

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Санкт–Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

Г.Д. Шандыбина, В.А. Парфенов

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Учебное пособие



Санкт-Петербург
2008

Шандыбина Г.Д., Парфенов В.А. Информационные лазерные технологии. Учебное пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008, 107 с.

В пособии изложены физические основы лазерных технологий, используемых для получения и обработки информации об определенном объекте. Рассмотрены современные приложения лазерных измерительных технологий. В конце разделов приведены вопросы для самоконтроля.

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и опто-техники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 200200 – Опотехника и специальности 200201 – Лазерная техника и лазерные технологии.

Илл. - 56, список лит. – 20.



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

- © Санкт–Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2008
- © Г.Д.Шандыбина, В.А.Парфенов, 2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	4
1. Интерференционные лазерные технологии	5
1.1. Когерентность электромагнитных волн	5
1.2. Характеристики интерференционной картины	15
1.3. Интерферометры	17
1.4. Стабилизация параметров лазерного излучения	22
1.5. Прецизионное измерение длин волн	29
1.6. Метод двухдлинноволновой интерферометрии	32
1.7. Практические примеры	32
1.8. Интерференционные технологии в научных исследованиях	34
Вопросы для самопроверки	38
2. Дифракционные лазерные технологии	40
2.1. Приближенная теория дифракции Френеля	40
2.2. Дифракция света на объектах различной формы	42
2.3. Дифракционные технологии в научных исследованиях	47
2.4. Дифракционные технологии в нелинейных оптических средах	50
2.5. Дифракционные технологии для измерения оптических характеристик нелинейных веществ	55
Вопросы для самопроверки	58
3. Голографические технологии	59
3.1. Представление о голографии	59
3.2. Объемные голограммы	63
3.3. Цветная голография	66
3.4. Голографическая интерферометрия	68
3.5. Динамическая голография	71
3.6. Запоминающие голографические устройства	72
3.7. Голографические технологии для обращения волнового фронта	74
Вопросы для самопроверки	78
4. Регистрирующие голографические среды	79
4.1. Основные типы регистрирующих сред	79
4.2. Биологические регистрирующие среды	84
Вопросы для самопроверки	88
5. Лазерная дальнометрия	89
5.1. Общие принципы лазерной дальнометрии	89
5.2. Дальнометры, применяемые в задачах дистанционного зондирования	92
5.3. Трехмерное лазерное сканирование	93
Вопросы для самопроверки	98
Приложение	99
Список рекомендуемой литературы	104
История кафедры Лазерных технологий и экологического приборостроения	105

ПРЕДИСЛОВИЕ

Информационные оптические технологии обычно ассоциируются с передачей и обработкой информации в оптических системах связи и оптических компьютерах. В то же время в последние годы сформировалась отдельная область науки и техники, в которой для получения и обработки информации об определенном объекте используются лазерные технологии. Возможность бесконтактного измерения, высокая точность и скорость получения информации делают лазерные технологии чрезвычайно привлекательными для разработки новых технических решений в различных областях знаний.

В пособии рассмотрены физические основы информационных лазерных технологий. Наибольшее внимание уделено фундаментальным физическим явлениям интерференции и дифракции с учетом специфических свойств лазерного излучения: когерентности, высокой интенсивности и возможности локализации электромагнитного излучения в пространстве и во времени. Интерференционные и дифракционные эффекты лежат в основе лазерных технологий, связанных с измерением параметров поверхности объектов, исследованием и модификацией свойств материалов, а также технологий оптической записи и обработки информации в различных средах. Подробно рассмотрено применение интерференционных и дифракционных технологий в фундаментальных научных исследованиях по лазерной самомодификации поверхности конденсированных сред.

В пособии также изложены базовые представления о голографии и регистрирующих голографических средах. Голографические технологии дали толчок новым теоретическим исследованиям и позволили значительно расширить область практического использования волновых процессов. Рассмотрены их приложения для наблюдения малых деформаций изделий, для измерения протяженности объектов и исследования вибраций; как способа записи, хранения и восстановления информации; для обращения волнового фронта.

В последней главе представлены сведения о современных приложениях лазерной дальнометрии. Сегодня лазерные дальнометры широко используются для решения задач экологического мониторинга окружающей среды. Трехмерное лазерное сканирование, которое выполняется с помощью высокоточного скоростного лазерного дальнометра, является новым быстро развивающимся методом лазерных измерений, используемым для решения различных производственных и инженерных задач. Кроме того, в последнее время появился значительный интерес к использованию метода лазерного сканирования для сохранения объектов культурного и исторического наследия.

