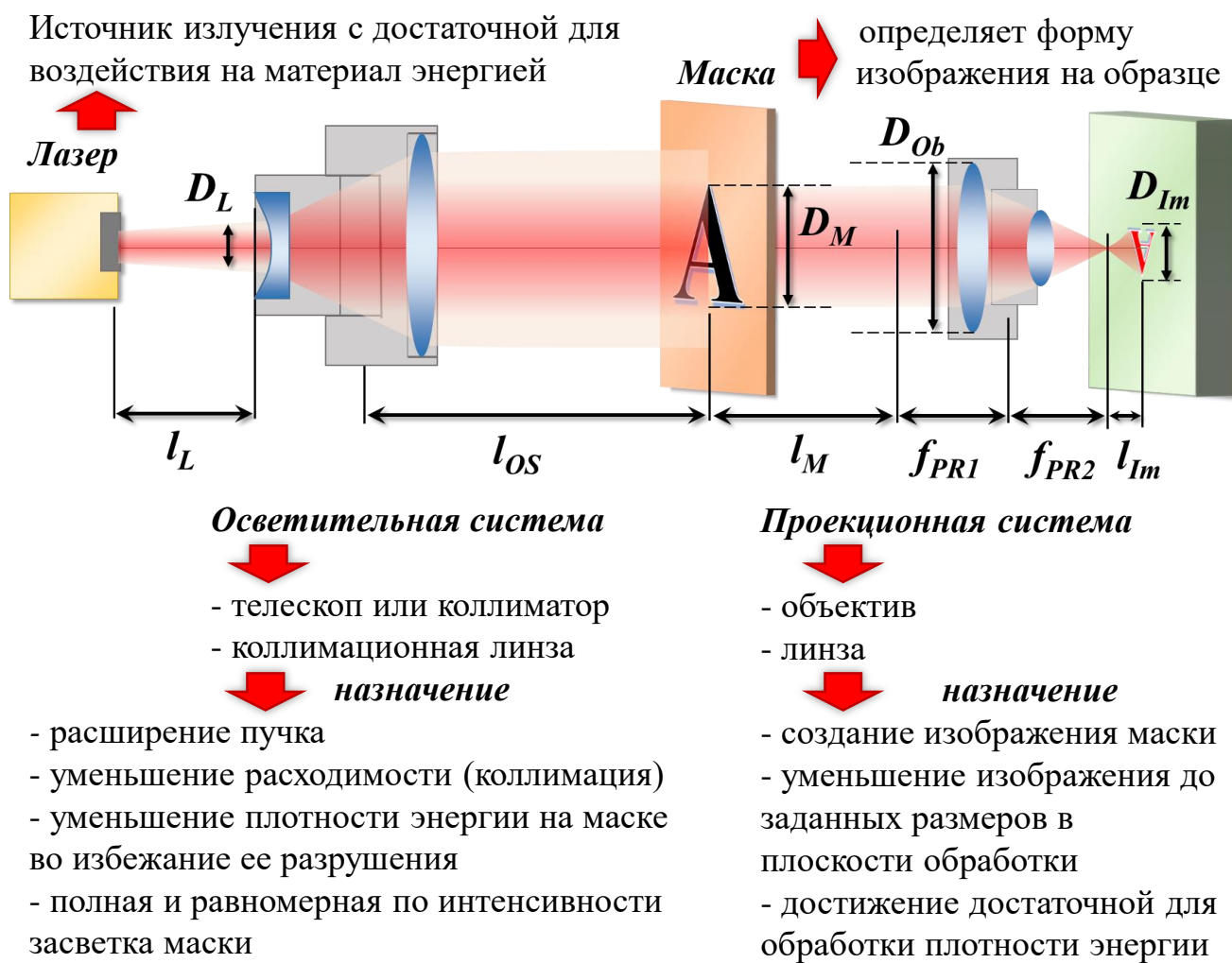


Рис. 9.1 Проекционная оптическая схема

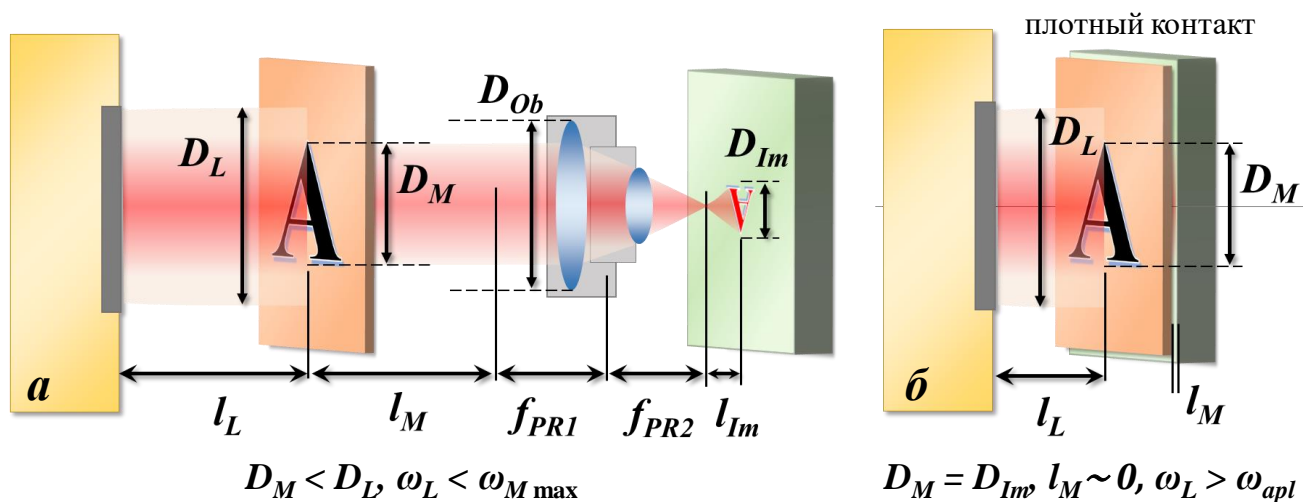


Рис. 9.2 Частные случаи проекционного метода обработки: без осветительной системы (а), контактный метод (б)

При рассмотрении работы схем проекционного метода будем пользоваться развитым аппаратом традиционной оптики с ее классическими понятиями предмета и изображения. Основы проекционного метода и схемы его реализации изложены по материалам монографии [46].

На рис. 9.1 и 9.2 отмечены следующие расстояния: l_L – расстояние от выходного окна лазера до осветительной системы, l_{OS} – расстояние от осветительной системы до маски, l_M – расстояние от маски до фокальной плоскости проекционного объектива, f_{PR1} и f_{PR2} – фокусные расстояния проекционного объектива, l_{PR} – расстояние от фокальной плоскости проекционного объектива до плоскости обработки. Одним из основных параметров проекционной схемы является линейное увеличение осветительной системы β_{os} , которое в соответствии с аппаратом традиционной оптики и с учетом правила знаков для расстояний определяется как

$$\beta_{os} = \frac{D_M}{D_L} = \Gamma_T, \quad (9.5)$$

где D_M – диаметр пучка на маске, D_L – диаметр пучка на выходном окне лазера. При $D_M > D_L$ значение $\beta_{os} > 1$. Другим параметром является линейное увеличение проекционной системы β_{pr} , определяемое выражением

$$\beta_{pr} = \frac{D_P}{D_M} = \frac{f_{PR1}}{l_M} = \frac{l_P}{f_{PR2}}, \quad (9.6)$$

где D_P – диаметр спроецированного лазерного пучка в плоскости обработки, D_M – диаметр пучка на маске. При $D_M > D_P$ значение $\beta_{pr} < 1$, кроме того, в традиционной схеме значения $l_M \gg f_{PR1}$, $l_P < f_{PR2}$.

Значение β_{pr} в зависимости от решаемой задачи может быть как больше, так и меньше единицы. Максимальное увеличение осветительной системы можно найти из условия обеспечения сохранности маски при известной плотности энергии ε_L на выходном окне лазера:

$$\beta_{os \max} = \sqrt{\frac{\varepsilon_L}{\varepsilon_{M \max}}}, \quad (9.7)$$

где $\varepsilon_{M \max}$ – пороговая плотность энергии, приводящая к разрушению материала маски. При $D_M > D_L$ вопрос о максимальном значении увеличения осветительной системы не возникает, и выбор β_{os} должен удовлетворять только одному условию

$$\beta_{os} < \beta_{os \max}. \quad (9.8)$$

Максимальное увеличение проекционной системы $\beta_{pr \max}$ может быть определено из условия обеспечения требуемой плотности энергии в плоскости обработки ε_{apl} в случае отсутствия разрушения маски, т.е.

$$\beta_{pr \max} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{M \max}}{\varepsilon_{apl}}}. \quad (9.9)$$

Минимальное увеличение проекционной системы $\beta_{pr \min}$ определяет минимальный размер изображения элемента маски в плоскости обработки, который в общем случае может быть различной конфигурации (круг, квадрат, прямоугольник). При отсутствии дифракции на оптических элементах проекционного объектива, которая зависит от его выбора и расстояния между объективом и маской, величина $\beta_{pr \min}$ определяется дифракционными явлениями на элементах маски и может быть определена как [46]

$$\beta_{pr \min} = \frac{\lambda f_{PR1}}{(D_Z - D_M) D_{M \min} - \lambda f_{PR1}}, \quad (9.10)$$

где λ – длина волны излучения, D_Z – размер входного зрачка проекционной системы; D_M – линейный размер маски, $D_{M \min}$ – размер минимального элемента на маске (например, щели). При известном значении β_{pr} в соответствии с неравенством

$$\beta_{pr \min} < \beta_{pr} < \beta_{pr \max} \quad (9.11)$$

можно найти размеры маски и минимального элемента на ней по выражениям

$$D_{M \min} = D_{pr \min} / \beta_{pr}, \quad (9.12)$$

$$D_M = D_{pr} / \beta_{pr}, \quad (9.13)$$

а также расстояние между маской и проекционной оптической системой

$$l_M = f_{obl} / \beta_{pr}. \quad (9.14)$$

Из выражения (9.14) видно, что расстояние l_M во многом определяет габариты проекционной оптической системы. Из этого же выражения следует, что чем меньше величина β_{pr} , тем больше значение l_M .

Зная плотность энергии на выходном окне лазера ε_L , а также линейные увеличения осветительной β_{os} и проекционной β_{pr} систем, можно найти плотность энергии на маске ε_M и в плоскости обработки ε_{apl} следующим образом:

$$\varepsilon_M = \varepsilon_L / \beta_{os}^2, \quad (9.15)$$

$$\varepsilon_{apl} = \varepsilon_L / (\beta_{os}^2 \beta_{pr}^2). \quad (9.16)$$

Из выражений (9.15) и (9.16) следует, что плотность энергии на выходном окне лазера ε_L должна удовлетворять условию

$$\varepsilon_M \beta_{os}^2 > \varepsilon_L > \varepsilon_{apl} \beta_{os}^2 \beta_{pr}^2. \quad (9.17)$$

ПРЕИМУЩЕСТВА И НЕДОСТАТКИ ПРОЕКЦИОННОГО МЕТОДА ОБРАБОТКИ

Основные ПРЕИМУЩЕСТВА:

- ✓ получение изображения сложной конфигурации, повторяющего с уменьшением маску;
- ✓ высокая разрешающая способность, ограниченная сложностью изготовления маски и дифракцией на ее минимальных элементах;
- ✓ принципиальная возможность увеличения площади обработки по сравнению с фокусирующим методом;
- ✓ формирование рисунка за одно воздействие без сканирования.

Основные НЕДОСТАТКИ:

- ✓ многокомпонентность системы и сложность ее исполнения;
- ✓ строгое требование к расстояниям между элементами в системе, невыполнение которого влияет на качество формы пятна в плоскости обработки;
- ✓ строгое требование к статичности элементов в системе;
- ✓ большие по сравнению с фокусирующим методом габариты оптической системы;
- ✓ большие энергетические потери на маске;
- ✓ высокие требования к равномерности освещения всей маски;
- ✓ постепенная деградация маски и ее разрушение.

Линейное увеличение проекционной системы β_{pr} , с одной стороны, определяет общий размер поля обработки, а с другой – минимальный элемент изображения маски в поле обработки D_{prmin} . Отсюда следует, что повышение разрешающей способности элемента изображения в плоскости обработки приводит к уменьшению площади поля обработки. В результате этого, максимально возможное поле обработки D_{prmax} и высокая разрешающая

способность $\delta_d = 1/D_{p\min}$ находятся в противоречии. Увеличение площади поля обработки с высокой разрешающей способностью элементов на нем может быть достигнуто при использовании лазера периодического действия. Здесь осуществляется перемещение образца относительно неподвижного пучка излучения и маски. В случае повторяющегося шаблона на маске может быть применено сканирование пучком по поверхности маски или образца. Использование первого варианта позволяет обеспечить заданную степень воздействия излучения, а второго — высокую точность расположения элементов шаблона.

При использовании проекционной схемы было замечено, что повышение степени когерентности лазерного излучения требует более высокой точности расположения обрабатываемой поверхности относительно плоскости изображения маски. Отклонение плоскости изображения маски от плоскости обработки сопровождается значительными дифракционными искажениями изображения, которые тем больше, чем больше β_{pr} .

Уменьшение потерь достигается упрощением формы маски вплоть до круга или квадрата, что применено в контурно-проекционном методе обработки, рассмотренном далее. Решение проблемы равномерного освещения маски является одним из наиболее сложных. В частности, для лазерных пучков с повышенной степенью когерентности решения данной проблемы до сих пор не найдено. Именно поэтому применение лазерных импульсов с ультракороткой длительностью ($10^{-10} - 10^{-14}$ с) сильно ограничено в проекционном методе обработке, поскольку в плоскости обработки, где располагается изображение маски, могут возникать спеклы.

Осветительная система упраздняется, если размер маски меньше диаметра выходного окна лазера, $D_M < D_L$, а плотность энергии в лазерном пучке меньше порога разрушения маски, $\varepsilon_L < \varepsilon_{M\max}$ (рис. 9.2.а). Проекционный объектив также можно исключить, если не требуется уменьшение размера изображения маски в плоскости обработки, а плотность энергии в плоскости маски достаточна для обработки образца, т.е. $\varepsilon_L > \varepsilon_{apr}$. Проекционный метод в этом случае становится контактным, а маска размещается вплотную к обрабатываемой поверхности (рис. 9.2.б). Ограниченное применение контактного метода в настоящее время связано с тем, что при его реализации неизбежны быстрый износ маски, механические повреждения как маски, так и образца при их плотном прижатии друг к другу, а также дифракционные искажения, возникающие при их неполном контакте.

9.1 Контурно-проекционный метод формирования изображения

Суть контурно-проекционного метода состоит в том, что изображение в плоскости обработки синтезируется в результате последовательного обхода по контуру лазерным пучком специального (чаще всего универсального) сечения. Такое сечение пучка представляет собой микропроекцию простого элемента, например, прямоугольника или квадрата.

Преимуществами контурно-проекционного метода являются:

1. независимость размеров общего поля изображения от размера изображения элемента маски, позволяющая значительно увеличить разрешающую способность метода по сравнению с проекционным;

2. высокая точность воспроизведения шаблона, обеспечиваемая прямоугольной или квадратной формой элемента маски, которым записывается рисунок, и возможность создания равномерного распределения на нем, в отличие от фокусирующего метода, где энергия в фокальной плоскости оптической системы, совмещенной с плоскостью обработки, распределена в соответствии с законом Гаусса;

3. потери энергии на маске меньше, чем в проекционном методе.

Разработка контурно-проекционной схемы была тесно связана с появлением импульсных лазеров на N_2 и $YAG:Nd$ с мощностью в импульсе выше 1 кВт и частотой их следования $\sim 1-10$ кГц. В подобных условиях актуальным становится вопрос о максимальном использовании всей энергии излучения. Решение этого вопроса было достигнуто при проведении обработки пучком минимального сечения, близкого к дифракционному пределу, для обеспечения которого требовался проекционный объектив высокого качества.

Принципиальная схема реализации контурно-проекционного метода аналогична проекционной схеме (рис. 9.3). Однако, вследствие малой плотности энергии в импульсе, линейное увеличение осветительной системы β_{os} в этой схеме меньше 1.0, и именно этим обеспечиваются минимальные общие габариты системы реализации контурно-проекционного метода. Как и в проекционном методе, в контурно-проекционном основными факторами, которые требовалось учитывать при расчете контурно-проекционной схемы, являются обеспечение равномерного освещения маски и достижение номинального режима работы проекционного объектива.

Максимальное общее увеличение системы в контурно-проекционном методе определяется из условия обеспечения требуемой плотности энергии в

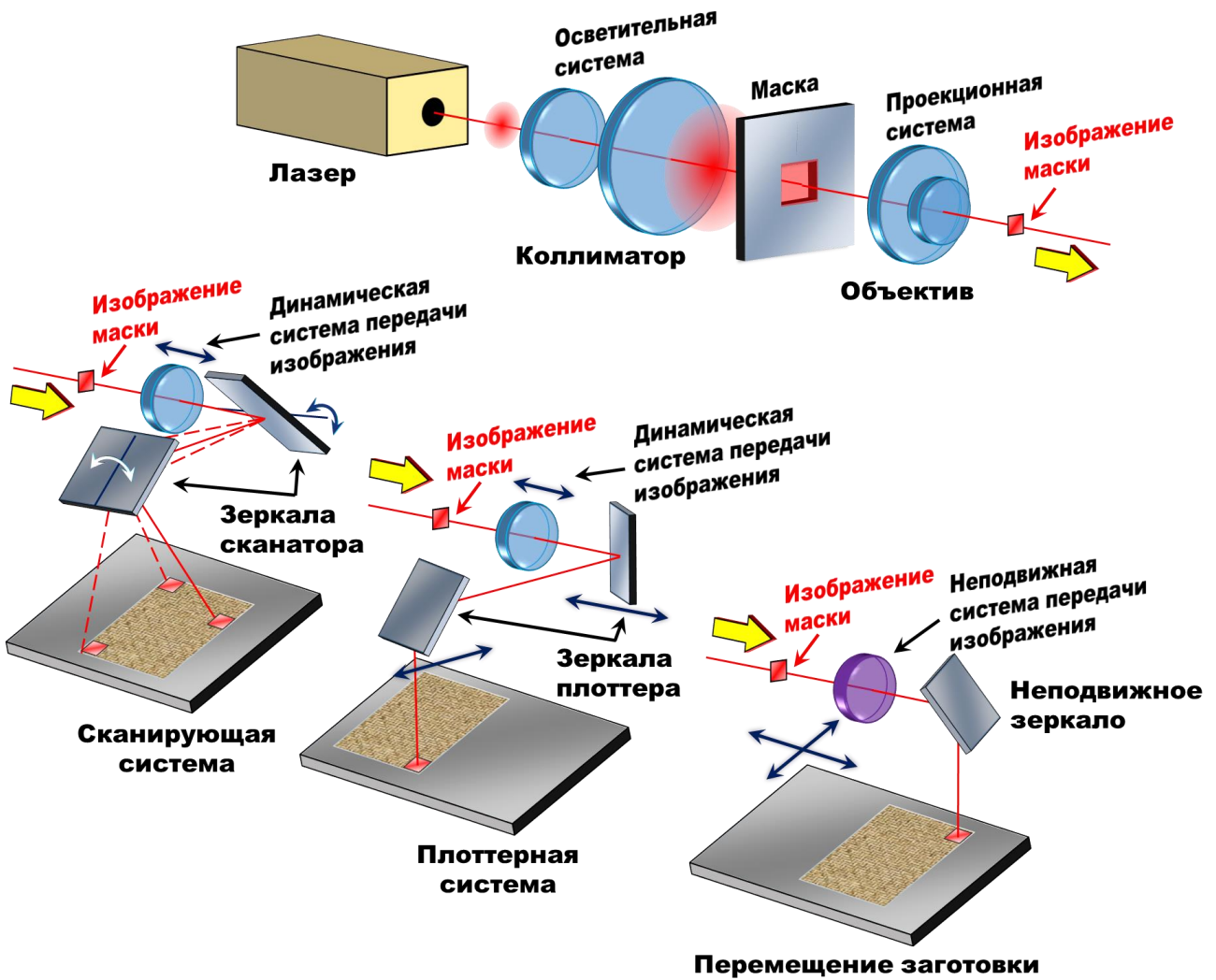


Рис. 9.3. Контурно-проекционный метод

плоскости обработки ε_{apl} , или

$$\beta_{apl \max} = \sqrt{\varepsilon_L / \varepsilon_{apl}}. \quad (9.18)$$

Ранее было изложено определение минимального линейного увеличения проекционной системы $\beta_{pr \min}$ при отсутствии дифракции на оптических элементах осветительной системы. В этом случае минимальное линейное увеличение осветительной системы $\beta_{os \min}$ определяется полной расходимостью лазерного пучка $2\theta_1$, как правило, превышающей дифракционную расходимость на маске, и может быть определено как [46]

$$\beta_{os \min} = \frac{2\theta_1 f_{os1}}{(D_{os} - D_L) - 2\theta_1 f_{os1}}, \quad (9.19)$$

где D_{os} - диаметр входного зрачка (апертуры) осветительной системы. Таким образом, линейное увеличение системы определяется неравенством

$$\beta_{os \min} < \beta_{os} < \beta_{os \max}. \quad (9.20)$$

9.2 Приближение дифракционно-ограниченных пучков в контурно-проекционном методе

Ранее была рассмотрена работа контурно-проекционной схемы, в которой назначение осветительной системы сводится к построению изображения диафрагмы, установленной на входном окне лазера, в плоскость размещения маски. Назначение диафрагмы сводится к выделению наиболее однородного по интенсивности участка в плоскости выходного окна лазера. Теперь рассмотрим варианты освещения маски, плоскость размещения которой не совпадает с плоскостью изображения диафрагмы на выходном окне лазера. Этот вариант представляется наиболее предпочтительным для случая, когда распределение интенсивности на выходном окне лазера существенно неравномерно. В такой ситуации выбор области диафрагмирования может быть затруднен или вовсе невозможен, а сама выбранная область характеризуется значительной неравномерностью.