Рассмотренный круг вопросов позволит студентам понять физические принципы лазерных технологий получения и обработки информации об объекте и познакомиться с их современными приложениями.

1. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

1.1. Когерентность электромагнитных волн

Первоначально понятие о когерентности возникло в классической оптике для описания явлений дифракции и интерференции, однако оно относится к волновым полям любой природы: электромагнитным волнам произвольного диапазона, упругим волнам, волнам в плазме, квантовомеханическим волнам амплитуды вероятностей и т.д.. В широком смысле под когерентностью понимают согласованное протекание во времени и в пространстве нескольких колебательных или волновых процессов, проявляющееся при их сложении. У когерентных колебаний разность фаз остается постоянной (или закономерно меняется во времени) за время наблюдения. Появление лазеров способствовало развитию теории когерентности для описания эффектов когерентности высших порядков. Понятие когерентности и некогерентности играют особо важную роль в нелинейной оптике, в первую очередь, при классификации многоволновых взаимодействий и резонансных эффектов.

При описании интерференционных явлений часто используют понятия временной и пространственной когерентности. Временную когерентность обычно связывают со степенью монохроматичности исследуемых колебаний, а пространственная когерентность характеризует геометрию эксперимента.

Прежде, чем перейти к более подробному рассмотрению двух типов когерентности, остановимся на *основных свойствах электромагнитной волны*.

Система уравнений Максвелла позволяет корректно описать возникновение и распространение электромагнитных волн, представляющих собой совокупность быстропеременных электрического и магнитного полей. Свободная электромагнитная волна является *поперечной*, и вектора электрической \mathbf{E} и магнитной \mathbf{H} напряженностей *ортогональны*. Однако при наличии каких-либо ограничивающих устройств, например, при распространении волн между двумя параллельными отражающими плоскостями, в суммарной волне, вышедшей из такой системы, может присутствовать продольная составляющая. Внутри подобного волновода могут возникать различные типы волн, которые обозначают ТЕМ, ТЕ, ТМ и т. д.

Решением уравнений Максвелла является строго монохроматическая волна, которая должна быть поляризована. Электромагнитная волна является *линейно поляризованной*, если направления векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} остается неизменным, и *эллиптически поляризованной* (частный случай - круговая поляризация), если концы векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} движутся по эллипсу (см. рис. 1.1). Нарушение монохроматичности волны (прерывистость колебаний) приводит к исчезновению поляризации излучения. В оптике в среднем через каждые 10^{-8} с происходит затухание колебаний, поэтому, если не применять специальных приспособлений (например, кристаллы исландского шпата или кварца, призмы Николя) в оптических экспериментах имеют дело с неполяризованным излучением. Иная ситуация обстоит с излучением лазера: обычно окна разрядной трубки располагают

под углом Брюстера, что неизбежно приводит к линейной поляризации излучения.

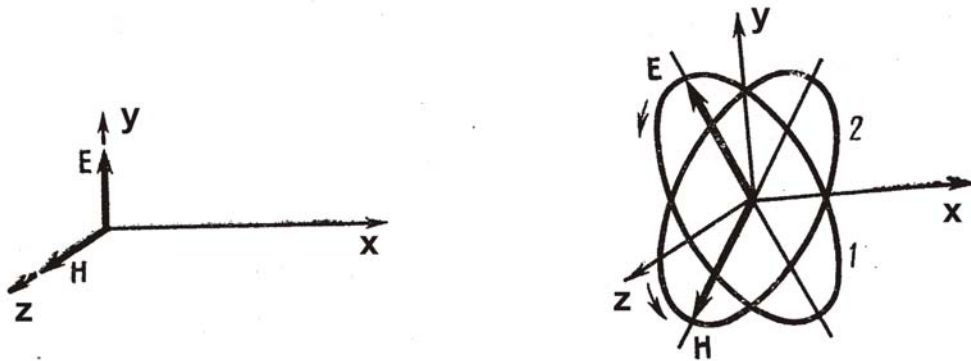


Рис. 1.1. Тип поляризации: а) линейная; б) эллиптическая.