Рассмотрим освещение маски дифракционно-ограниченными лазерными пучками с одномодовой и многомодовой структурой, где качество пучка $M^2 \gg 1.2$, а также их преобразование линзой. Для одномодового пучка профиль интенсивности является гауссовым в сечениях исходной перетяжки, во всех плоскостях распространения излучения до и после линзы, преобразующей пучок излучения, а также в сформированной линзой перетяжке. В этом случае единственно возможной осветительной системой представляется система, основанная на диафрагмировании части пучка с наиболее равномерным распределением интенсивности и построении изображения диафрагмы в плоскости размещения маски. Именно такая схема способна обеспечивать относительно равномерное распределение интенсивности в плоскости маски.

Однако это не совсем так. Согласно теории построения изображения Аббе, в предположении, что диафрагму, выделяющую центральную и наиболее равномерную часть гауссова пучка на выходном окне лазера, можно рассматривать как предмет, освещаемый коллимированным пучком (рис. 9.4), гауссов пучок с малым углом расходимости $\theta_l = \lambda/(\pi\omega_{0l})$ при расположении перетяжки в глубине резонатора на значительном расстоянии z от выходного окна лазера отвечает понятию коллимированного пучка с плоским волновым фронтом. Пространственная фильтрация частотного спектра предмета способна обеспечить более равномерное распределение интенсивности в плоскости маски по сравнению со случаем построения изображения предмета

без пространственной фильтрации. Предметом в такой схеме будет диафрагма на выходном окне лазера, а сам метод фильтрации основан на установке диафрагмы с размером d_D в фокальной плоскости линзы (осветительной системы), которая устраняет в спектре все порядки, кроме нулевого. Размер диафрагмы d_D соизмерим с диаметром центрального дифракционного максимума в дифракционной картине Фраунгофера и определяется как

$$d_D \sim 2\theta_1 f_{os} = \frac{2\lambda f_{os}}{\pi\omega_{01}}. \quad (9.21)$$

Изображение Аббе [11] дает неоднородности распределения интенсивности в плоскости предмета, неразличимыми в плоскости его изображения. Установка диафрагмы в фокальной плоскости фокусирующей линзы представлена на рис. 9.5, где сохранены основные обозначения, справедливые для проекционного и контурно-проекционного методов.

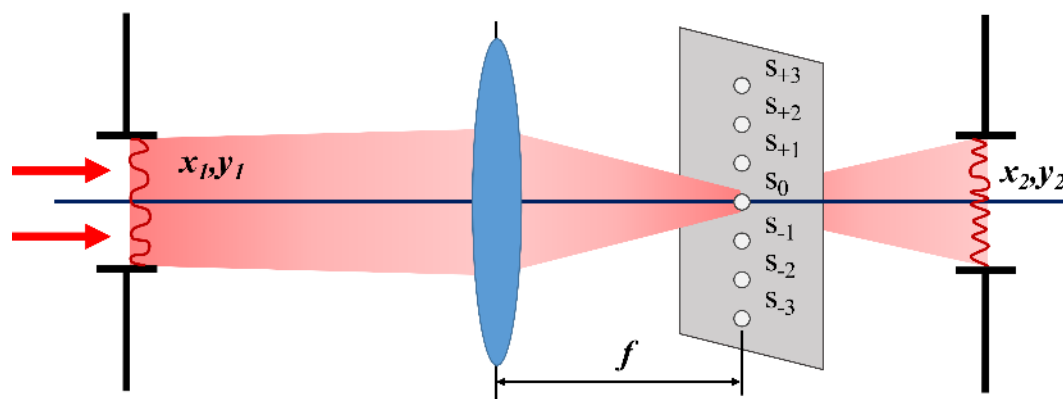


Рис. 9.4. Построение изображения в теории Аббе

В этом случае распределение интенсивности в плоскости изображения осветительной системы в значительной степени определяется результатами пространственной фильтрации, т.е. диафрагмированием частотного спектра предмета, роль которого исполняет диафрагма на выходном окне лазера, в фокальной плоскости осветительной системы. При этом распределение интенсивности на самой диафрагме выходного окна лазера начинает выполнять второстепенную функцию. В результате снижаются требования к однородности распределения интенсивности на диафрагме – предмете и, тем самым, уменьшаются энергетические потери на ней. Возможен еще один вариант построения контурно-проекционной схемы, где диафрагма с d_D , осуществляющая пространственную фильтрацию частотного спектра предмета — диафрагмы на выходном окне лазера, будет выступать в качестве маски для проекционного объектива (рис. 9.6).

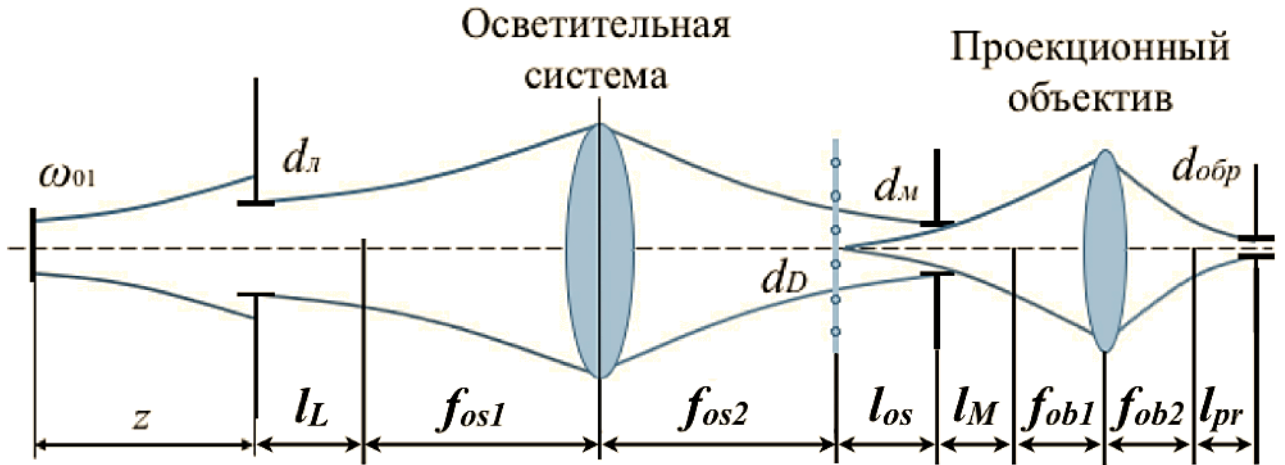


Рис. 9.5. Контурно-проекционная схема с использованием диафрагмы

В этом случае размер маски (диафрагмы) d_D следует выбирать меньше размера перетяжки пучка $2\omega_{02}$, формируемой линзой, что исключает дифракцию на ее краях. Во всех случаях, кроме случая, когда исходная перетяжка пучка расположена в фокальной плоскости фокусирующей линзы, размер d_D всегда, хотя и очень незначительно, будет превышать $2\omega_{02}$. После диафрагмы следует сравнить расходимость $\theta_{dia} = 1.22\lambda/d_D$ и $\theta_2 = M^2\lambda/(\pi\omega_{02})$. Если $\theta_{dia} > \theta_2$, то следует учитывать именно ее в дальнейших расчетах. Из двух рассмотренных случаев создания равномерного освещения маски следует, что форма гауссова пучка нарушается, и это позволяет при проецировании маски в плоскость обработки пользоваться законами геометрической оптики.

Для многоголовых лазерных пучков, содержащих моды высших порядков и характеризующихся качеством пучка $M^2 \gg 1.2$, структура пучка, как и для одномодового гауссова пучка, постоянна во всех сечениях до и после оптической системы, а также в перетяжках пучка. Поэтому для многоголового излучения справедливы все приведенные выше рассуждения об использовании подобных схем, в основе которых лежит пространственная фильтрация частот маски – предмета на выходном окне лазера, а также размещение маски – диафрагмы в фокальной плоскости линзы. Также для многоголовых пучков справедлив отказ от применения обоих вариантов реализации контурно-проекционной схемы, рассмотренных выше, при совмещении исходной перетяжки лазерного пучка с передней фокальной плоскостью линзы, преобразующей излучение.

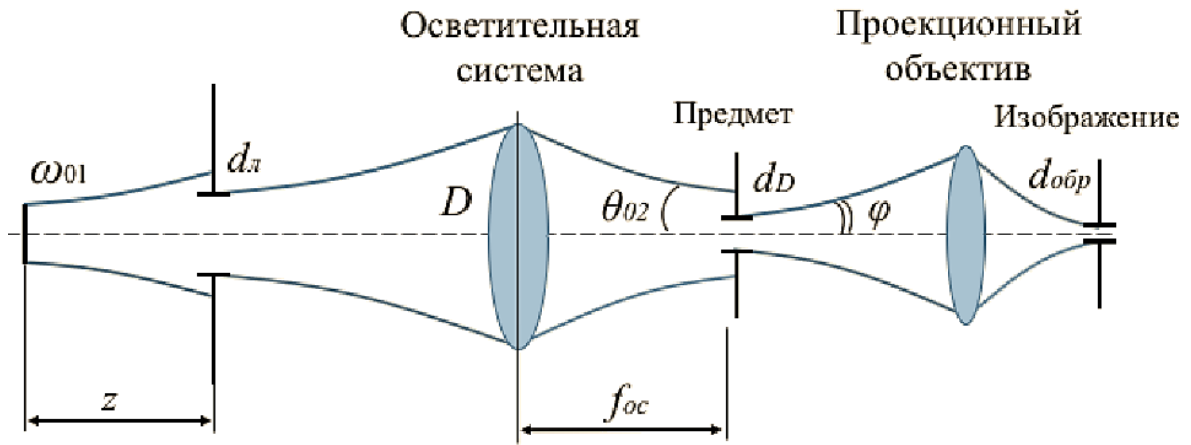


Рис. 9.6. Контурно-проекционная схема с диафрагмой в качестве маски

Внутрирезонаторный метод формирования изображения (активный проекционный метод) является вариантом контурно-проекционного метода и позволяет усиливать в активной среде только полезный сигнал, воспроизводящий изображение маски [46]. В методе собственное излучение усилителя направляется на сферическое зеркало, перед которым размещена маска (рис. 9.7). Прошедшее через маску излучение отражается от зеркала и возвращается в активную среду, усиливаясь в ней. Затем с помощью объектива происходит формирование изображения маски в плоскости расположения плоского зеркала либо образца [20]. Часть излучения после отражения от плоского зеркала возвращается в активную среду для последующего усиления. Такая конструкция подходит не для каждого типа лазеров и успешно применяется для лазеров на парах меди. В такой схеме форма лазерного пятна и профиль интенсивности формируются с помощью маски уже в резонаторе. Однако эффективность генерации излучения здесь сильно зависит от размещения маски и апертурной диафрагмы (b , L и l).

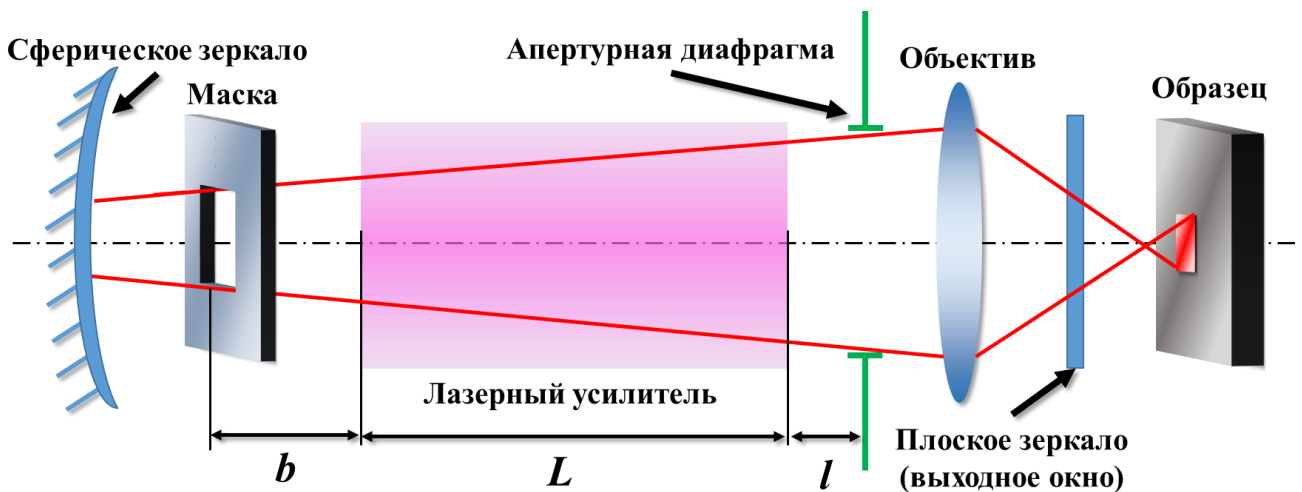


Рис. 9.7. Принципиальная схема активного проекционного метода [20]

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД

Построение изображения предмета и его запись с применением лазерного излучения и голографических схем представлены на рис. 9.8. В данной схеме регистрируемый предмет (1) экспонируется когерентным излучением (2), часть которого направляется на зеркало (3) и в виде опорного пучка (4) отражается на регистрирующую среду – голограмму (5). Восстановление изображения (6) происходит, когда опорный пучок (4) проходит сквозь голограмму (5) при том же угле падения, что и при ее записи. Метод позволяет достигать высокое разрешение на площади изображения, которая значительно больше площади, формируемой оптическими рефракционными системами.

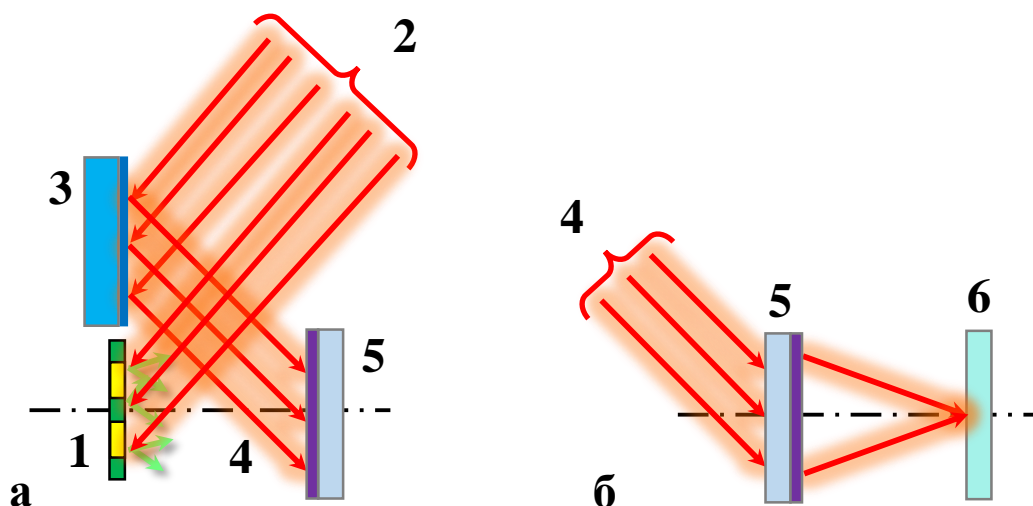


Рис. 9.8. Принципиальная схема получения голограммы (а) и восстановления изображения (б)

МУЛЬТИПЛИЦИРОВАНИЕ И ФОТОНАБОР

В контурно-проекционном методе лазерной обработки для записи изображения больших размеров (много больше размера оптической проекции маски) часто применяются методы мультиплицирования и фотонабора (рис. 9.9). **Метод мультиплицирования** изображений осуществляется многократным последовательным или параллельным нанесением повторяющегося топологического рисунка. **Метод фотонабора** заключается в наборе изображения из элементарных частей путем последовательного экспонирования пятном с изменяющимся размером и формой в плоскости изображения. Для изменения геометрии пятна используются динамические диафрагмы. Такие системы применяются в фотолитографии для записи изображений сложной структуры.

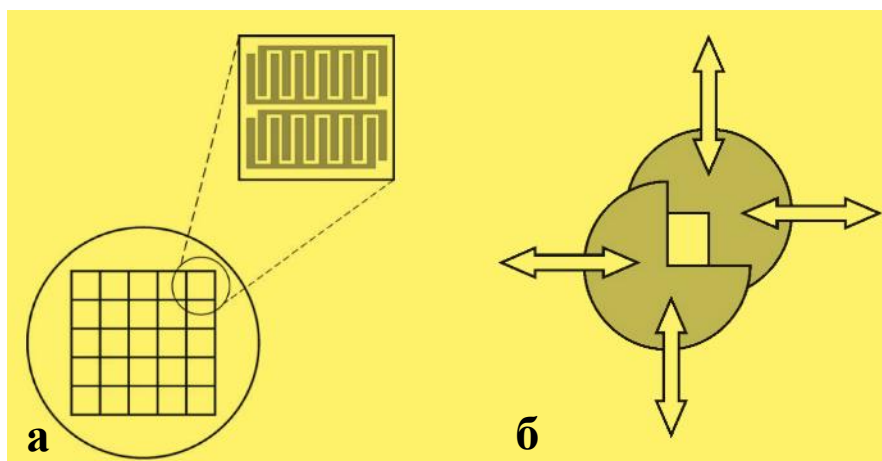


Рис. 9.9. Принципиальная схема мультиплицирования (а) и фотонабора (б)

ПРЕИМУЩЕСТВА И НЕДОСТАТКИ ФОКУСИРУЮЩЕГО И ПРОЕКЦИОННОГО МЕТОДОВ

Критерий	Фокусирующий метод	Проекционный метод
Плоскость обработки	Фокальная	Плоскость изображения (маски, диафрагмы)
Разрешающая способность, $\delta = 1/d_0$	Определяется дифракционным пределом, ограниченным длиной волны излучения λ и размером лазерного пятна на входном зрачке оптической системы D , т.е. $\delta = D/(1.22\lambda)$, а также ее абберациями.	Ограничена дифракцией на краях минимального элемента маски, длиной волны излучения и абберациями оптической системы.
Производительность	Низкая Формирование изображения перемещением лазерного пятна	Высокая Формирование изображения экспонированием за один импульс
Качество обработки	Зависит от профиля интенсивности в сечении пучка, его качества (M^2) и режима сканирования.	Зависит от равномерности освещения маски лазерным пучком и ее качества.
Сборка и юстировка	Проще Требование к совмещению центра оптических элементов системы с оптической осью.	Сложнее Высокие требования к размещению элементов в системе относительно маски и плоскости обработки.
Потери энергии в оптической система	Низкие Мало оптических элементов в системе.	Высокие Большое количество элементов в системе; применение амплитудных масок, ограничивающих излучение.

Лекция 10.