Электромагнитная волна распространяется со *скоростью* (формула Максвелла)

$$u = c / \sqrt{\epsilon\mu} = c/n,$$

где c – скорость света в вакууме; ϵ – диэлектрическая проницаемость; μ – магнитная проницаемость; n – показатель преломления. В рамках электронной теории физический смысл показателя преломления связан с колебаниями электронов и ионов под действием световой волны, распространяющейся в исследуемой среде, чем и объясняется наблюдающаяся на опыте зависимость показателя преломления от длины волны. В классической электромагнитной теории показатель преломления считается константой. В вакууме $\epsilon = \mu = 1$ и, следовательно, $u = c$. u характеризует скорость распространения фазы волны и называется *фазовой скоростью*. Этого понятия достаточно для описания явлений, связанных с распространением монохроматического излучения. Если излучение распространяется в виде импульсов, представляющих собой совокупность различных монохроматических волн (волновой пакет), то вводят понятие *групповой скорости*, под которым обычно понимают скорость перемещения максимума энергии в исследуемой группе волн.

Из уравнений Максвелла для однородной непроводящей среды следует волновое уравнение, решением которого в случае одномерной задачи ($E = f(x, t)$) являются *плоские волны*. Наиболее простым, но очень важным частным случаем такой волны является волна, возникающая в результате гармонического колебания. Основными признаками такой волны являются наличие плоского фронта, монохроматичность и определенная поляризация излучения. Выражение для плоской линейно поляризованной монохроматической волны ($\nu_0 = \text{const}$) с амплитудой E_0 и фазой φ_0 записывается следующим образом

$$E = E_0 \cos(2\pi\nu_0 t - \varphi_0) = E_0 \cos(\omega t - kx), \quad (1.1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения.

В общем случае удобна запись

$$E = E_0 \exp[i(\omega t - kx)] = E_0 \exp[i\omega(t - x/u)], \quad (1.2)$$

где u фазовая скорость $u = dx/dt = \omega/k$.

Важной характеристикой электромагнитного поля является *энергия, переносимая волной*, распространяющейся в изотропной среде. Из соотношения Умова-Пойтинга следует вывод, что плотность потока энергии, переносимой электромагнитной волной, пропорциональна квадрату амплитуды электрического поля. На этом важном выводе основывается возможность регистрации электромагнитных волн различными приемниками. Практически все приемники света в той или иной степени инерционны, поэтому они регистрируют среднее значение квадрата амплитуды $\langle E_0^2 \rangle$.

Временная когерентность. Покажем связь понятия временной когерентности со степенью монохроматичности электромагнитного излучения.

Пусть луч монохроматического света от точечного источника (1) делится полупрозрачным зеркалом (2) на два пучка, и эти пучки соединяются затем вновь, получив разность хода, равную δ (рис. 1.2). Известно, что атомы излучают электромагнитные волны не непрерывно, а в течение некоторого времени ($\sim 10^{-8}$ с) в виде цуга конечной длины, являющегося отрезком синусоиды. Чем меньше интервал времени Δt , в течение которого длится исходное колебание, тем больше отличается от монохроматической порождаемая им волна. Если δ велико, то волны, налагающиеся друг на друга в плоскости экрана, будут происходить от двух разных падающих цугов. Так как разность фаз между любыми двумя цугами принимает всевозможные значения, то интерференционная картина наблюдаться не будет. Если δ будет меньше длины цуга, то на экране будет наблюдаться интерференционная картина в виде чередования темных и светлых полос с большим или меньшим контрастом. Она образуется в результате интерференции двух волн, образовавшихся из одного цуга.

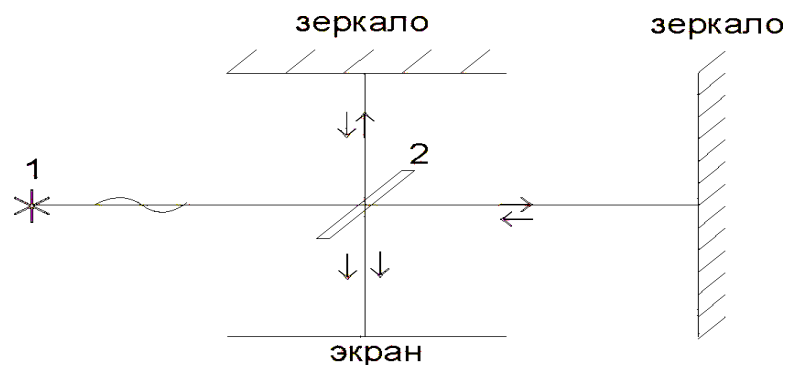


Рис. 1.2. Ход лучей, поясняющий временную когерентность (интерферометр Майкельсона).

Математически рассмотренное явление можно представить, воспользовавшись разложением Фурье для квазимонохроматического излучения. Соглас-

но теореме Фурье любую конечную и интегрируемую функцию $F(t)$ можно представить в виде интеграла

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) \exp(i2\pi\nu t) d\nu$$

или (обратное преобразование)

$$f(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) \exp(-i2\pi\nu t) dt.$$

В данном случае $|f(\nu)|^2$ – распределение энергии колебаний по частотам.