Преобразование профиля интенсивности лазерных пучков

Изменение профиля интенсивности и формы лазерного пятна в плоскости обработки широко применяется в различных технологических процессах для повышения качества обработки, разрешающей способности, эффективности воздействия и производительности. Для этой задачи используются оптические элементы с несферической формой поверхности (асферической, конической, цилиндрической), микрооптические (МОЭ) и дифракционные оптические элементы (ДОЭ). Ключевые особенности преобразования лазерных пучков данными оптическими элементами приведены ниже.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ ОЭ, МОЭ, ДОЭ

ИЗМЕНЯЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

- 1 Преобразование амплитуды в сечении лазерного пучка
- 2 Разделение лазерного пучка на несколько независимых пучков
- 3 Преобразование волнового фронта: фазы, формы и кривизны
- 4 Изменение когерентности (пространственной и временной)
- 5 Изменение поляризации в сечении лазерного пучка

МЕХАНИЗМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

- 1 Дифракция на рельефе и неоднородностях поверхности
- 2 Интерференция отраженных / прошедших волн в результате нарушения когерентности
- 3 Интерференция преломленных волн на неоднородностях в объеме материала
- 4 Изменение формы волнового фронта в результате преломления на несферической поверхности
- 5 Создание разности фаз за счет различных фазовых скоростей в анизотропных материалах (двулучепреломление)

10.1. Гомогенизация, получение flat-top пучков

Наиболее частым преобразованием профиля гауссова пучка является получение пучков с плоской вершиной, или flat-top пучков. Для этого применяются гомогенизаторы – оптические пластины, на поверхности которых расположены микрооптические неоднородности, локально рассеивающие и преломляющие падающее на них излучение в каждой точке сечения лазерного пучка. Форма лазерного пятна после гомогенизации приобретает форму элемента в массиве [47]. Такие неоднородности могут быть упорядоченными в виде массивов, либо случайными (диффузоры). При прохождении излучения через гомогенизатор происходит нарушение фазы волнового фронта и амплитуды в сечении пучка, что приводит к выравниванию профиля интенсивности и нарушению когерентности. Для гомогенизации традиционно используются следующие схемы (рис. 10.2):

1. случайные фазовые пластины (СФП) и коллективная линза (Фурье);
2. диффузоры (массивы рассеивающих лазерное излучение элементов) и линза Фурье;
3. массив сферических или цилиндрических микролинз (МЛ) с линзой Фурье, называемый неизображающим или дифракционным интегратором;
4. два массива микролинз с одинаковыми размерами элементов, шагом размещения и фокусными расстояниями в каждом из массивов с линзой Фурье, называемые изображающим интегратором;
5. два массива микролинз с различными размерами элементов, но с одинаковым шагом размещения, оптическая система из которых выполняет функцию телескопической, совместно с линзой Фурье.

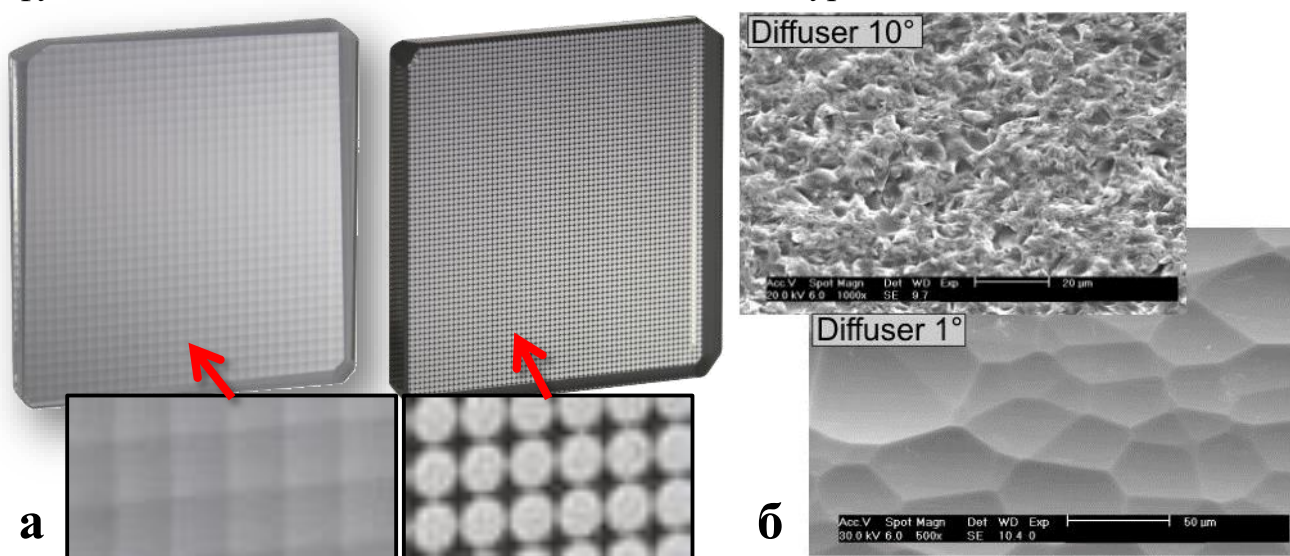


Рис. 10.1. Примеры массивов микролинз 10x10 мм, $F=18.6$ мм и $F=5.2$ мм, Thorlabs (a) и диффузоров (б)

На массив МОЭ необходимо направлять широкий коллимированный пучок излучения. Размер микролинзы (массив) или ячейки (СФП) должен быть много меньше размера падающего пучка, тогда на каждом МОЭ будет происходить:

- диафрагмирование, или выделение малой части пучка, достаточной для формирования плоского профиля интенсивности;
- дифракция прошедшего излучения на неоднородности в виде МЛ / ячейки причем, чем меньше d_{ML} , тем сильнее проявляется дифракция;
- преломление излучения и изменение волнового фронта части пучка с его последующей фокусировкой (если линза положительная), рассеянием (если диффузор), или сохранением коллимации (если ячейка СФП).

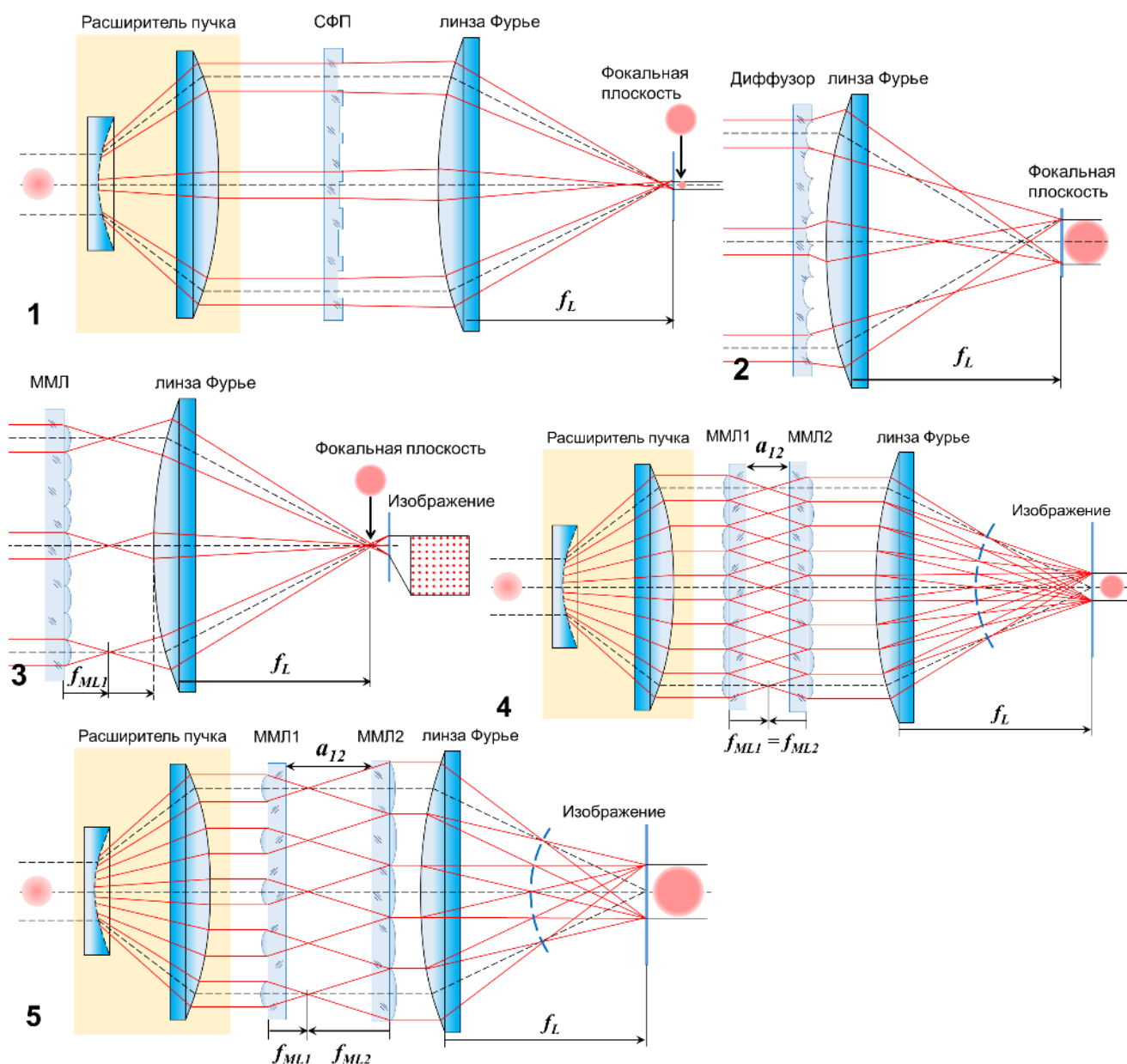


Рис. 10.2. Оптические схемы гомогенизации лазерных пучков

Гомогенизация в фокальной плоскости линзы Фурье от лазерного источника с низкой пространственной когерентностью возникает в результате переналожения элементарных пучков от каждой микролинзы. Диаметр пятна в фокусе линзы Фурье d_H зависит от размера микролинз $d_{ML1} = d_{ML2} = d_{ML}$, фокусного расстояния МЛ f_{ML2} и линзы Фурье f_F , расстояния между ММЛ a_{12} :

$$d_H = d_{ML} f_F (f_{ML1} + f_{ML2} - a_{12}) / (f_{ML1} f_{ML2}). \quad (10.1)$$

Согласно теории дифракции, распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы Фурье, совпадающей с плоскостью гомогенизации, определяется суперпозицией двух эффектов. Первый эффект обусловлен дифракцией Френеля — дифракцией в сходящемся и расходящемся пучке, либо дифракцией Фраунгофера при почти параллельном пучке на апертуре (краях) МЛ, проявляющейся в модуляции интенсивности на краях распределения с плоской вершиной (рис. 10.3а). Второй эффект модуляции интенсивности в области гомогенизации обусловлен интерференцией переналожившихся элементарных пучков от индивидуальных МЛ в массиве. Установлено, что оба эти эффекта возрастают с уменьшением размера МЛ и с повышением степени когерентности лазерного излучения.

В работе, посвященной эффективности гомогенизации [48], приведены результаты исследования влияния размера МЛ на картину распределения интенсивности в дальнем поле. При размере МЛ 4 мм с $f = 40$ мм, т.е. при $NA = 0.05$, распределение имеет вид, представленный на (рис. 10.3б). При размере МЛ, равном 0.5 мм, с $f = 5$ мм, т.е. при такой же $NA = 0.05$, вид распределения характеризуется большей модуляцией интенсивности (рис. 10.3в).

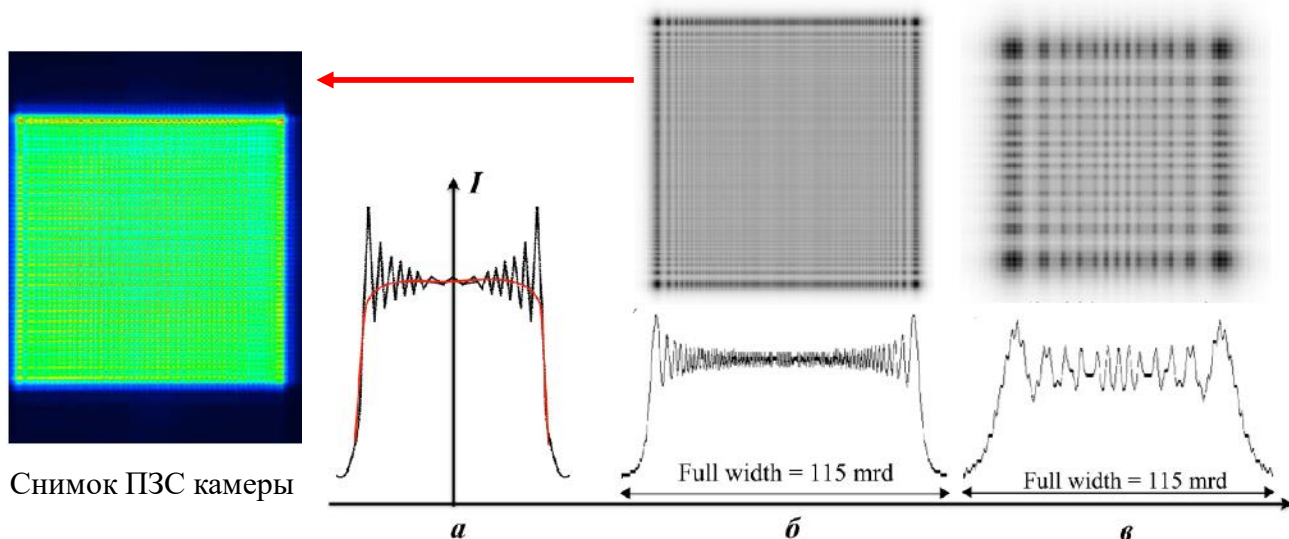
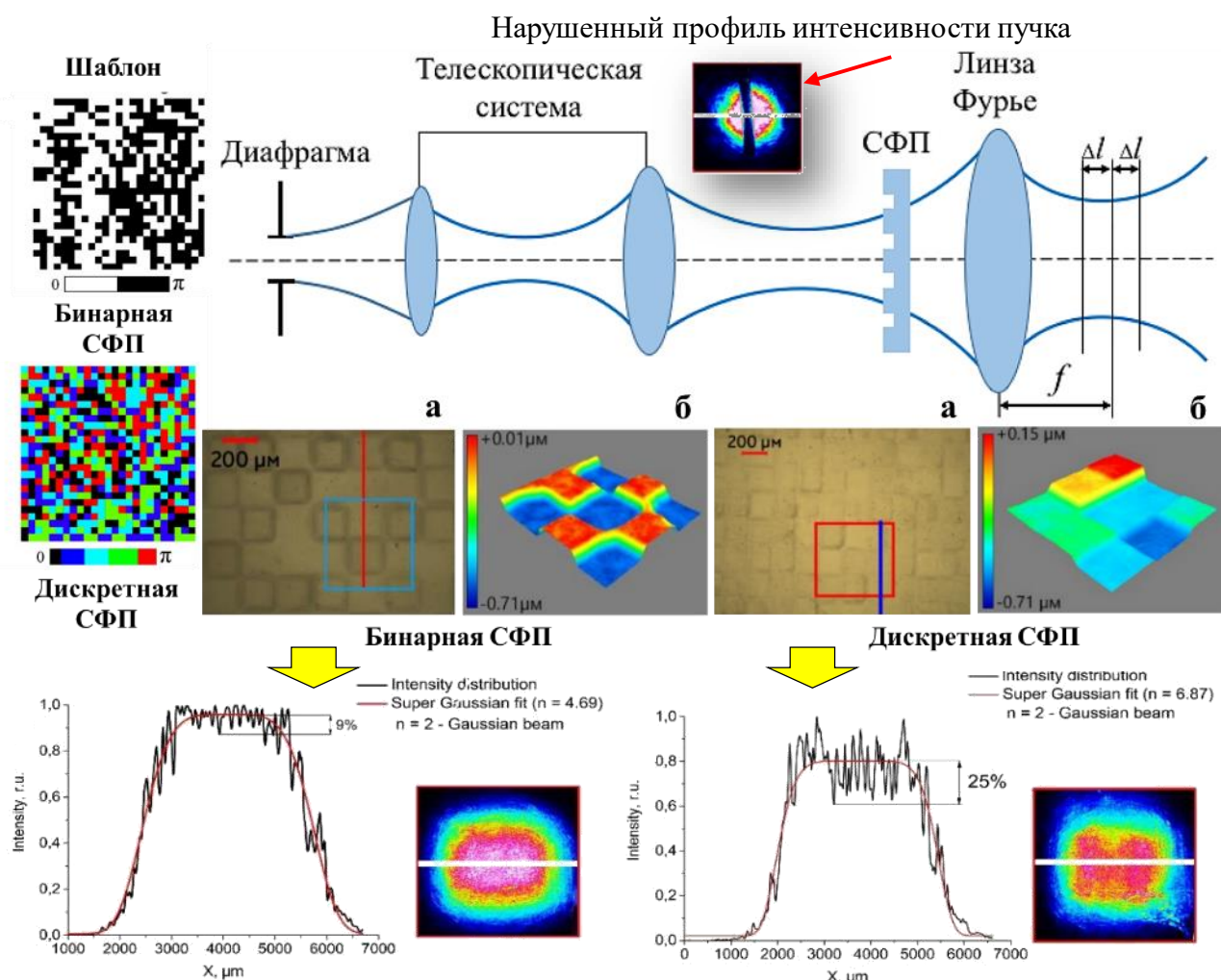


Рис. 10.4. Профили интенсивности в сечении пучка с плоской вершиной [48]

При одинаковых NA во втором случае с меньшим размером МЛ интерференционные эффекты проявляются сильнее. Уменьшение размера МЛ приводит не только к увеличению числа переналожившихся в области гомогенизации элементарных пучков, но также к увеличению интерференционных и дифракционных эффектов.

Случайные фазовые пластины (СФП) также применяются для гомогенизации лазерных пучков. Это стеклянные пластины, состоящие из ячеек квадратного, или прямоугольного сечения, вытравленные на дискретную, либо фиксированную глубину $h = 0.5\lambda/(n_\lambda - 1)$ (рис. 10.4). Элементарные пучки от каждой ячейки с различной длиной оптического пути собираются в фокальной плоскости линзы Фурье. Дискретная СФП лучше сглаживает нарушенный профиль интенсивности пучка по сравнению с бинарной СФП. Преимуществом СФП является малое рассеяние прошедшего излучения на ячейках, что позволяет размещать их на расстоянии от линзы.



Профиль интенсивности пучка с дефектом после СФП

Рис. 10.5. Гомогенизация пучка с помощью бинарной и дискретной СФП: оптическая микроскопия (а), профилограмма поверхности (б) [49, 50]

10.2. Формирование массивов линий, пятен и колец

Для формирования линий, пятен и колец, размещенных на одинаковом расстоянии друг от друга, применяются массивы микролинз цилиндрической и сферической формы (рис. 10.6) [47]. Другое их название – микролинзовые растры. Массив пятен можно получить в неизображающем интеграторе Келера, который включает один или два массива МЛ с падающим на них коллимированным пучком излучения (рис. 10.6). Чем меньше расходимость падающего пучка, тем более резкими будут пятна [47]. Второй массив размещается в фокальной плоскости первого, после чего устанавливается линза Фурье. Массив пятен формируется в плоскости изображения линзы. Такие схемы, где в создании массива пятен и линий важную роль играет фаза, активно применяются для одновременной или параллельной обработки.

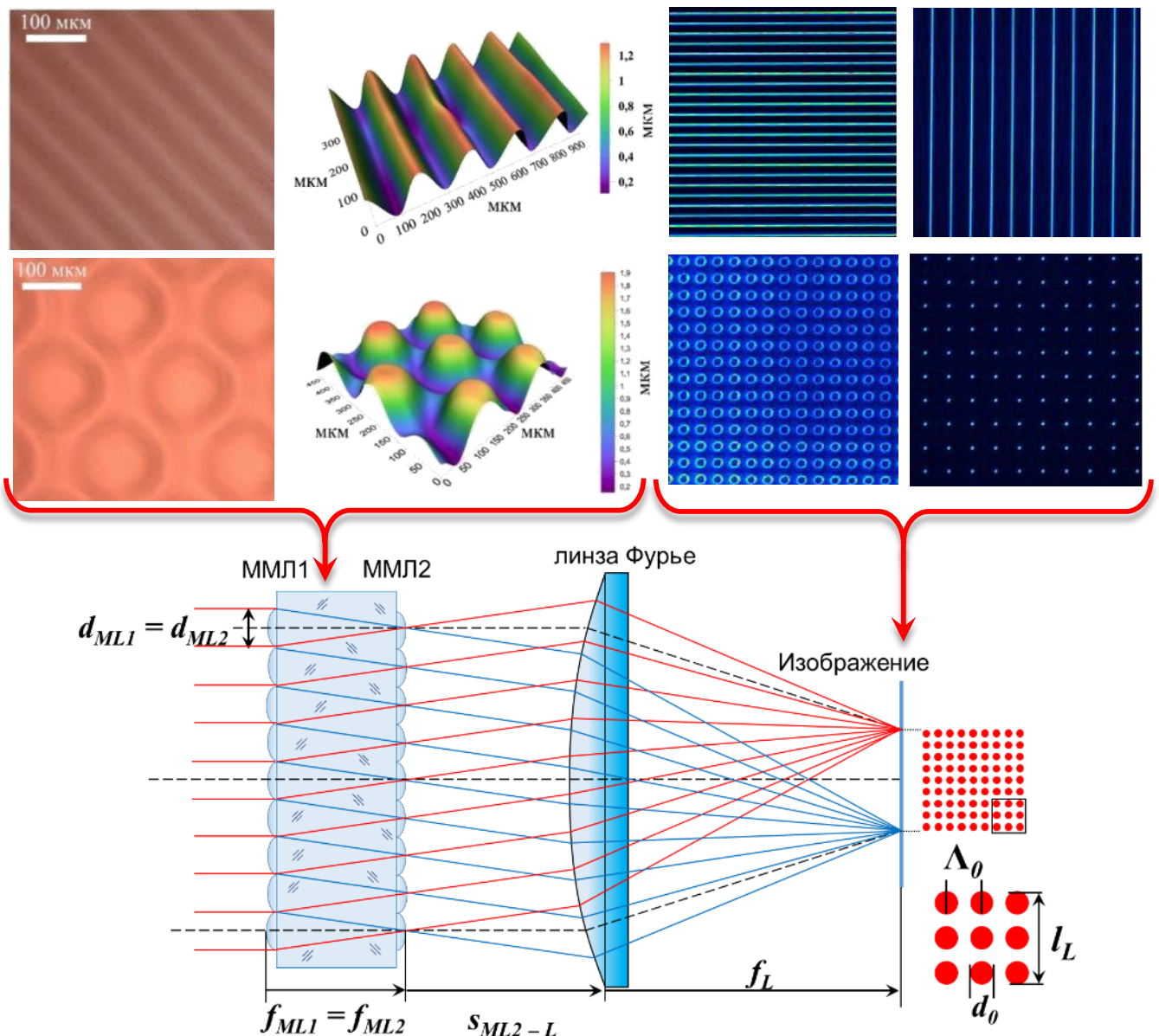


Рис. 10.6. Оптическая схема для формирования массива пятен [47, 51]

Для получения в плоскости Фурье массива колец в коллимированном пучке, непосредственно перед массивами МЛ, устанавливается аксикон, который формирует кольцевой пучок. Размер колец соответствует угловому размеру пучка перед массивами МЛ [47]. Освещение массивов МЛ лазерным излучением, выходящем из многомодового волокна, создает аналогичный по форме массив кольцевых пятен. Однако профиль интенсивности в каждом пятне соответствует профилю интенсивности лазерного пучка на выходе из волокна. Массивы МЛ с размером 10×10 мм, чаще всего применяемые для одновременной обработки, имеют следующий диапазон размеров:

- $d_{ML} \sim 200$ мкм, шаг размещения в массиве $p \sim 250$ мкм и $f_{ML} \sim 1.4$ мм [52];
- $d_{ML} \sim 50$ мкм, $p \sim 50$ мкм и $f_{ML} \sim 0.5$ мм [53];
- $d_{ML} \sim 80$ мкм, $p \sim 100$ мкм и $f_{ML} \sim 1.1$ мм [54];
- $d_{ML} \sim 70$ мкм, $p \sim 90$ мкм и $f_{ML} \sim 0.125$ мм [55].

Рассмотрим параметры массива МЛ через выражения из работы [56]. Радиус кривизны R_{ML} плоско-выпуклой МЛ задается ее стрелкой прогиба h_{ML} , диаметром d_{ML} и асферической константой K_a через выражение вида

$$R_{ML} = (K_a + 1) \frac{h_{ML}}{2} + \frac{d_{ML}^2}{8h_{ML}}, \quad (10.2)$$

где $K_a = 0$ для сферической, $-1 < K_a < 0$ или $K_a > 0$ для эллиптической, $K_a = -1$ для параболической и $K_a < -1$ для гиперболической поверхности (рис. 10.7). Фокусное расстояние плоско-выпуклой сферической линзы f_{ML} зависит от ее формы и показателя преломления n_λ следующим образом:

$$f_{ML} = \frac{4h_{ML}^2 + d_{ML}^2}{8h_{ML}(n_\lambda - 1)}. \quad (10.3)$$

Коэффициент Зейделя для сферической aberrации такой тонкой сферической линзы ($K_a = 0$) определяется как $S_l = (NA)^4 f_{ML} [n_\lambda / (n_\lambda - 1)]^2$, где $NA = d_{ML} / (2f_{ML})$

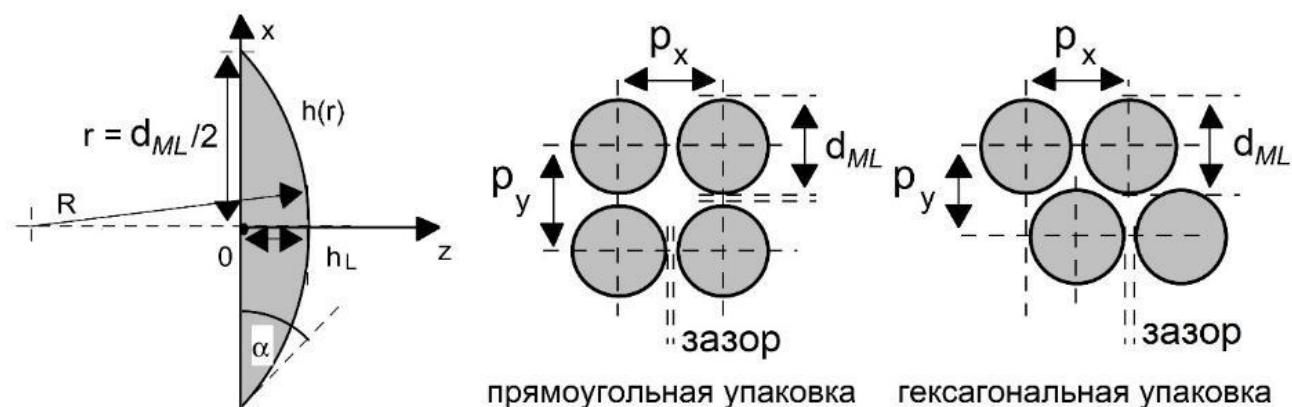


Рис. 10.7. Схематическое изображение массива микролинз [56]

– числовая апертура. Угол контакта на границе сферической плоско-выпуклой линзы равен (рис. 10.5)

$$\sin \alpha = \frac{d_{ML}}{2R_{ML}} = \frac{d_{ML}}{2f_{ML}(n_\lambda - 1)}. \quad (10.4)$$

Коэффициент заполнения МЛ в массиве определяется выражением $\xi = 0.25\pi d_{ML}^2/(p_x p_y)$ для линз круглого сечения и $\xi = a_{ML}^2/(p_x p_y)$ для линз квадратного сечения. Параксиальное фокусное расстояние f_{ML} микролинз в массиве должно быть как можно меньше. Тогда в соответствии с теорией дифракции Фраунгофера на апертуре линзы круглого сечения с диаметром d_{ML} , или квадратного сечения со стороной a_{ML} , диаметр пучка d_0 в перетяжке будет дифракционно-ограниченным и минимальным в соответствии с выражениями:

$$d_{0.circle} = 2.44 \frac{\lambda f_{ML}}{d_{ML}}, \quad d_{0.square} = \frac{\lambda f_{ML}}{a_{ML}}. \quad (10.5)$$

Из выражения (10.5) видно, что d_{ML} не должно быть слишком малым, так как его уменьшение способствует увеличению d_0 . Перепишем выражения (10.5) с учетом числовой апертуры микролинз:

$$d_{0.circle} = 1.22 \frac{\lambda}{NA}, \quad d_{0.square} = 0.5 \frac{\lambda}{NA}. \quad (10.6)$$

Длина каустики пучка после фокусировки микролинзами определяется как

$$z_{0.circle} = 2.44 \frac{\lambda}{NA^2}, \quad z_{0.square} = \frac{\lambda}{NA^2}. \quad (10.7)$$

Размер flat-top массива пятен в фокальной плоскости определим выражением

$$l_L = d_{ML} \frac{f_L}{f_{ML}}. \quad (10.8)$$

Расстояние между центрами пятен в массиве вычисляется выражением

$$\Lambda_0 = \lambda \frac{f_L}{d_{ML}}. \quad (10.9)$$

Число дифракционных порядков или пятен N_{xy} в массиве коррелирует с числом Френеля N_F для микролинзы и определяется следующим образом:

$$N_{xy} = 4N_F = \frac{d_{ML}^2}{\lambda f_{ML}}, \quad (10.10)$$

где

$$N_F = \frac{d_{ML}^2}{4\lambda f_{ML}} = \frac{d_{ML}^2 (n_\lambda - 1)}{4\lambda R_{ML}}. \quad (10.11)$$

10.3. Разделение пучков дифракционными элементами

Одновременную лазерную обработку материала множеством пучков можно выполнять, предварительно разделив исходный пучок излучения на несколько независимых. Для этого эффективно применяются ДОЭ, в том числе дифракционные решетки. Наибольшее распространение получили (рис. 10.8):

1. амплитудные решетки, записанные на металлической пленке/пластине;
2. амплитудные массивы столбиков / лунок, записанных на поверхности металлических пленок / пластин [57];
3. фазовые решетки в виде рельефа поверхности на прозрачной пластине с синусоидальным [51] и «П» - образным профилем [58];
4. фазовые ДОЭ в виде цилиндрических столбиков / лунок, рельефных линз Френеля и решеток Дамманна на прозрачной пластине [59, 60];
5. фазовые решетки в виде треков с измененным показателем преломления Δn_λ в объеме прозрачного материала [61];
6. фазовые ДОЭ в виде линз Френеля, решеток Дамманна (Dammann) и других массивов областей с Δn_λ в объеме прозрачного материала [62];
7. амплитудно-фазовые решетки в виде областей локальной абляции/окисления металлических пленок, фазовых переходов в стекле [63].

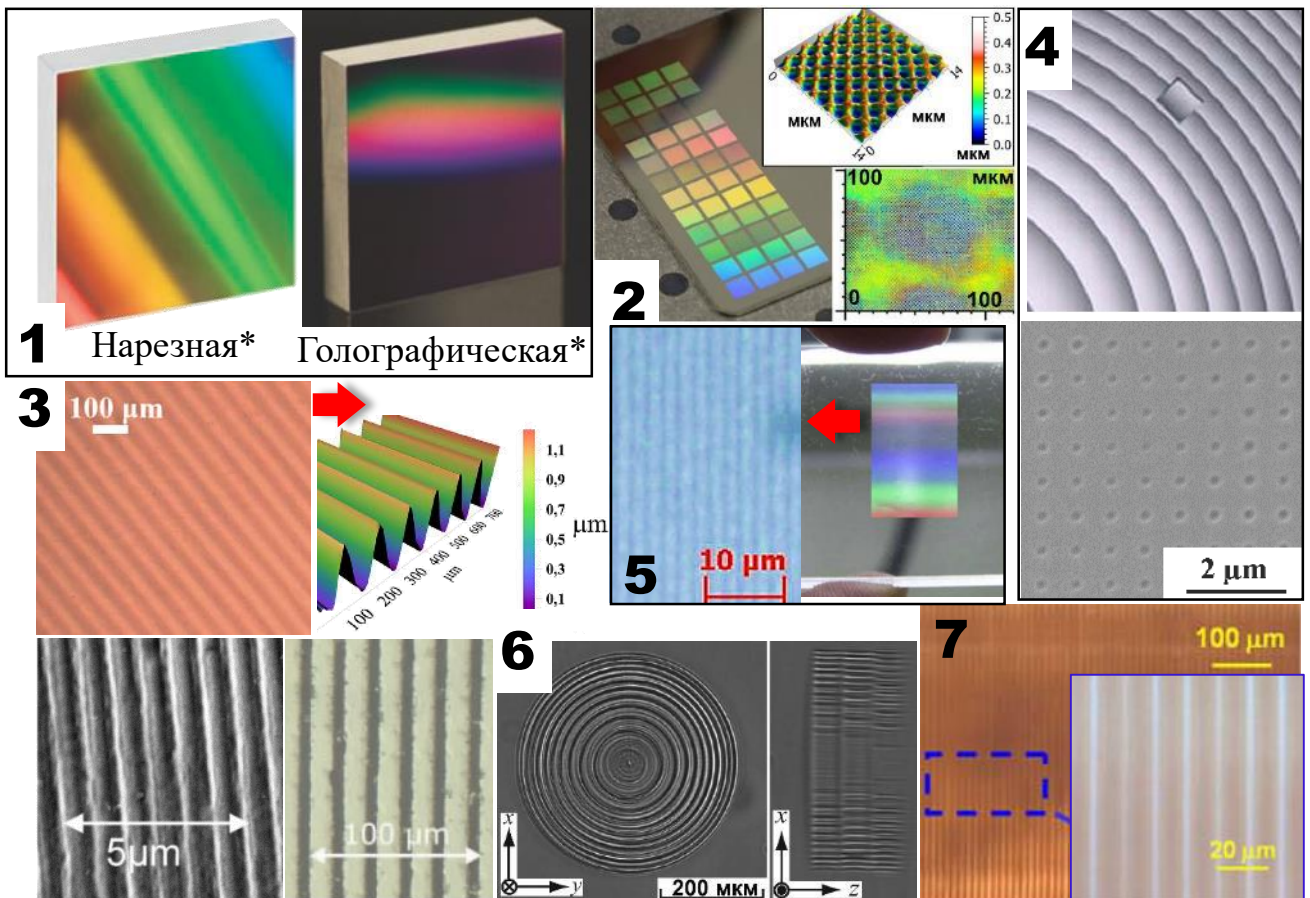


Рис. 10.8. Примеры амплитудных, фазовых и амплитудно-фазовых ДОЭ

Рассмотрим принцип работы фазовой решетки с глубиной h_g и периодом p_g , записанной на пластине стекла с показателем преломления n_λ . Такие решетки делятся на «тонкие», работающие в режиме дифракции Рамана-Ната, и «толстые», работающие в режиме дифракции Брэгга [64]. Условием разделения является параметр решетки Q_g , определяемый выражением

$$Q_g = \frac{2\pi\lambda h_g}{p_g^2 n_\lambda \cos\theta}, \quad (10.12)$$

где θ – угол падения пучка на решетку. При $Q_g < 1$ решетка будет «тонкой», при $Q_g > 10$ – «толстой». При нормальном падении монохроматического flat-top пучка, когда количество периодов решетки, укладываемых в сечении пучка, много больше его размера, для дифракционной картины Фраунгофера в фокальной плоскости линзы справедливы следующие соотношения:

$$\eta_{qr} = J_q^2 \left[\pi h_g (n_\lambda - 1) \lambda^{-1} \right], \quad (10.13)$$

$$\eta_{qv} = \sin^2 (q\pi/2) \cos^2 (\Delta_n h_g \pi / \lambda - q\pi/2), \quad (10.14)$$

$$L_q = qf \lambda / p_\lambda, \quad (10.15)$$

где η_{qr} и η_{qv} – дифракционная эффективность q порядка для рельефной и объемной решетки, J_q – функция Бесселя 1 рода q порядка, L_q – расстояние между 0 и q порядком дифракции, f – фокусное расстояние линзы, $\Delta_n = |n - n_m|$ – разница показателя преломления записанной области от материала. Диаметр пятен в фокусе равен $d_0 = 2.44\lambda f / d_b$, где d_b – диаметр пучка на решетке (рис. 10.9). Дифракционный угол отклонения пучка q порядка от 0 определяется как

$$\varphi_q = \arcsin (q \lambda / p_g - \sin \theta). \quad (10.16)$$

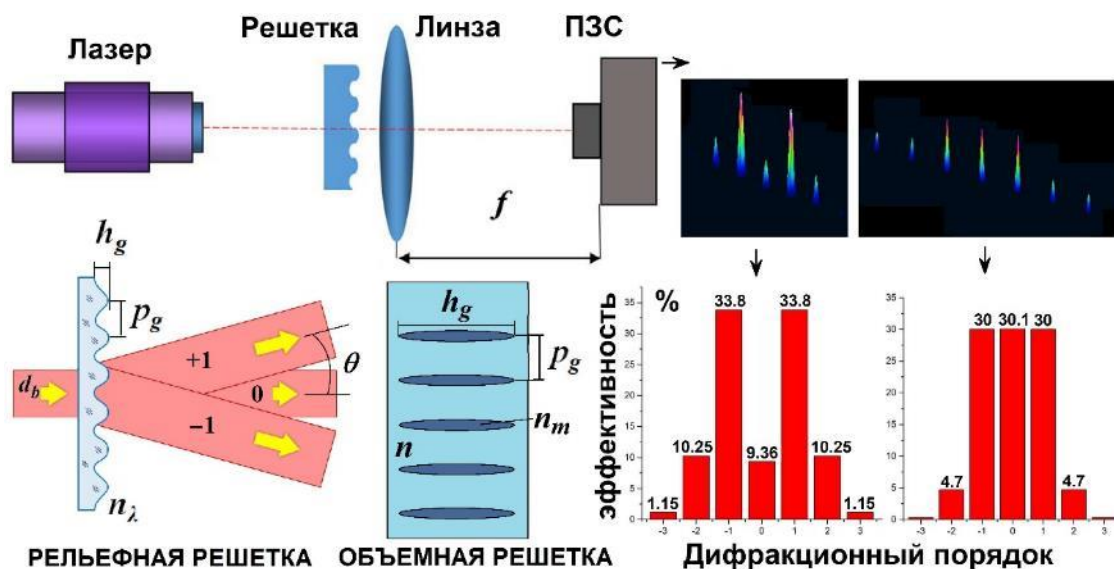


Рис. 10.9. Принцип работы фазовой дифракционной решетки [51]

10.4. Получение интерференционных полей

Для формирования структур с высоким разрешением часто применяются интерференционные методы обработки. Разделение лазерного пучка в таких системах часто происходит с помощью ДОЭ, призм или зеркал с пропусканием 50%. Затем лазерные пучки сводятся под углом в плоскости обработки с помощью конфокальной оптической системы, либо зеркалами (рис. 10.10). Во всех случаях лазерные пучки в плоскости совмещения имеют:

- равную энергию излучения и профиль интенсивности;
- одинаковую фазу;
- одинаковый оптический путь от разделения до совмещения;
- одинаковую поляризацию.

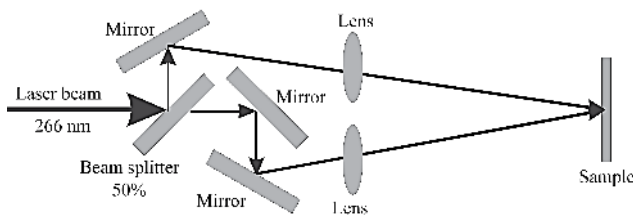
Период интерференционного поля для 2-4 пучков определяется как [65]

$$\Lambda_{2B} = \lambda / (2 \sin \alpha_b), \quad \Lambda_{3B} = 2\Lambda_{2B} / \sqrt{3}, \quad \Lambda_{4B} = \sqrt{2}\Lambda_{2B}, \quad (10.17)$$

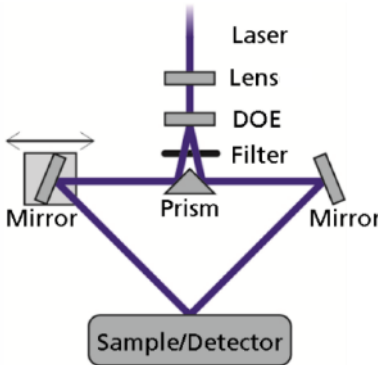
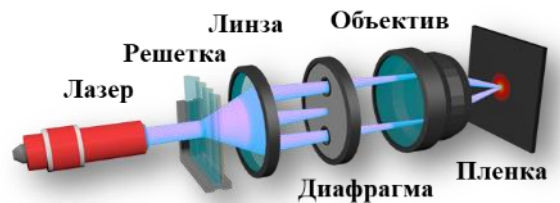
где α_b – угол сходимости пучков. При известном расстоянии s_{ord} между пятнами на 2-й линзе с фокусным расстоянием f_2 угол α_b вычисляется как

$$\alpha_b = \arctg \left(\frac{s_{ord}}{2f_2} \right). \quad (10.18)$$

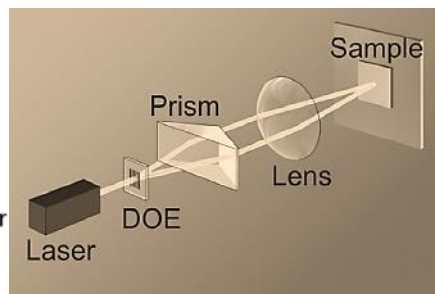
В конфокальной схеме расстояние между ДОЭ и 1 линзой равно f_1 , а расстояние между линзой и объективом соответствует $(f_1 + f_2)$. В этом случае лазерные пучки после объектива пересекаются на расстоянии f_2 от него.