Пусть $F(t)$ – отрезок синусоиды

$$F(t) = \begin{cases} f_0 \exp(i2\pi\nu_0 t), & \text{если } -\Delta t/2 < t < \Delta t/2 \\ 0, & \text{если } |t| > \Delta t/2 \end{cases}, \quad (1.3)$$

где Δt - продолжительность колебания. Распределение энергии колебаний по частотам для этого случая составит (см. рис. 1.3)

$$|f(\nu)|^2 = f_0^2 \left[\frac{\sin[\pi(\nu - \nu_0)\Delta t]}{\pi(\nu - \nu_0)\Delta t} \right]^2 (\Delta t)^2. \quad (1.4)$$

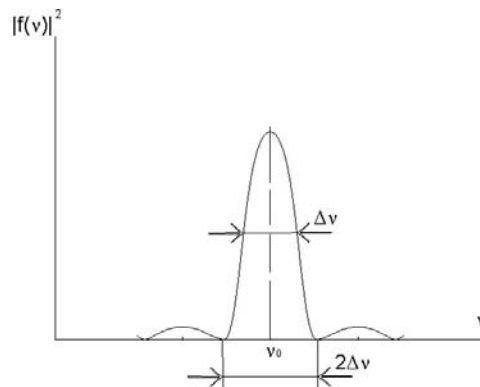


Рис. 1.3. Распределение интенсивности колебаний для одного цуга

Эффективный частотный диапазон, в котором интенсивность можно считать значительной, равен по порядку обратной величине длительности одного волнового цуга $\Delta\nu \sim 1/\Delta t$.

Время Δt называют *временем когерентности*,

$\Delta l = c\Delta t$ - *длиной когерентности*.

Так как разность хода $\delta \sim c/\nu_0$ должна быть меньше длины когерентности $c/\nu_0 \ll c\Delta t$, получаем *условие монохроматичности*

$$\Delta\nu/\nu_0 \ll 1 \quad (1.5)$$

Пример.

Зеленая линия ртутной лампы марки НР80 $\lambda=0,546$ мкм имеет уширение линии излучения $\Delta\lambda = 300 \text{ \AA}$ и длину когерентности $\Delta l=9$ мкм. Требуется определить монохроматичность ртутной лампы .

Решение.

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}; \Delta\nu = 1/\Delta t; \Delta l = c\Delta t$$

$$\Delta\nu/\nu_0 = \lambda_0/\Delta l = 0,546/9 = 0,06$$

Степень монохроматичности зеленой линии ртутной лампы составляет $6 \cdot 10^{-2}$.

С точностью до коэффициента порядка π зависимость $\Delta t \sim 1/\Delta\nu$ остается одинаковой для всех возможных видов уширения спектральной линии, природа которого весьма разнообразна. Рассмотрим механизмы уширения линии электромагнитного излучения на примере лазерного излучения.

Монохроматичность лазерного излучения. Превращение некогерентного излучения оптической накачки в когерентное лазерное излучение на выходе из резонатора обусловлено в основном двумя обстоятельствами. Во-первых, усиливаться в активной среде может только электромагнитная волна с частотой, соответствующей определенному энергетическому переходу; во-вторых, в активной среде, помещенной в оптический резонатор, генерация излучения возникает только на резонансных частотах этого резонатора, существенно ссужая (на несколько порядков) ширину линии перехода.

Существует ряд физических факторов, вызывающих уширение линии квантового перехода. Так неточность определения энергии системы и времени ее существования согласно принципу неопределенности вызывает размытие линии перехода, что в свою очередь приводит к неопределенности частоты излучаемого кванта. Любой релаксационный процесс (соударение частиц в газе) также приводит к сокращению времени жизни частиц в возбужденном состоянии, а, следовательно, и к уширению линии излучения. Кроме того, излучающие частицы находятся в тепловом движении и в соответствии с эффектом Доплера частота, испускаемая движущимся источником, претерпевает смещение. К уширению линий может привести и ограниченное время взаимодействия частиц с полем (импульсный режим накачки). В общем случае полная ширина линии излучения определяется всеми механизмами уширения.

В зависимости от того, одна или несколько собственных частот резонатора размещаются в пределах линии лазерного перехода, реализуются одномодовый или многомодовый режимы генерации.