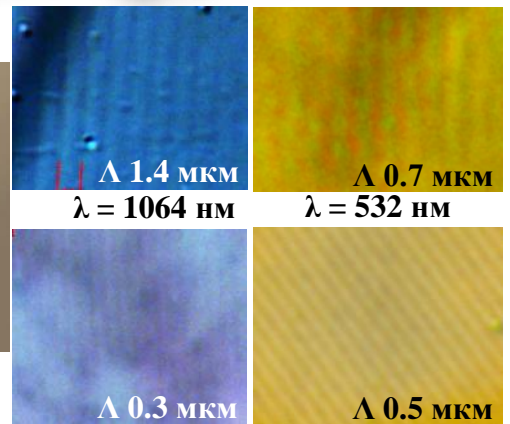
зеркальная система [65]



зеркальная система [67]



система с призмой [66]



конфокальная система [51]

Рис. 10.10. Примеры интерференционных схем

10.5. Изменение формы лазерного пятна диафрагмой

В некоторых случаях для обработки материала требуется изменение формы лазерного пятна, например, при фото- и термохимическом воздействии излучения на пленки, их абляции. Наиболее простым способом решения этой задачи является применение диафрагмы, или маски, которая устанавливается в перед линзой или фокусирующей системой. Выделяют следующие способы изменения формы лазерного пятна:

- диафрагмы (амплитудная маска) [68];
- фазовые маски в виде ДООЭ или SLM устройств [69];
- амплитудно-фазовые маски на основе стеклокристаллических, или металлоксидных пленочных элементов [70];
- полутонные маски [71].

Апертура диафрагмы с площадью s_{dia} , размер которой меньше размера лазерного пучка, выполняет функцию новой перетяжки с размером a_{dia} и длиной Рэлея $z_{RD} = s_{dia}/\lambda$ [72]. Число Френеля такой апертуры на расстоянии z от нее вычисляется выражением $N_{FD} = a_{dia}^2/(4z\lambda)$. В дальней зоне диафрагмы с круглой апертурой формируется диск Эйри, половина угла расходимости которого равна $\theta_D = 1.22\lambda/a_{dia}$, где a_{dia} – диаметр отверстия. В оптических системах для лазерной обработки пользуются не перетяжкой пучка, а изображением апертуры диафрагмы, расположенной в плоскости изображения линзы (рис. 10.11). Расстояние от перетяжки пучка до этой плоскости равно

$$l_{im} = f_L \left[l_{ob} / (l_{ob} - f_L) - 1 \right], \quad (10.19)$$

где l_{ob} – расстояние от диафрагмы до линзы.

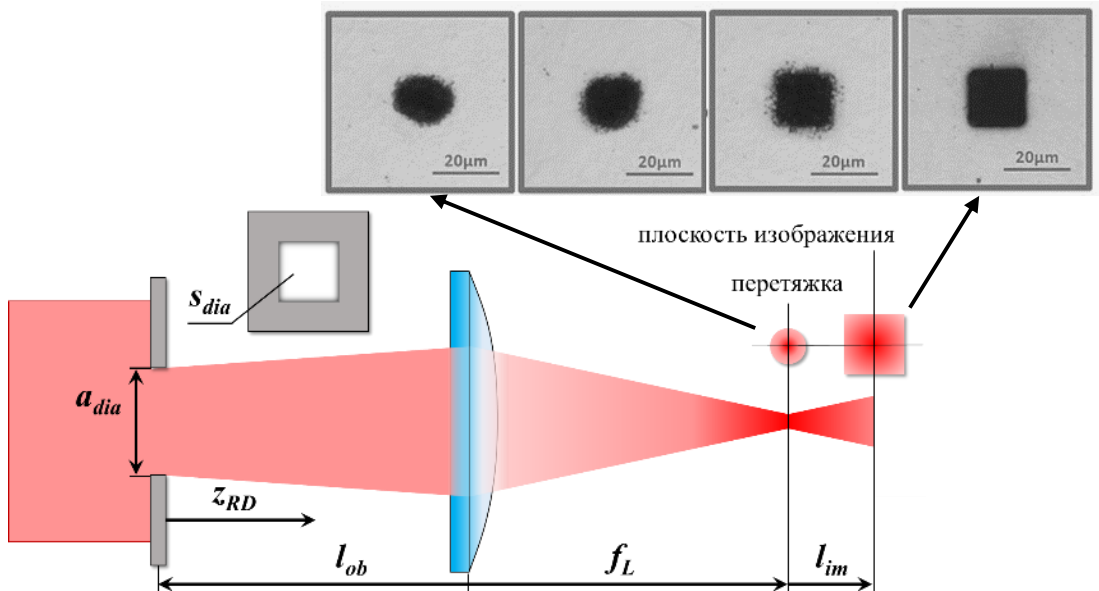


Рис. 10.11. Оптическая схема с диафрагмой / маской

Принцип работы фазовых масок отличается от ограничения пучка диафрагмой. Фазовые маски представляют собой рельеф, сформированный на поверхности двулучепреломляющей пластины, например, исландского шпата. Линейная поляризация излучения после такой пластины поворачивается на угол, зависящий от ее толщины и показателя преломления. Глубина рельефа задается таким образом, чтобы угол между линейной поляризацией двух частей пучка – прошедшего через маску и за ее пределами – соответствовал 90° . В этом случае анализатор, установленный после фазовой маски, гасит ту часть пучка, поляризация которой ортогональна его оси. Такая система сложнее обычной диафрагмы, однако на ней не происходит поглощения падающего излучения, и выше эффективность преобразования формы пучка.

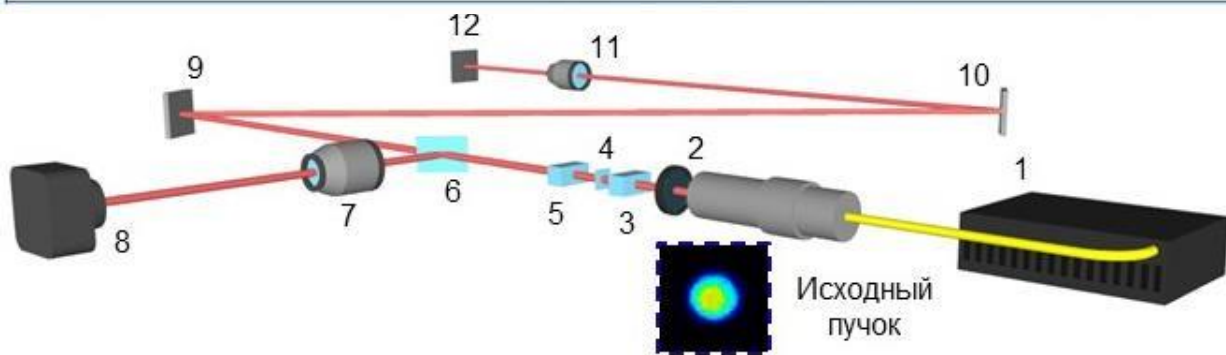
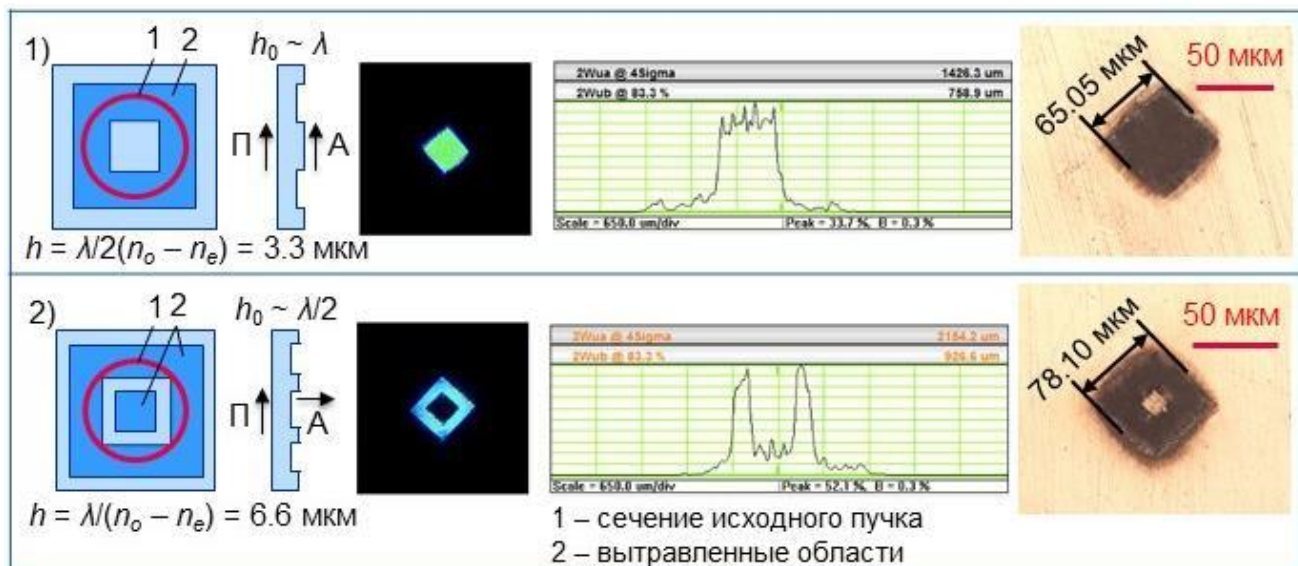
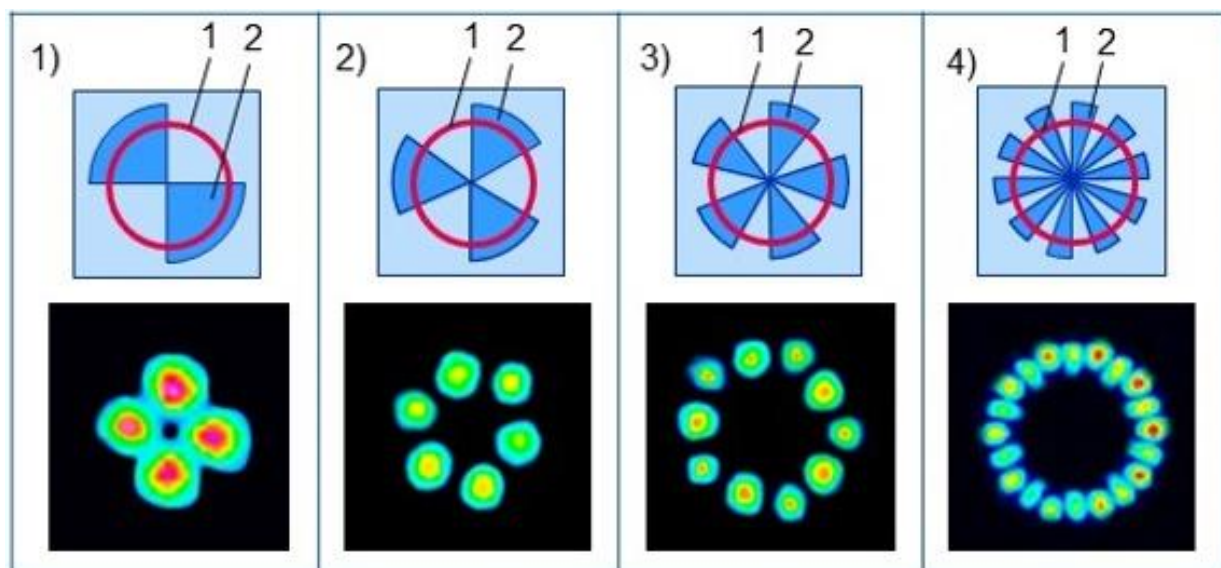


Рис. 10.12. Оптическая система построения изображения для формирования пучков с плоской вершиной, где: 1 – волоконный лазер (1.064 мкм), 2 – нейтральный фильтр, 3, 5 – призмы Глана – поляризатор и анализатор, 4 – фазовая маска, 6 – светоделительная пластина, 7, 11 – объективы ($f_L = 50 \text{ мм}$, $NA = 0.25$), 8 – ПЗС камера, 9, 10 – зеркала, 12 – образец (стальная пластина); h_0 – исходная толщина пластины, h – глубина травления пластины, n_o , n_e – показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн

На другом принципе основана работы фазовых масок в виде секторов, вытравленных на заданную глубину в изотропном материале, например, стекле. Для генерации и мультиплицирования вихревых пучков глубина рельефа должна обеспечивать фазовый сдвиг, равный π , между излучением, прошедшим через вытравленные и невытравленные сектора. На фазовую маску должен падать линейно поляризованный пучок, а после нее – фокусироваться линзой. Фазовый сдвиг на π обеспечивает прохождение излучения через соседние сектора в противофазе. При этом интенсивность во всех пятнах будет одинаковой, а расположение – симметрично относительно центра. На границе секторов волны с противоположной фазой перенакладываются и компенсируют друг друга.



1 – сечение исходного пучка; 2 – вытравленные области

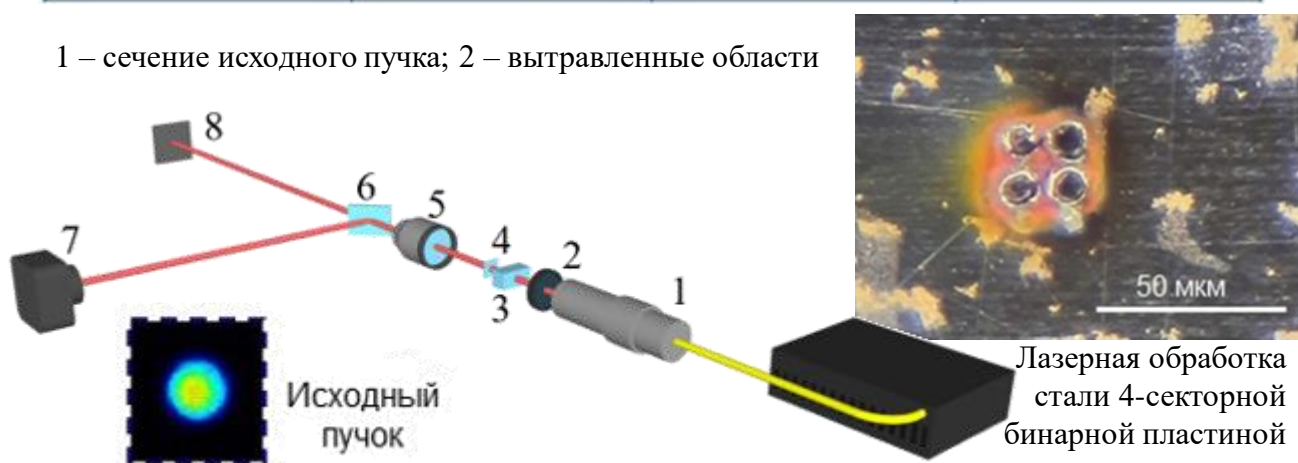


Рис. 10.13. Оптическая система с бинарной фазовой пластиной на плавном кварце, где: 1 – волоконный лазер (1.064 мкм), 2 – нейтральный фильтр, 3 – призма Глана (поляризатор), 4 – бинарная пластина, 5 – линза ($f = 170$ мм), 6 – зеркало, 7 – ПЗС камера, 8 – образец (стальная пластина); $h = 0.5\lambda / (n_\lambda - 1)$ – глубина травления пластины с показателем преломления n_λ

10.6. Формирование вихревых оптических пучков

Вихревые пучки или «vortex beam» обладают интересными свойствами, которые находят широкое применение в лазерных нанотехнологиях при обработке тонких пленок и наночастиц, а также в научных исследованиях. Эти пучки имеют закрученную поляризацию с радиальной, либо азимутальной симметрией относительно оптической оси пучка. В случае радиальной поляризации профиль интенсивности имеет форму Гаусса, для пучка с азимутальной поляризацией характерен кольцевой профиль интенсивности. Такие пучки получают с помощью спиральных фазовых пластин (СФП), записанных на стекле, сектора которой вытравлены на различную глубину [72]. С каждым сектором фазовый сдвиг увеличивается, а пучок закручивается.

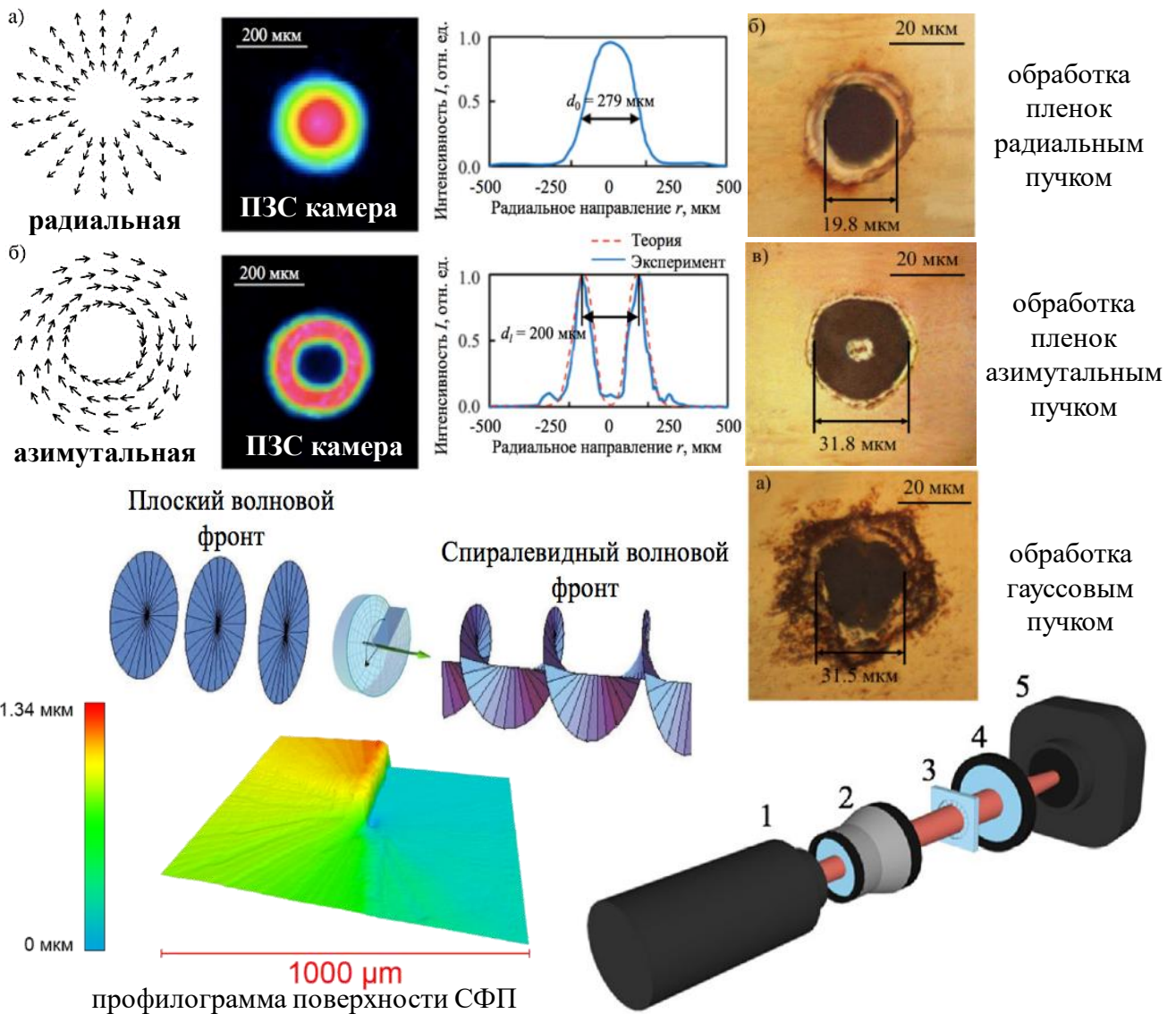


Рис. 10.14. Оптическая система со спиральной фазовой пластиной, где: 1 – He-Ne лазер, 2 – двух линзовый телескоп, 3 – спиральная фазовая пластина (СФП), 4 – фокусирующая линза, 5 – ПЗС камера