В случае одномодового режима генерации спектральная ширина излучаемой линии много уже ширины контура линии усиления и определяется спектральными характеристиками резонатора. В случае лазера, работающего в многомодовом режиме, монохроматичность связана с числом генерируемых мод. Генерация развивается на большом числе длин волн, и спектр излучения лазера представляет собой линию, огибающую пики излучения, соответствующие различным модам.

В реальных условиях неоднородности активной среды, механические нестабильности резонаторов, несовершенства оптических элементов ухудшают спектральные характеристики лазеров.

Например, для азотного лазера, работающего только в импульсном режиме $\lambda = 0,34$ мкм, $\tau_u = 10^{-8}$ с, $\nu_0 = 10^{15}$ Гц, уширение линии излучения составит $\Delta\nu_u = 1,5 \cdot 10^7$ Гц. Однако из-за высокой частоты оптического излучения монохроматичность оказывается на много выше, чем у когерентного источника

хроматичность оказывается на много выше, чем у когерентного источника до лазерной эпохи $\Delta\nu/\nu_0 = 10^{-8}$.

При выполнении специальных условий по улучшению стабильности (применение материалов с малым коэффициентом теплового расширения, тщательная стабилизация температуры источников питания, изоляция от механических и акустических возмущений) $\Delta\nu_l \sim 1$ кГц. Однако в оптическом диапазоне ($\nu = 10^{13} - 10^{15}$ Гц) это соответствует монохроматичности $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-10} - 10^{-12}$, что не достижимо для других спектральных источников. В научных лабораториях полученные на специальных установках значения $\Delta\nu_l/\nu$ достигают $\sim 10^{-15} - 10^{-17}$.

Не всегда нужна очень узкая ширина линии излучения. Например, для получения очень коротких световых импульсов желательно иметь генерацию в пределах как можно более широкой полосы частот.

Время когерентности лазерного пучка $\tau_{\text{ког}} = 1/\Delta\nu_l$ и длина когерентности $L_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$ изменяются в широких пределах в зависимости от типа лазера.

В газовых лазерах, где $\Delta\nu_l = 10^3 - 10^6$ Гц их значения могут достигать $\tau_{\text{ког}} \sim 10^{-3} - 10^{-6}$ с и $L_{\text{ког}} \sim 10^2 - 10^5$ м. В твердотельных лазерах, излучающих, как правило, большое число продольных мод, значение $\Delta\nu_l$ возрастает до 10^{12} Гц, поэтому $\tau_{\text{ког}} \sim 10^{-12}$ с и $L_{\text{ког}} \sim 3 \cdot 10^{-2}$ см.

Пространственная когерентность. В реальных волновых процессах амплитуда и фаза колебаний изменяются не только вдоль распространения волны, но и в плоскости, перпендикулярной этому направлению. *Пространственная когерентность означает согласованность фаз световой волны в различных точках пространства.*

При рассмотрении временной когерентности мы предполагали источник излучения точечным. Реальные источники излучения имеют конечные размеры, что приводит к возникновению пространственной когерентности.

Описание реальных источников требует привлечения теории атомного строения, однако для наших целей можно воспользоваться идеализированным представлением и считать, что источники состоят из большого числа точечных взаимно некогерентных элементов. Интенсивность в любой точке волнового поля равна тогда сумме интенсивностей от каждого точечного источника.

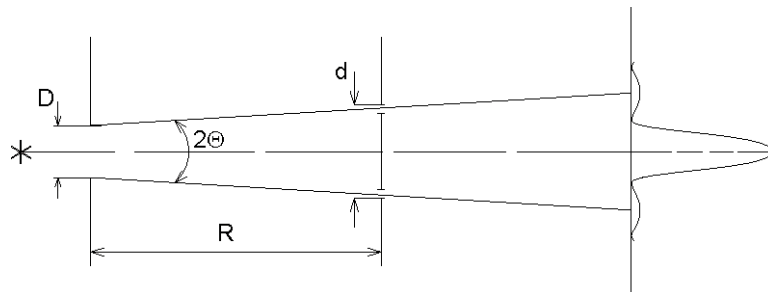


Рис. 1.4. Ход лучей в классическом опыте Юнга.

Пусть источник излучения с линейным размером D освещает две узкие щели, расположенные на расстоянии R от источника (см. рис. 1.4).

Если предположить, что D точечный источник света с длиной волны λ , то отверстия в экране становятся вторичными взаимно когерентными источниками света и на экране будет наблюдаться интерференционная картина.