10.7. Формирование пучков Бесселя

В некоторых случаях для обработки материалов требуется использовать лазерные пучки с малым размером перетяжки и большим продольным размером перетяжки, т.е. высоким аспектным отношением. Для этой задачи могут применяться пучки Бесселя, которые получают с помощью кольцевой маски [73], либо аксикона – линзы с конической поверхностью [74] (рис. 10.15). В обоих случаях пучок Бесселя формируется вблизи оптического элемента – линзы либо аксикона, трансформируясь в кольцо в дальней зоне. По этой причине для обработки пучком Бесселя часто применяются конфокальные оптические системы, которые передают с уменьшением пучок Бесселя в фокальную плоскость 2 линзы (рис. 10.15). Для повышения контраста в фокальной плоскости 1 и 2 линз размещается пространственный фильтр в виде кольца. Угол β , под которым аксикон отклоняет падающий на него коллимированный пучок излучения, зависит от угла клина α и показателя преломления n_λ материала следующим образом:

$$\beta = \arcsin(n_\lambda \sin \alpha) - \alpha \approx (n_\lambda - 1)\alpha. \quad (10.20)$$

Числовая апертура аксикона вычисляется по выражению следующего вида:

$$NA = \sin[\sin^{-1}(n_\lambda \sin \alpha) - \alpha]. \quad (10.21)$$

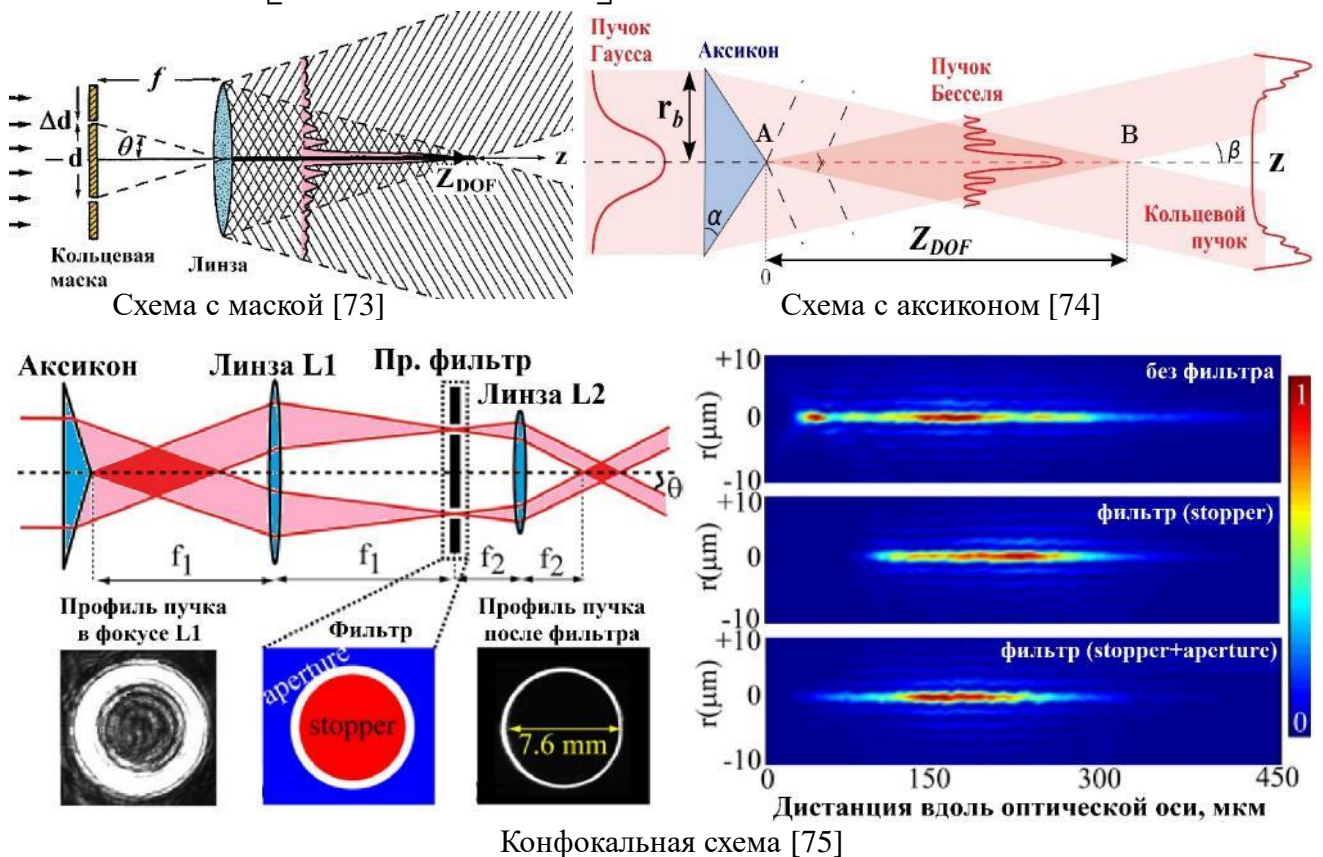


Рис. 10.15. Оптические системы для формирования пучков Бесселя

Если на аксикон падает гауссов пучок, то профиль интенсивности лазерного пучка после него описывается следующей функцией [74]:

$$I(r, z) = 2\pi\kappa z (n_\lambda - 1)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha I_0 \exp\left[-2(n_\lambda - 1) z \operatorname{tg}(\alpha/\omega_0)\right] \times J_0^2\left[\kappa r (n_\lambda - 1) \operatorname{tg} \alpha\right], \quad (10.22)$$

где κ – волновой вектор, r – расстояние от центра лазерного пятна вдоль его радиуса, z – расстояние вдоль оптической оси с $z = 0$ на острие аксикона, I_0 и ω_0 – интенсивность и радиус пучка в перетяжке падающего гауссова пучка, J_0 – функция Бесселя. Интенсивность на оптической оси $I(z)$ после аксикона может быть выражена следующим образом:

$$I(r, z) = \frac{8\pi^2 z \sin^2 \beta}{\lambda} I_0 \exp\left[-2\left(\frac{z \sin \beta}{\omega_0}\right)^2\right]. \quad (10.23)$$

Диаметр первой зоны функции Бесселя (перетяжки пучка), длина каустики (DOF) и его длина Рэлея определяются как [74]

$$d_0 = 2.4a / [\kappa(n_\lambda - 1) \operatorname{tg} \alpha] = 0.358 \lambda / \text{NA}, \quad (10.24)$$

$$z_{DOF} = r_b / [(n_\lambda - 1) \operatorname{tg} \alpha] \approx r_b / \beta, \quad (10.25)$$

$$z_R \approx 0.5\pi r_b d_0 / \lambda, \quad (10.26)$$

где a – значение постоянной порядка, r_b – радиус падающего на аксикон пучка.

Для повышения разрешающей способности лазерной обработки вторую линзу в конфокальной схеме заменяют на объектив. Сглаживания профиля интенсивности в перетяжке пучка после объектива добиваются, когда размещают бинарную фазовую пластину (БФП) перед аксиконом (рис. 10.16).

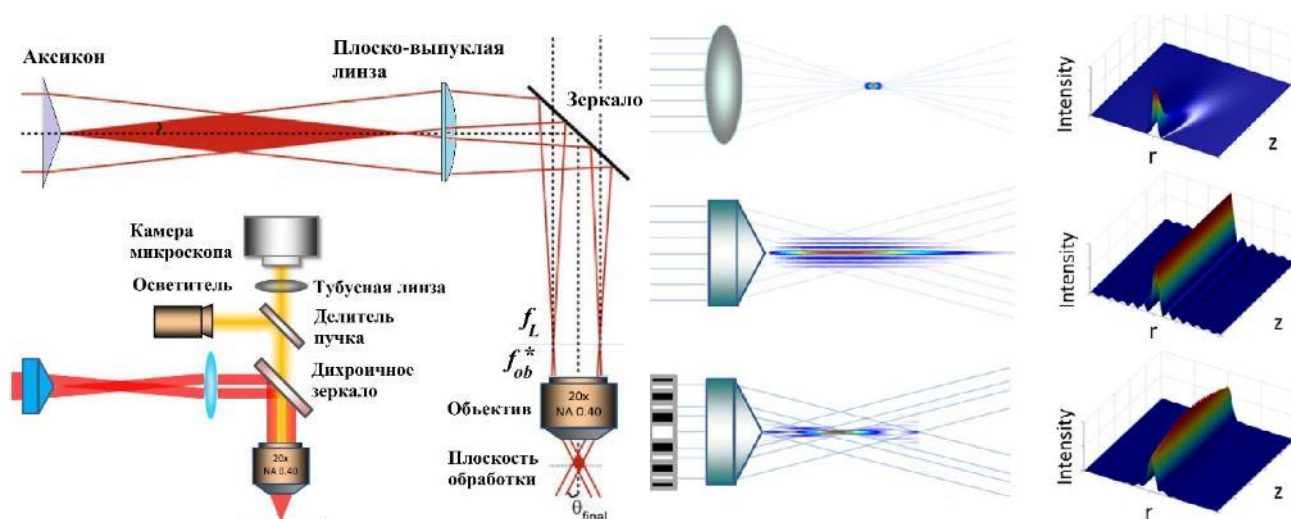


Рис. 10.16. Конфокальная схема с объективом и БФП [76]

10.8. Формирование кольцевых пучков

Для создания лазерных пучков с кольцевым профилем интенсивности также применяются аксиконы в различных вариантах:

1. аксикон и фокусирующая линза / объектив [74];
2. два аксикона в виде телескопа [56];
3. спиральная фазовая пластина (СФП) и аксикон [77];
4. спиральная фазовая пластина и линза (см. п. 10.6).

Кольцевые пучки также можно создавать с помощью жидкокристаллических модуляторов – SLM [78]. Однако эти системы имеют ряд недостатков, среди которых – сложность изготовления и высокая себестоимость, работа на отражение и низкая лучевая/термическая прочность, управление через ПК и высокие требования к управляющей электронике. По этим причинам они пока не получили распространение в лазерных технологиях и редко применяются.

При использовании аксикона вместе с линзой в ее фокальной плоскости формируется кольцевой пучок, внешний диаметр которого равен [74]

$$d_{out} = 2f_L \operatorname{tg} \beta = 2f_L \operatorname{tg} \left[\alpha (n_\lambda - 1) \right], \quad (10.27)$$

где f_L – эффективное фокусное расстояние линзы. Аксикон при этом размещается в фокальной плоскости линзы (рис. 10.17). Кольцевой пучок можно получить двумя аксиконами, расстояние между которыми эквивалентно системе телескопа, т.е. $z_{12} = z_{DOF1} + z_{DOF2}$. Такие системы преобразовывают гауссов пучок в кольцевой вместе с его расширением, либо сжатием (в обратном ходе лучей). Установка линзы после такого телескопа позволяет уменьшить кольцевой пучок, транслировав его в фокальную плоскость линзы.

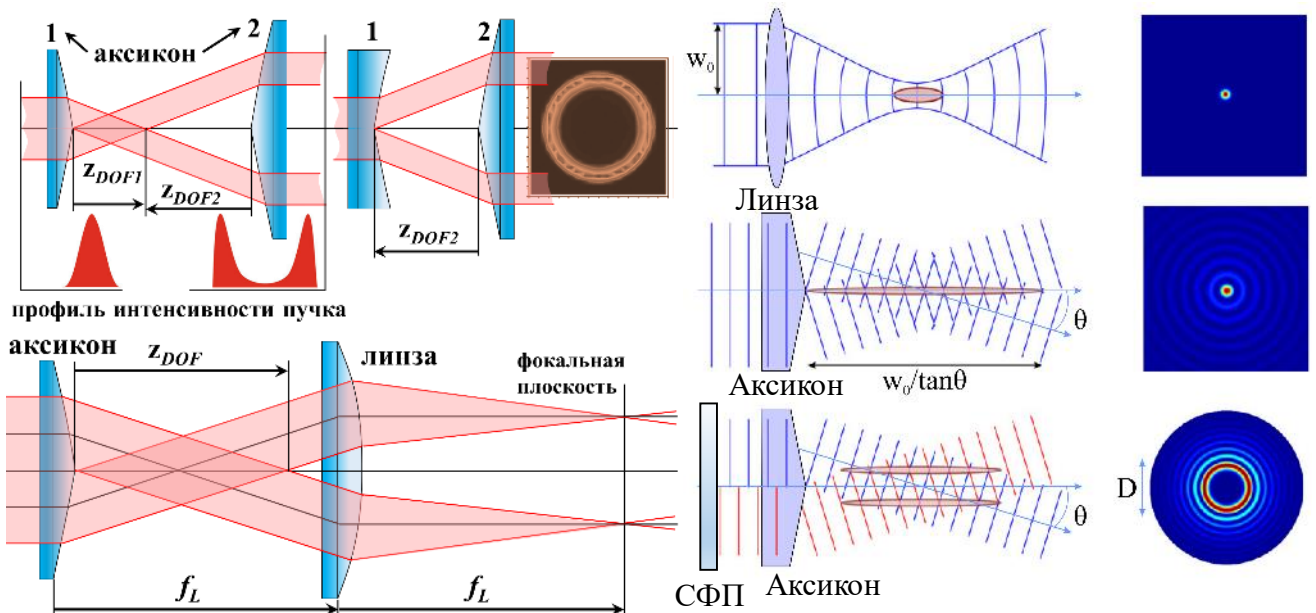


Рис. 10.17. Оптические схемы для формирования кольцевых пучков

10.9. Мультиплицирование световых пучков, многолучевая обработка

Одним из способов повышения производительности лазерной обработки является одновременное воздействие несколькими лазерными пучками от одного или нескольких источников излучения (рис. 10.18). В режиме **мультиплицирования** лазерный пучок разделяется на множество независимых пучков с одинаковым размером, профилем интенсивности и энергией в пучке, удаленных друг от друга на равное расстояние [79]. Затем множество пучков перенаправляется на зеркала системы сканирования и оптическую систему, в фокальной плоскости которой формируется массив пятен. Для разделения пучка, как правило, применяются фазовые ДОО и/или пространственный модулятор света (spatial light modulator). Также могут применяться массивы микролинз, однако в этом случае для передачи массива лазерных пучков на расстояние, до системы сканирования, требуется дополнительная передающая оптика (relay optics).

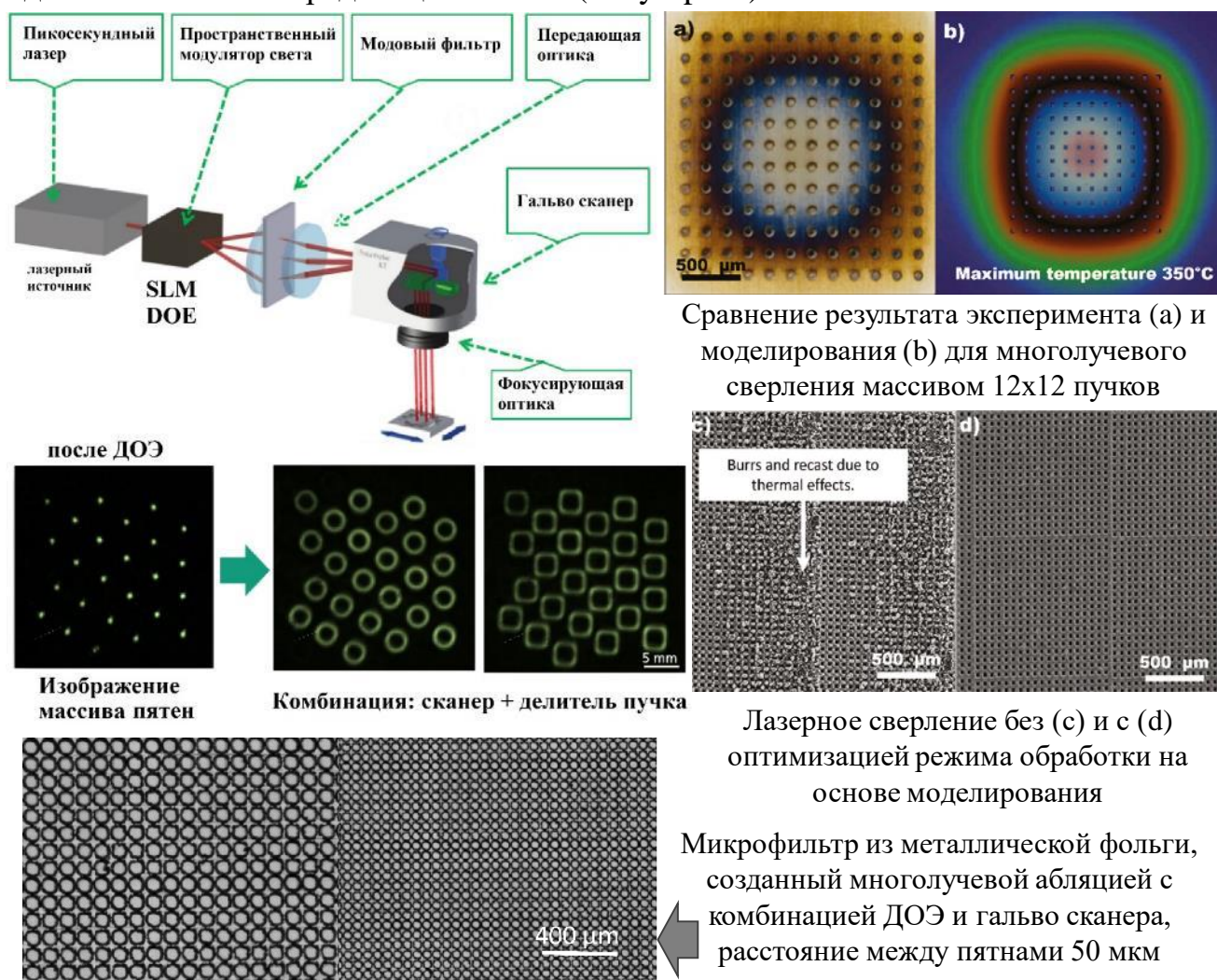


Рис. 10.18. Применение мультиплицирования в лазерной обработке [79]

В режиме **многолучевой обработки** используется как один источник лазерного излучения в комбинации с ДООЭ, либо SLM, для его деления на массив пучков, так и несколько лазеров, работа которых синхронизирована между собой (рис. 10.19) [80]. Во втором случае требуется использование нескольких лазерных источников с эквивалентными характеристиками пучка.

Для достижения высоких скоростей сканирования при высокой частоте следования импульсов (до 3 МГц) применение многоканального акустооптического модулятора выгоднее, чем использование полигона с одним пучком. Однако система многолучевой модуляции используется только для распределения мощности излучения по нескольким пучкам. Сканирование же осуществляется вращением цилиндра со скоростью до 50 м/с. Таким образом, комплекс с массивом из 8 пучков по скорости обработки соответствует последовательной обработке полигоном со скоростью сканирования 400 м/с.

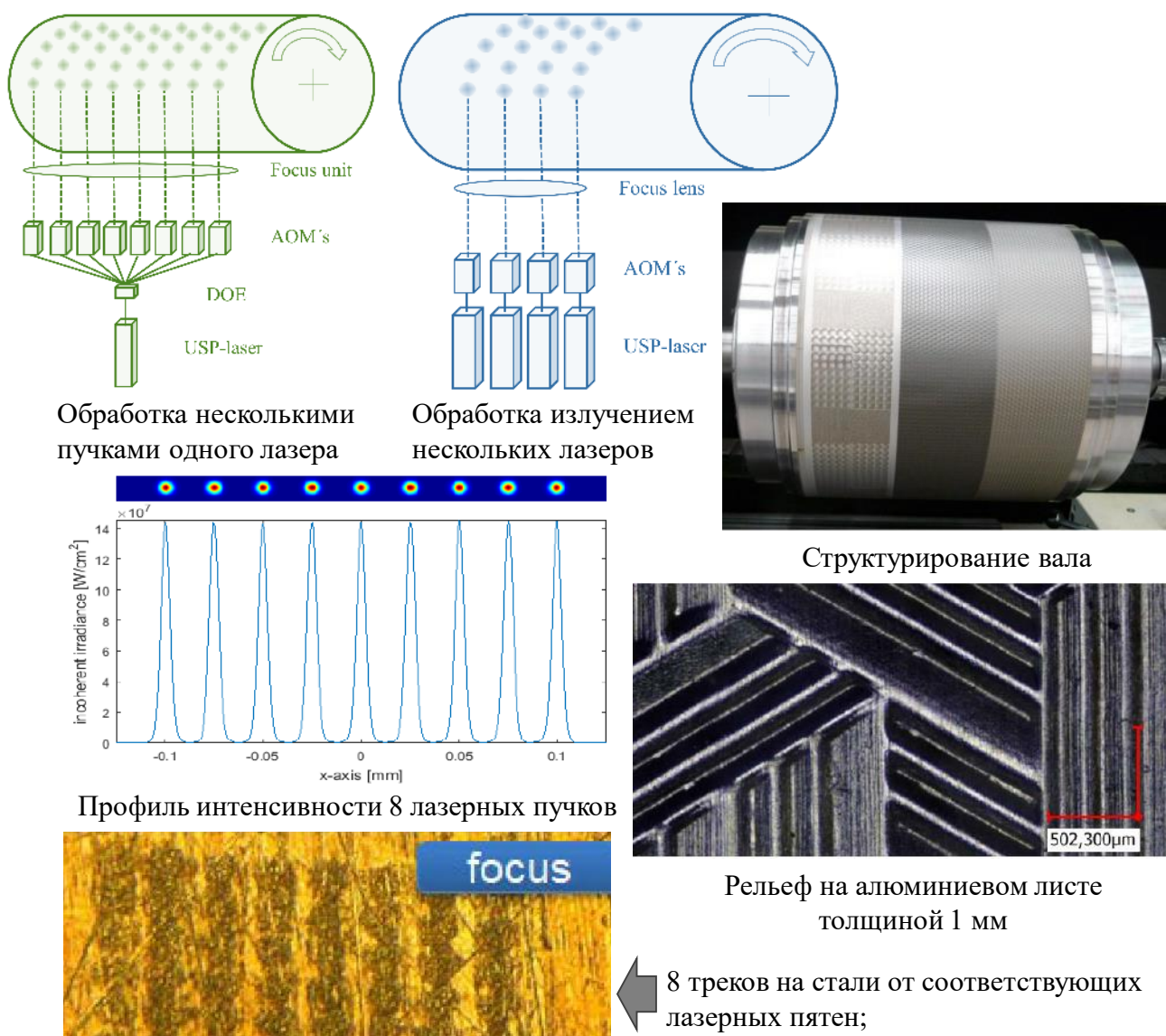


Рис. 10.19. Применение многолучевой лазерной обработки [80]

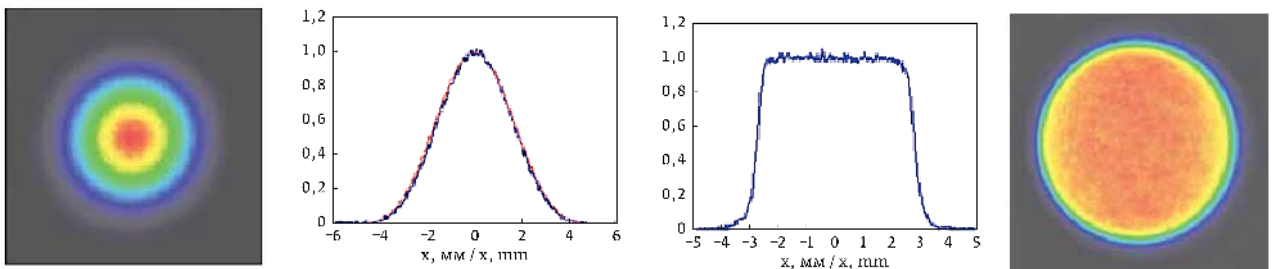
10.10 Оптическая система « π Shaper»

Еще одним способом изменения профиля интенсивности лазерных пучков является применение оптических систем с типом конструкции π Shaper (рис. 10.20). Такие системы имеют следующие особенности [81]:

1. оптическая система является линзовой и преобразует распределение интенсивности лазерных пучков из гауссового в равномерное (flat-top);
2. принцип преобразования заключается в контролируемом изменении волнового фронта, где первый компонент вносит сферическую aberrацию, изменяющую профиль интенсивности, а второй компенсирует ее;
3. волновой фронт выходного пучка плоский, т.е. безабберационный;
4. работа как с TEM_{00} пучками, так и с многомодовым излучением, профиль интенсивности которого подобен гауссовому, например, параболический;
5. выходной пучок сохраняет свою расходимость, т.е. коллимированный;
6. стабильность выходного профиля интенсивности на большом расстоянии;
7. способность работать одновременно с лазерными излучениями различных длин волн и одинаковой эффективностью преобразования (ахроматизм);
8. отсутствует внутренняя фокусировка.



Оптическая схема π Shaper, преобразующая гауссов пучок в пучок с плоской вершиной



Профиль интенсивности гауссова пучка на входе и выходе из π Shaper

Рис. 10.20. Конструкция и применение π Shaper [81]

Оптическая система «Focal-πShaper»

Если π Shaper применяется для формирования коллимированных пучков с равномерным профилем интенсивности, то Focal- π Shaper используется для получения коллимированных пучков в виде функции «диск Эйри» (рис. 10.21). При фокусировке такого пучка линзой или объективом вблизи фокуса формируется пучок с равномерным или кольцевым профилем интенсивности. Система Focal- π Shaper применяется с любой фокусирующей оптической системой, в том числе с F-theta объективом или объективами микроскопа. Единственным условием будет достижение дифракционно-ограниченного уровня фокусировки оптической системы, что достигается современными объективами. Данные преобразователи применяются в микрообработке материалов, поскольку Focal- π Shaper оптимизирует условия интерференции при фокусировке лазерных пучков, а рабочее пятно вблизи фокуса имеет малый размер (менее 100 мкм). Системы Focal- π Shaper имеют следующие особенности [81]:

1. оптическая система афокальна, компактна и состоит из линз с гладкими оптическими поверхностями;
2. отсутствует внутренняя фокусировка;
3. входной пучок: коллимированный / слабо расходящийся с модой TEM_{00} ;
4. выходной пучок: коллимированный / слабо расходящийся с профилем «диск Эйри», оптимизированным для фокусировки в flat-top пятно;
5. профили пятна вблизи фокуса: flat-top, кольцо, «перевернутый Гаусс»;
6. рабочие спектральные диапазоны: УФ, видимый, ИК, CO_2 лазеры;
7. длина каустики соизмерима с диаметром гауссова пучка;
8. работа с любой фокусирующей оптикой дифракционного уровня;
9. работает со сканаторами;
10. проста в юстировке и интеграции в уже существующее оборудование.

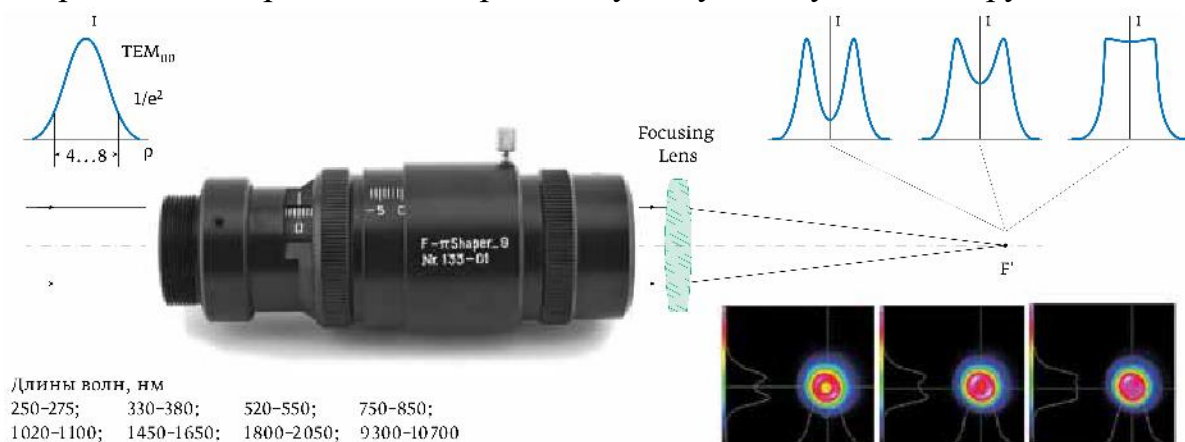
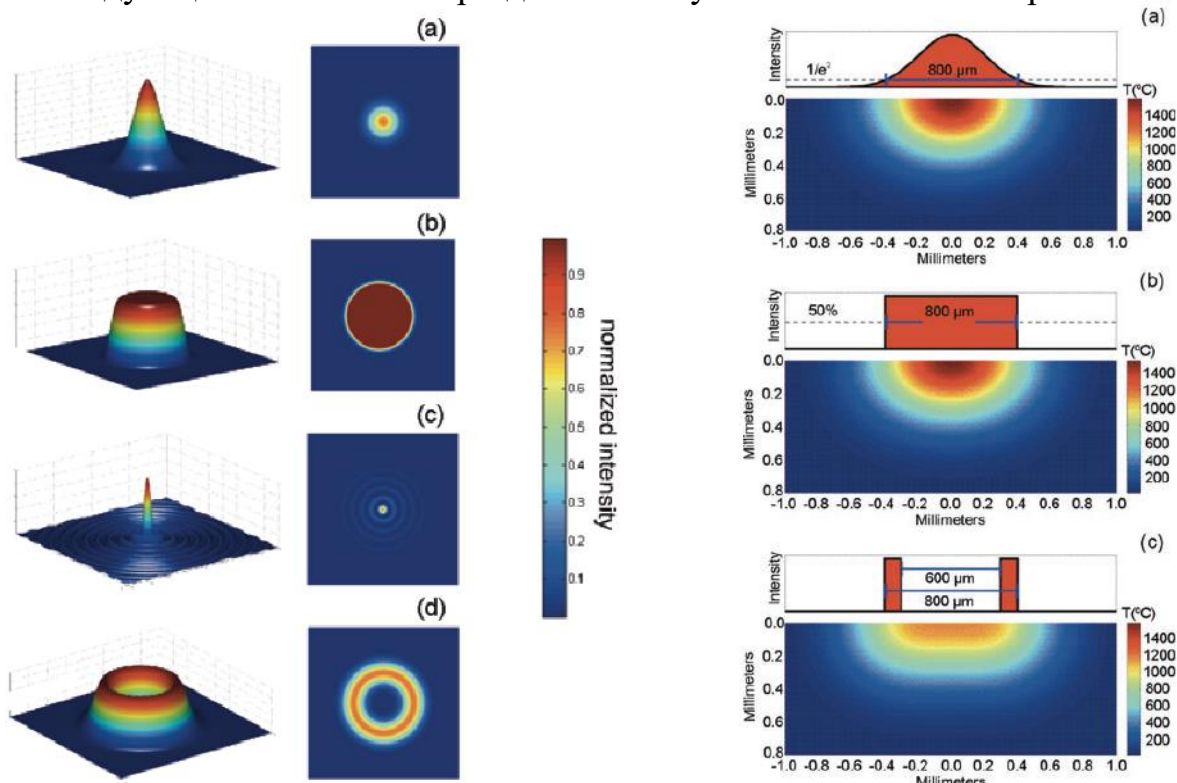


Рис. 10.21. Принцип работы Focal- π Shaper [81]

10.11 Влияние распределения интенсивности в лазерном пятне на форму и размер зоны обработки

Многообразие оптических элементов и систем, преобразующих профиль интенсивности лазерных пучков и форму лазерных пятен в плоскости обработки, является подтверждением исключительной важности этих характеристик для качества и эффективности лазерной обработки. Профиль интенсивности в лазерном пятне оказывает влияние на форму теплового источника, что в итоге определяет размер зоны термического действия и ее края (рис. 10.22) [76]. Как показывают результаты моделирования, наиболее равномерное прогревание материала за время действия длинных импульсов достигается при использовании кольцевых пучков. В случае ультракоротких лазерных импульсов подобный результат достигается при использовании пучков с плоской вершиной и резким краем.

Предельная разрешающая способность достигается в дифракционно-ограниченном лазерном пучке, например, Бесселя. Уменьшения размера зоны лазерного воздействия также добиваются с помощью интерференционных полей, которые можно получить разделением пучка с помощью ДОЭ и последующим наложением разделенных пучков в плоскости обработки.



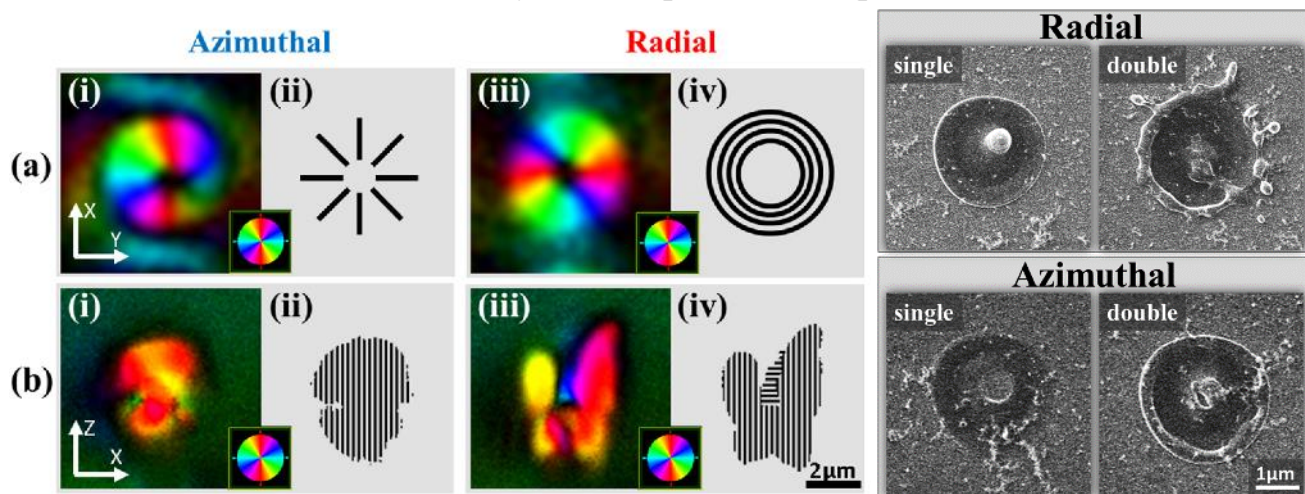
2D и 3D профиль интенсивности в пучке: (a) гаусса, (b) с плоской вершиной, (c) Бесселя, (d) кольцевом

Моделирование температуры в кремнии спустя 333 мкс после воздействия энергией 1 Дж в пучке: (a) гаусса, (b) с плоской вершиной, (c) кольцевом

Рис. 10.22. Различные формы лазерного пятна и теплового источника [76]

Обработка материалов интерференционными полями позволяет достигнуть суб-длинноволнового разрешения и записывать периодические микро- и наноструктуры. Такие технологии находят применение при записи нанорешеток и решеток Брэгга, обработки композитных материалов с наночастицами и т.д.

В последние годы наметилась тенденция к использованию вихревых (vortex), векторных (vector) и «бутылочно-образных» (vector bottle) лазерных пучков с азимутальной и радиальной ориентацией поляризации в сечении пучка [82]. При воздействии на материал такими пучками зона обработки формируется не только за счет амплитуды в виде профиля интенсивности в сечении пятна, но и за счет фазы волны и ориентации в пространстве вектора поляризации. Особый интерес к вихревым пучкам возникает в технологиях обработки тонких пленок, наночастиц и слоев из них, при создании метаматериалов. Кроме обработки, вихревые пучки находят широкое применение в оптической микроскопии сверхвысокого разрешения, в технике оптического пинцета для захвата и переноса микро- и наноразмерных объектов. Для получения вихревых пучков сейчас используются либо SLM устройства, либо сложные оптические системы, которые состоят из большого количества фазовых и поляризационных элементов, требующих точного выставления и юстировки. Все это затрудняет повсеместное использование вихревых пучков для обработки материалов, но открывает широкие возможности и потенциал в случае их применения (рис. 10.23).



Внешний вид двулучепреломляющих структур в объеме кварцевого стекла, записанных азимутально (слева) и радиально (справа) поляризованными пучками, где (a, i, iii) вид сверху и (b, i, iii) вид сбоку относительно медленной оси; (ii, iv) – схемы возможного расположения нанорешеток

Сканирующая электронная микроскопия лунок на поверхности кремния, записанных 1 и 2 лазерными импульсами вихревого пучка

Рис. 10.23. Применение вихревых и векторных лазерных пучков [82]

Список рекомендованной литературы

Основная

1. Schaeffer R. Fundamentals of laser micromachining//CRC press. – 2012, – 223 p.
2. Dickey F. M., Laser beam shaping: theory and techniques // CRC press. – 2014, – 587 p.
3. Климков Ю.М., Хорошев М.В. Лазерная техника: Учебное пособие // М.: МИИГАиК. – 2014, – 143 с.
4. Nolte S., Schrepel F., Dausinger F. Ultrashort Pulse Laser Technology. Laser Sources and Applications // Springer Series in Optical Sciences. – 2016, – 358 p.
5. William M. Steen, Jyotirmoy Mazumder. Laser Material Processing. 4.ed // Springer Series in Optical Sciences. – 2010, – 558 p.
6. Metev S. M., Veiko V. P. Laser-assisted microtechnology. 2ed // Springer Science & Business Media. – 2013, – Т. 19. – 271 p.
7. Салех, Б. and М. Тейх, Оптика и фотоника. Принципы и применения: учеб. пособие. в 2 т. Т. 1. 2012, М.: Издательский Дом «Интеллект». 760 с.

Дополнительная

1. Hodgson N. Weber H. Laser resonators and beam propagation // New York, USA: Springer Science & Business media. – 2005. – Т. 451. – 793 с.
2. Айхлер Ю., Айхлер Г. И. Лазеры. Исполнение, управление, применение // М.: Техносфера. – 2008, – 440 с.
3. Donges A., Noll R. Laser Measurement Technology. Fundamentals and Application // Springer Series in Optical Sciences. – 2010, – Vol. 188. – 422 p.
4. Bass M. Handbook of optics. Vol. II. Design, Fabrication, and Testing; Sources and Detectors; Radiometry and Photometry. 3 ed. // McGraw-Hill, Inc., – 2010. – p. 1272.
5. Справочник по лазерам. Под ред. Прохорова А.М. – М.: Сов. радио, 1978. – Т.2.– 400 с.
6. Прикладная лазерная оптика. / Климков Ю. М. – М.: Машиностроение, 1985. – 128 с.
7. Оптические квантовые генераторы. / Ищенко Е. Ф., Климков Ю. М. – М.: Сов. радио, 1968. – 472 с.
8. Практика прецизионной лазерной обработки. / Вакс Е. Д., Миленский М. Н., Сапрыкин Л. Г. – М.: Техносфера, 2016. – 696 с.
9. Brand, O., Fedder, G. K., Hierold, C., Korvink, J. G., & Tabata, O. (2013). Micro process engineering. N. Kockmann (Ed.). John Wiley & Sons.