Конечный размер источника света можно учесть, рассмотрев интерференционную картину от другого чуть смещенного точечного источника, дающего смещенную интерференционную картину. Сложение множества таких картин от всех точек источника приводит к смазыванию интерференционной картины, т.е. к падению ее контраста. Суммарная интерференционная картина будет мало отличаться от идеальной (создаваемой точечным источником), если линейный размер источника удовлетворяет условию

$$D \leq \lambda R/d, \quad (1.6)$$

где λ - средняя длина волны света, d - расстояние между щелями.

При этом *площадь когерентности* будет тем больше, чем меньше протяженность источника и чем дальше расположен экран

$$S_{\text{коз}} = (2\theta R)^2 \leq \lambda^2 R/D^2, \quad (1.7)$$

где $2\theta \sim d/R$ – угол, под которым виден источник из точки наблюдения.

Если рассмотреть волновой пучок с четко выделенным направлением распространения, то при разнесении точек наблюдения поперек этого направления когерентность (точнее, комплексная степень когерентности, см. далее) также будет убывать. Характерный масштаб спада называют *поперечным радиусом когерентности* r_0 . Эта величина характеризует размер тех участков волнового фронта, от которых может быть получена четкая интерференционная картина. Из *теоремы Ван-Циттерта-Цернике* (согласно которой функция когерентности излучения от пространственного некогерентного источника пропорциональна волновому полю когерентного излучателя с распределением амплитуды, повторяющим распределение интенсивности пространственно некогерентного источника) следует, что *поперечный радиус когерентности* возрастает по мере удаления от источника.

Произведение $L_{\text{коз}} r_0^2 \sim V$ характеризует *объем когерентности*, в пределах которого случайная фаза волны меняется на величину, не превосходящую π .

Направленность лазерного излучения. Представление о пространственной когерентности лазерного излучения непосредственно связано с его *острой-направленностью*, т. е. малой *угловой расходимостью*. Расходимость лазерного пучка, характеризуемая полным углом расходимости 2θ , вызывается несколькими причинами: дифракцией луча на выходной апертуре резонатора, оптической неоднородностью рабочей среды лазера, деформацией зеркал резонатора и др. Дифракционную расходимость, накладывающую принципиальное ограничение снизу на угол расходимости, можно оценить по формуле

$$\theta_d = \beta \lambda / D, \quad (1.8)$$

где λ , D - длина волны и диаметр пучка; β - числовой коэффициент, зависящий от формы распределения интенсивности пучка на выходе из резонатора, тогда как увеличение расходимости, вызванное другими факторами, определяется чаще всего экспериментально.

В случае одномодовой генерации излучения с устойчивым резонатором на основной моде распределение интенсивности на выходе резонатора описывается кривой, близкой к распределению Гаусса

$$I(r) = I_0 \cdot \exp(-2r^2/r_g^2), \quad (1.9)$$

где I_0 - интенсивность на оси пучка; $r_g/\sqrt{2}$ - условный радиус выходящего гауссова пучка, равный расстоянию, на котором интенсивность излучения снижается в e раз.

Профиль радиального распределения интенсивности излучения сохраняется по мере удаления от лазера только для гауссовых пучков. Поэтому определение расходимости связано с неопределенностью. Для определения угла расходимости пучков с произвольным распределением интенсивности целесообразно использовать распределение интенсивности в дальней зоне, где сформировалась дифракционная картина лазерного пучка. Это происходит на расстояниях $x \gg r_0^2/\lambda$ ($x \gg 10^3 - 10^4$ см).

В реальных условиях распределение интенсивности пучка в дальней зоне можно наблюдать в фокальной плоскости длиннофокусной линзы. Радиальное распределение интенсивности в фокальной плоскости несет информацию о распределении интенсивности по углам, т.е. о расходимости излучения

$$\theta \sim r/F, \quad (1.10)$$

где F - фокусное расстояние линзы.

В случае многомодовых лазерных пучков (частичная пространственная когерентность) $r_{\text{коз}} \ll r_{\text{пучка}}$ и область когерентности действует как ограничивающая апертура для когерентной суперпозиции волн. Для нахождения распределения в фокальной плоскости многомодового пучка, состоящего из N отдельных пучков можно руководствоваться следующим правилом:

- если малые пучки некогерентны, то расходимость определяется размером наименьшего пучка $\theta \sim \lambda N^{1/2}/D$,

- если малые пучки когерентны, то надо учитывать интерференцию между ними и на фоне общей дифракционной картины появятся интерференционные максимумы с $\theta \sim \lambda/D$, где D - общая апертура излучения.