Список использованной литературы

1. Sinev D.A., Yuzhakova D.S., Moskvina M.K., Veiko V.P. Formation of the Submicron Oxidative LIPSS on Thin Titanium Films During Nanosecond Laser Recording // *Nanomaterials* (Basel). – 2020. – Т. 10, № 11. – С. 1-9.
2. Andreeva Y.M., Koval V.V., Sergeev M.M., Veiko V.P., Destouches N., Vocanson F., Ma H., Loshachenko A. Itina T. Picosecond laser writing of Ag-SiO₂ nanocomposite nanogratings for optical filtering // *Optics and Lasers in Engineering*. – 2020. – №. 124. – P. 105840.
3. Турыгин И.А., Прикладная оптика в 2 т., 1966, Том 2, М: Машиностр. 432 с.
4. Kogelnik H. and Li T., Laser beams and resonators. *Applied optics*, 1966. 5(10): p. 1550-1567.
5. Салех Б. и Тейх М., Оптика и фотоника. Принципы и применения: учеб. пособие. в 2 т. Т. 1. 2012, М.: Издательский Дом «Интеллект». 760 с.
6. Климов, Ю.М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. 1978, М: Сов. радио. 264 с.
7. Борн М. и Вольф Э. Основы оптики. 1973, М.: Наука. 720 с.
8. Айхлер Ю. и Айхлер Г.И., Лазеры. Исполнение, управление, применение. 2008, М.: Техносфера. 440 с.
9. Вакс Е.Д., Миленький М.Н. и Сапрыкин Л.Г., Практика прецизионной лазерной обработки. 2016, М.: Техносфера. 696 с.
10. Johnston T. F. Beam propagation (M²) measurement made as easy as it gets: the four-cuts method // *Applied optics*. – 1998. – Т. 37, № 21. – С. 4840-4850.
11. William M. Steen, Jyotirmoy Mazumder. *Laser Material Processing*. 4.ed // *Springer Series in Optical Sciences*. – 2010, – 558 p.
12. Zou Y., Zhang W., Chau F. S., Zhou G. Solid electrically tunable dual-focus lens using freeform surfaces and microelectro-mechanical-systems actuator // *Optics letters*. – 2016. – Т. 41, № 1. – С. 1-4.
13. Powell J., Tan W., MacLennan P., Rudd D., Wykes C., Engstrom H. Laser cutting stainless steel with dual focus lenses // *Journal of laser applications*. – 2000. – Т. 12, № 6. – С. 224-231.
14. Deng L., Liu P., Duan J., Zeng X., Wu B., Wang X. A simulation study of dual laser beam separation technology for thick transparent inorganic materials // *Materials & Design*. – 2017. – Т. 132. – С. 467-478.

15. Lye C. S. M., Wang Z., Lam Y. C. Multi-Foci Division of Nonlinear Energy Absorption on Ultrashort Pulse Laser Singulation of Sapphire Wafers // *Micromachines* (Basel). – 2021. – Т. 12, № 11.
16. Ma R., Ji L., Yan T. Laser multi-focus precision cutting of thick sapphire by spherical aberration rectification // *Optics and Lasers in Engineering*. – 2020. – Т. 126. – С. 105876.
17. Dudutis J., Stonys R., Račiukaitis G., Gečys P. Glass dicing with elliptical Bessel beam // *Optics & Laser Technology*. – 2019. – Т. 111. – С. 331-337.
18. Liu P., Duan J., Wu B., Deng L., Shanguan Y., Zeng X., Wang X. A flexible multi-focus laser separation technology for thick glass // *International Journal of Machine Tools and Manufacture*. – 2018. – Т. 135. – С. 12-23.
19. Стафеев С.К., Боярский К.К., Башнина Г.Л. Основы оптики: Учебное пособие. – СПб.: Питер, 2006. – 336 с.
20. Вейко В.П., Петров А.А., Самохвалов А.А. Введение в лазерные технологии. Опорный конспект лекций по курсу «Лазерные технологии» под ред. В.П. Вейко: - СПб: Университет ИТМО, 2018 – 161 с.
21. Вейко В.П. Опорный конспект лекций «Лазерные микро- и нанотехнологии в микроэлектронике». – СПб: НИУ ИТМО, 2011. – 141 с.
22. Григорьянц, А.Г., Основы лазерной обработки материалов. 1989, М.: Машиностроение. 304 с.
23. Watkins, K.G., W. Steen, and J. Mazumder, *Laser Material Processing*. 4 ed. 2010: Springer Series in Optical Sciences. 558 с.
24. Webb C.E., Jones J.D. *Handbook of laser technology and applications*. Vol. 2. 2004: IOP Publishing Ltd. 1555 p.
25. Pelsue, K. Precision, post-objective, two-axis, galvanometer scanning. in *High Speed Read/Write Techniques for Advanced Printing and Data Handling*. 1982. International Society for Optics and Photonics.
26. Hopkins R. E., Buzawa M. Optics for laser scanning // *Optical Engineering*. – 1976. – Т. 15, № 2. – С. 150290.
27. Ehrmann, J.S. Optics for vector scanning. in *Beam Deflection and Scanning Technologies*. 1991. International Society for Optics and Photonics.
28. Matsuda, T., F. Abe, and H. Takahashi, Laser printer scanning system with a parabolic mirror. *Applied optics*, 1978. 17(6): p. 878-884.
29. Вейко В. П., Губанов Д. Л., Кромин А. К., Родионов С. А., Тимофеев Б. П., Шакола А. Т., Чуйко В. А., Яковлев Е. Б. Анализ схем доставки лазерного излучения для реализации технологий послойного наращивания // *Известия РАН, сер. физ.* – 1997. – Т. 61, № 8. – С. 1619-1626.

30. Tyszka K., Dobosz M., Bilaszewski T. Double wedge prism based beam deflector for precise laser beam steering // *Review of Scientific Instruments*. – 2018. – T. 89, № 2. – C. 025113.
31. Römer G., Bechtold P. Electro-optic and acousto-optic laser beam scanners // *Physics procedia*. – 2014. – T. 56. – C. 29-39.
32. Schenk H., Dürr P., Kunze D., Lakner H., Kück H. A resonantly excited 2D-micro-scanning-mirror with large deflection // *Sensors and Actuators A: Physical*. – 2001. – T. 89, № 1-2. – C. 104-111.
33. Hradaynath R., Jaiswal A. Distortion in a 2-D scan pattern generated by combining a plane mirror and a regular polygon scanner // *Applied optics*. 1983. T. 22. № 4. - C. 615-618.
34. Beiser L. Fundamental architecture of optical scanning systems // *Applied optics*. – 1995. – T. 34, № 31. – C. 7307-7317.
35. van der Straeten K., Nottrodt O., Zuric M., Olowinsky A., Abels P., Gillner A. Polygon scanning system for high-power, high-speed microstructuring // *Procedia CIRP*. – 2018. – T. 74. – C. 491-494.
36. Roessler F., Streek A. Accelerating laser processes with a smart two-dimensional polygon mirror scanner for ultra-fast beam deflection // *Advanced Optical Technologies*. – 2021. – T. 10, № 4-5. – C. 297-304.
37. Duma V.-F. Novel approaches in the designing of the polygon scanners // *ROMOPTO 2006: Eighth Conference on Optics*. – T. 6785 –International Society for Optics and Photonics, 2007. – C. 67851Q.
38. Hoang H.-M., Choi S., Park C., Choi J., Ahn S. H., Noh J. Non-back-reflecting polygon scanner with applications in surface cleaning // *Optics Express*. – 2021. – T. 29, № 21. – C. 32939-32950.
39. Rey-García F., Ibáñez R., Angurel L. A., Costa F. M., de la Fuente G. F. Laser floating zone growth: Overview, singular materials, broad applications, and future perspectives // *Crystals*. – 2021. – T. 11, № 1. – C. 38.
40. Li A., Sun W., Gao X. Nonlinear inverse solution by the look-up table method for Risley-prism-based scanner // *Optica Applicata*. –2016. –T. 46, №4. – C.501-515.
41. Castells-Rufas D., Bravo-Montero F., Carrabina J. Speed Limits for Single-Beam Laser Marking // *IECON 2021–47th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society –IEEE*, 2021. – C. 1-7.
42. Zou Y., Zhang W., Chau F. S., Zhou G. Solid electrically tunable dual-focus lens using freeform surfaces and microelectro-mechanical-systems actuator // *Optics letters*. – 2016. – T. 41, № 1. – C. 1-4.

43. Ion J. Laser processing of engineering materials: principles, procedure and industrial application. 2005, Elsevier. 573 c.
44. Sepold G., Grupp M. 2.7 Laser systems for materials processing // Laser Applications. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2004. – C. 219-242.
45. Dickey F. M., Lizotte T. E. (ed.). Laser beam shaping applications. – CRC Press, 2017. – T. 1. 429 c.
46. Metev, S.M. and V.P. Veiko, Laser-assisted microtechnology. Vol. 19. 2013: Springer Science & Business Media. 271 c.
47. Voelkel R., Weible K. J. Laser beam homogenizing: limitations and constraints // Book Laser beam homogenizing: limitations and constraints / International Society for Optics and Photonics. – 2008. – C. 71020J-71020J-12.
48. Kopp, C., L. Ravel, and P. Meyrueis, Efficient beamshaper homogenizer design combining diffractive optical elements, microlens array and random phase plate // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 1999. – T. 1. – №3. – C. 398.
49. Zakoldaev R., Kostyuk G., Rymkevich V., Koval V., Sergeev M., Veiko V., Yakovlev E., Sivers A. Fast fabrication of multilevel phase plates used for laser beam correction // JLMN. – 2017. – T. 12. № 3. – C. 281-285.
50. Kostyuk G. K., Sergeev M. M., Zakoldaev R. A., Yakovlev E. B. Fast microstructuring of silica glasses surface by NIR laser radiation // Optics and Lasers in Engineering. – 2015. – T. 68. – C. 16-24.
51. Kostyuk G. K., Zakoldaev R. A., Koval V. V., Sergeev M. M., Rymkevich V. S. Laser microplasma as a tool to fabricate phase grating applied for laser beam splitting // Optics and Lasers in Engineering. – 2017. – T. 92. – C. 63-69.
52. Yuan, X.-C., et al., Soft-lithography-enabled fabrication of large numerical aperture refractive microlens array in hybrid SiO₂-TiO₂ sol-gel glass // Applied physics letters. – 2005. – T. 86. – №11. – C. 114102.
53. Delgado, T., D. Nieto, and M.T. Flores-Arias, Fabrication of microlens arrays on soda-lime glass using a laser direct-write technique and a thermal treatment assisted by a CO₂ laser // Optics and Lasers in Engineering. – 2015. – T. 73. – C. 1-6.
54. Delgado, T., D. Nieto, and M.T. Flores-Arias, Soda-lime glass microlens arrays fabricated by laser: Comparison between a nanosecond and a femtosecond IR pulsed laser // Optics and Lasers in Engineering. – 2016. – T. 86. – C. 29-37.
55. Chen, F., et al., Maskless fabrication of concave microlens arrays on silica glasses by a femtosecond-laser-enhanced local wet etching method // Optics express. – 2010. – T. 18. – №19. – C. 20334-20343.
56. Voelkel R. Micro-Optics for Illumination Light Shaping in Photolithography // Laser Beam Shaping Applications. – CRC Press, 2017. – C. 159-210.

57. Voisiat B., Wang W., Holzhey M., Lasagni A. F. Improving the homogeneity of diffraction based colours by fabricating periodic patterns with gradient spatial period using Direct Laser Interference Patterning // *Scientific reports*. – 2019. – T. 9. №1. – C. 7801.
58. Ihlemann J., Müller S., Puschmann S., Schäfer D., Wei M., Li J., Herman P. Fabrication of submicron gratings in fused silica by F2-laser ablation // *Applied Physics A*. – 2003. – T. 76, № 5. – C. 751-753.
59. Poleshchuk A., Korolkov V. Laser writing systems and technologies for fabrication of binary and continuous relief diffractive optical elements // *International Conference on Lasers, Applications, and Technologies' 07 –International Society for Optics and Photonics, 2007*. – C. 67320X-67320X-10.
60. Boehme R., Zimmer K. Laser-induced writing of submicron surface relief gratings in fused silica on the fly // *JLMN*. – 2007. – T. 2, № 3. – C. 178-182.
61. Choi H.-K., Sohn I.-B., Noh Y.-C., Lee Y.-T., Kim J.-T., Ahsan M. S. Femtosecond-laser-assisted fabrication of double-layer diffraction gratings inside fused silica glass // *J. Korean Physical Society*. – 2015. – T. 66. № 1. – C. 55-60.
62. Yamada K., Watanabe W., Li Y., Itoh K., Nishii J. Multilevel phase-type diffractive lenses in silica glass induced by filamentation of femtosecond laser pulses // *Optics letters*. – 2004. – T. 29, № 16. – C. 1846-1848.
63. He F., Sun H., Huang M., Xu J., Liao Y., Zhou Z., Cheng Y., Xu Z., Sugioka K., Midorikawa K. Rapid fabrication of optical volume gratings in Foturan glass by femtosecond laser micromachining // *App. Phys. A*. – 2009. – T. 97. №4. – C. 853-857.
64. Gaylord T. K., Moharam M. Analysis and applications of optical diffraction by gratings // *Proceedings of the IEEE*. – 1985. – T. 73, № 5. – C. 894-937.
65. Yu F., Li P., Shen H., Mathur S., Lehr C.-M., Bakowsky U., Mücklich F. Laser interference lithography as a new and efficient technique for micropatterning of biopolymer surface // *Biomaterials*. – 2005. – T. 26, № 15. – C. 2307-2312.
66. Bieda M., Siebold M., Lasagni A. F. Fabrication of sub-micron surface structures on copper, stainless steel and titanium using picosecond laser interference patterning // *Applied Surface Science*. – 2016. – T. 387. – C. 175-182.
67. Steger M., Gillner A. Analysis and Evaluation of Boundary Conditions for Direct Surface Structuring by Multi-Beam Interference // *JLMN*. – 2016. – T.11. №3. – C. 296.
68. Siegman A. *Lasers*. 1986, California: University Science Books, Vally. 1285 c.
69. Kuang Z., Li J., Edwardson S., Perrie W., Liu D., Dearden G. Ultrafast laser beam shaping for material processing at imaging plane by geometric masks using a spatial light modulator // *Optics and Lasers in Engineering*. – 2015. – T.70. – C. 1-5.

70. Veiko V., Korolkov V., Poleshchuk A., Sinev D., Shakhno E. Laser technologies in micro-optics. Part 1. Fabrication of diffractive optical elements and photomasks with amplitude transmission // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*. – 2017. – Т. 53, № 5. – С. 474-483.
71. Yu W., Yuan X. Localized self-volume growth in hybrid sol-gel glass induced by ultraviolet radiation with a gray-scale mask // *Applied optics*. – 2004. – Т. 43, № 3. – С. 575-578.
72. Shkuratova V., Kostyuk G., Sergeev M., Zakoldaev R., Yakovlev E., Medvedev O. Rapid fabrication of spiral phase plate on fused silica by laser-induced microplasma // *Applied Physics B*. – 2020. – Т. 126, № 4. – С. 61(1-6).
73. Lin Y., Seka W., Eberly J., Huang H., Brown D. Experimental investigation of Bessel beam characteristics // *Applied optics*. – 1992. – Т.31. №15. – С. 2708-2713.
74. Duocastella M., Arnold C. B. Bessel and annular beams for materials processing // *Laser & Photonics Reviews*. – 2012. – Т. 6, № 5. – С. 607-621.
75. Bhuyan M. K., Velpula P. K., Somayaji M., Colombier J.-P., Stoian R. 3D Nano-Fabrication Using Controlled Bessel-Glass Interaction in Ultra-fast Modes // *JLMN- Journal of Laser Micro/Nanoengineering*. – 2017. – Т. 12, № 3. – С. 274-280.
76. He F., Yu J., Chu W., Wang Z., Tan Y., Cheng Y., Sugioka K. Tailored femtosecond Bessel beams for high-throughput, taper-free through-silicon vias (TSVs) fabrication // *SPIE LASE*, 2016. – С. 973506-973506-14.
77. Arnold C. L., Akturk S., Mysyrowicz A., Jukna V., Couairon A., Itina T., Stoian R., Xie C., Dudley J. M., Courvoisier F., Bonanomi S., Jedrkiewicz O., Trapani P. D. Nonlinear Bessel vortex beams for applications // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. – 2015. – Т. 48, № 9. – С. 094006.
78. Hasegawa S., Ito H., Toyoda H., Hayasaki Y. Diffraction-limited ring beam generated by radial grating // *OSA Continuum*. – 2018. – Т. 1, № 2. – С. 283-294.
79. Gillner A., Finger J., Gretzki P., Niessen M., Bartels T., Reininghaus M. High Power Laser Processing with Ultrafast and Multi-Parallel Beams // *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*. – 2019. – Т. 14, № 2. – С. 129-137.
80. Bruening S., Jarczyński M., Du K., Gillner A. Large Scale Ultrafast Laser Micro Texturing with Multi-Beams // *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*. – 2018. – Т. 13, № 3. – С. 254-262.
81. Ласкин А., Ромашова В., Болт С., Буров Н. Формирователи профиля интенсивности лазерных пучков // *Фотоника*. – 2018. – Т. 12, № 2. – С. 178-190.
82. Drevinskas R., Zhang J., Beresna M., Gecevičius M., Kazanskii A. G., Svirko Y. P., Kazansky P. G. Laser material processing with tightly focused cylindrical vector beams // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Т. 108, № 22. – С. 221107.

Научно-образовательный центр «Институт лазерных технологий» (ИЛТ), организованный летом 2022 г., представляет в настоящее время сообщество единомышленников, среди которых 4 доктора наук, 14 кандидатов наук, 25 аспирантов и более 40 молодых сотрудников.

Институт лазерных технологий ведет свою историю с 1963 года. Именно тогда специалист в теории электромагнитного поля и его взаимодействия с электронными пучками Константин Крылов организовал на базе ЛИТМО первую в СССР кафедру квантовой электроники. Двумя годами позже его ученик, а сейчас научный руководитель Института лазерных технологий ИТМО, Вадим Вейко, создал первую университетскую лабораторию лазерных технологий, а в 1988 году и кафедру лазерных технологий. Позже оба подразделения переименовали. Кафедра квантовой электроники стала кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики, а кафедра лазерных технологий — кафедрой лазерных технологий и экологического приборостроения. Вплоть до 2015 года они развивались независимо, а затем объединились в ИЛТ.

ИЛТ ведёт набор студентов и подготовку специалистов по образовательным программам бакалавриата и магистратуры «Лазерные технологии», на которых числится около 200 студентов. Первые два года студенты бакалавриата изучают общую программу, а на старших курсах обучаются по индивидуальным траекториям, выбирая треки: исследователь, инженер, предприниматель. С самого первого курса обучения можно примкнуть к научно-исследовательской работе ИЛТ, которая проводится в трех лабораториях: в международной научной лаборатории лазерных микро- и нанотехнологий, лаборатории производственных лазерных технологий и лаборатории биомедицинских лазерных технологий, более того, можно войти в состав научной группы, став сотрудником ИЛТ. Таким образом, магистрантам и аспирантам предоставлена возможность вести свои научно-исследовательские и инженерно-технические проекты, дальнейшее их продвижение – создание стартапов, привлечение промышленных партнёров и потенциальных заказчиков осуществляет Центр трансфера лазерных технологий ИЛТ. При этом в ИЛТ создают проекты, которые применяются в различных отраслях промышленности, в медицине и даже в искусстве.

К настоящему моменту научными группами предложены и разработаны:

- технологии очистки анилоксовых полиграфических валов (эффективно работает инновационное предприятие ООО «ЛазерЪ»);
- технологии цветной лазерной маркировки металлов с целью их идентификации и защиты от фальсификации (открыто инновационное предприятие ООО «Проколорит»);
- автоматизированный лазерный технологический комплекс для структурирования дентальных имплантатов с целью улучшения их биосовместимости (совместно с индустриальным партнером ООО «Лазерный Центр», внедрены на заводе ортопедических компонентов «Lenmiriot»);
- лазерные методы управления функциональными (оптическими, смачиваемостью, биосовместимостью, антибактериальными и др.) свойствами поверхности металлов;
- метод изготовления микрооптических и дифракционных фазовых элементов на стекле лазерно-индуцированной микроплазмой;
- физические основы лазерной модификации фоточувствительных стекол и стеклокерамик, полупроводниковых и диэлектрических золь-гелевых пленок, в том числе, содержащих наночастицы;
- физико-технические основы технологии записи субволновых элементов дифракционной оптики на основе термохимического воздействия лазерного излучения на металлические пленки;
- метод лазерной микропорации и фотодинамического лечения биотканей, в том числе лечения микозов в дерматологии;
- метод фракционной лазерной регенерации слизистой полости рта в стоматологии;
- метод лазерной гидроакустической экстракции катаракт;
- технология создания оптотермических волоконных конвертеров для лазерной хирургии.

ИЛТ сотрудничает со многими ведущими профильными предприятиями, которые выступают основными партнерами: Лазерный Центр, Лазертех, Ленинградские лазерные системы и др., а также лидеры промышленности: Газпром, Титанмед, Global Insulator Group, Оптосенс, НПП «Сигнал», Красцветмет и др.

Максим Михайлович Сергеев,
Галина Кирилловна Костюк,
Андрей Николаевич Сергеев,
Вадим Павлович Вейко

ОПТИКА ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ

Учебное пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел

Университета ИТМО

197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, литер А