В реальных условиях расходимость излучения лазеров существенно превышает величину θ_d из-за оптической неоднородности активной среды, несовершенства оптических элементов резонатора и их механических вибраций. Характерный угол расходимости $\theta \approx 10^{-3}$ рад.

Расходимость излучения можно уменьшить с помощью оптической системы телескопического типа, увеличив при этом размер пучка.

В случае двухлинзового конфокального телескопа (рис. 1.5) с коэффициентом увеличения $M=F_2/F_1$, где F_2, F_1 - фокусные расстояния первой и второй линз по ходу луча, размер пучка увеличивается в M раз

$$\theta_1 r_1 = \theta_2 r_2 \Rightarrow \theta_2 = \theta_1 r_1 / r_2 = \theta_1 / M,$$

а расходимость падает в M раз.

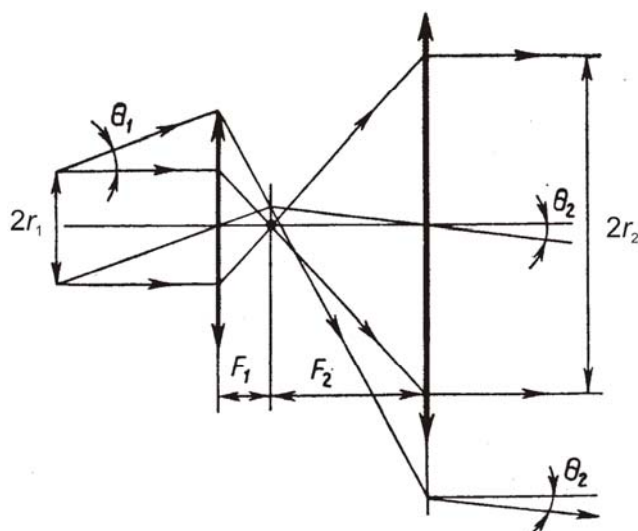


Рис. 1.5. Оптическая схема двухлинзового фокального телескопа (телескоп Галилея).

Следует заметить, что в последние годы для количественного описания отклонения пространственного распределения лазерного пучка в поперечном сечении от распределения, соответствующего гауссовому пучку, имеющему дифракционное качество излучения, часто используют параметр качества пучка, или, как его еще называют, M^2 - параметр.

Указанный параметр вводят следующим образом. Поскольку гауссов пучок имеет минимальный диаметр $2w_0$ в своей перетяжке (где волновой фронт плоский) и расширяется (увеличивается в размерах) по мере удаления от перетяжки, его размер в любой плоскости вдоль направления распространения излучения лазера OZ может быть описан следующим соотношением:

$$w^2(z) = w_0^2 \{ 1 + (\lambda z / (\pi w_0^2))^2 \},$$

где радиус перетяжки пучка определяется через расходимость θ и длину волны λ лазерного излучения $w_0 = \lambda / (\pi \theta)$.

Согласно международному стандарту качества ISO 11146:1999 для определения размера негауссова пучка $w_{ng}(z)$ используют аналогичное выражение:

$$w_{ng}^2(z) = w_{ng,0}^2 + (z - z_{ng,0})^2 \theta_{ng}^2,$$

где $w_{ng,0}$ и $z_{ng,0}$ это радиус и положение перетяжки, соответственно, а θ_{ng} – расходимость неугассова пучка в дальнем поле. При этом для неугассова пучка выполняется следующее соотношение:

$$w_{ng,0} \theta_{ng} = 4\lambda M^2/\pi,$$

где M^2 это и есть упомянутый выше параметр качества лазерного пучка. При таком введении M^2 -параметра закон распространения неугассова пучка может быть переписан в следующем виде:

$$w_{ng}^2(z) = w_{ng,0}^2 + (z - z_{ng,0})^2 M^2 \theta^2,$$

где θ – расходимость гауссова пучка.

На практике для каждого лазера M^2 -параметр может быть легко определен экспериментально. Дело в том, что для лазерного излучения с дифракционной расходимостью диаметр светового пятна в фокусе линзы определяется соотношением

$$d_{00} = 4\lambda f/\pi D_{вх}, \tag{1.11}$$

где d_{00} – диаметр идеального гауссова пучка в фокусе линзы; λ – длина волны излучения лазера; $D_{вх}$ – размер пучка на входе линзы. В то же время для реального пучка (т.е. неугассова пучка с расходимостью излучения, превышающей дифракционную) это выражение может быть преобразовано к виду:

$$d_0 = 4M\lambda f/\pi D_{вх}, \tag{1.12}$$

где d_0 – диаметр пятна пучка излучения реального лазера в фокусе той же самой линзы.

Входящая в это выражение величина M характеризует увеличение размера фокального пятна излучения реального лазера по сравнению с размером пятна гауссова пучка. Таким образом, величина M^2 показывает, во сколько раз интенсивность пучка излучения реального лазера в фокусе линзы меньше интенсивности излучения гауссова пучка в тех же условиях. Для большинства лазеров величина M^2 во много раз больше единицы, но в случае, например, гелий-неоновых лазеров (которые широко используются в интерферометрии) это отличие не столь велико (M^2 близок к единице).

Условие возникновения интерференции. Возвращаясь к интерференционным явлениям, сформулируем *необходимое условие возникновения интерференции* в рамках весьма общих представлений.

Если на экран приемника попадают одновременно две произвольные электромагнитные волны E_1 и E_2 , то согласно принципу суперпозиции, напря-

женность результирующего поля равна $E = E_1 + E_2$. Для перехода к энергетическому описанию, возведем это равенство в квадрат

$$E^2 = \langle (E_1 + E_2)^2 \rangle = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2, \quad (1.13)$$

Известно, что инерционность измерительной аппаратуры значительно превышает частоту колебаний оптического диапазона ($\sim 10^{15}$ Гц).. Воспользуемся *понятием эргодичности*, лежащим в основе метода вычисления наблюдаемых (средних) значений физических величин по тому или иному ансамблю Гиббса. Эргодическая гипотеза предполагает, что средние по времени значения физических величин, характеризующих систему, равны их средним статистическим значениям. Усредним по времени выражение (1.13) и с данными опыта будем сравнивать значение среднего квадрата напряженности стационарного эргодического поля

$$\langle E_0^2 \rangle = \langle (E_1 + E_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle E_1E_2 \rangle. \quad (1.14)$$

В зависимости от того, что получается при усреднении произведения $\langle E_1E_2 \rangle$, названного *интерференционным членом*, реализуются два случая:

- 1) если $\langle E_1E_2 \rangle = 0$, то $\langle E_0^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle$, $I = I_1 + I_2$, т.е. складываются интенсивности, интерференция отсутствует;
- 2) если $\langle E_1E_2 \rangle \neq 0$, то $I \neq I_1 + I_2$, происходит перераспределение потока энергии в пространстве.

Неравенство

$$\langle E_1E_2 \rangle \neq 0 \quad (1.15)$$

служит *необходимым условием возникновения интерференции*.

Если за время усреднения разность фаз ($\varphi_1 - \varphi_2$) много раз меняется так, что ее косинус принимает как положительные, так и отрицательные значения, то интерференционный член стремится к нулю. Поэтому *необходимое условие возникновения интерференции можно* сформулировать в другой форме: для возникновения интерференции необходимо, чтобы

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}, \quad (1.16)$$

а в случае негармонических колебаний

$$\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \text{const} \quad (1.17)$$

Очевидно, что два гармонических колебания одной частоты всегда когерентны. Равенство частот $\omega_1 = \omega_2$ интерферирующих волн и неперпендикулярность векторов E_1 и E_2 служат дополнительными требованиями, превращающими необходимое условие (1.17) в *достаточное*. Правда, следует учитывать,

что при $\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega$, где $\Delta\omega \ll \omega_1; \omega_2$, может наблюдаться *нестационарная интерференционная картина*.

Необходимое условие возникновения интерференции можно сформулировать и в рамках других общих представлений.

Рассмотрим суммарное колебание в точке P , создаваемое двумя источниками световых волн частоты ω , удаленными от точки P на расстояния $O_1P=r_1$ и $O_2P=r_2$ (рис. 1.6)

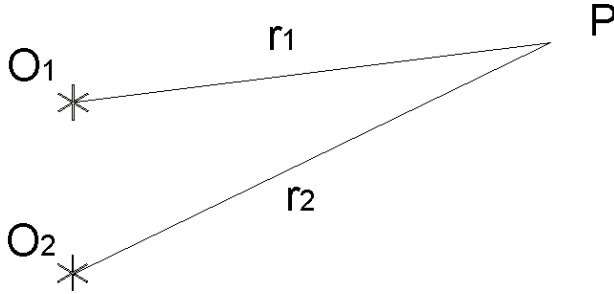


Рис. 1.6. В точке P суммируются колебания двух источников световых волн.

Первый и второй источники излучают волны $E_1 = E_{10}(t)e^{i\omega t}$ и $E_2 = E_{20}(t)e^{i\omega t}$, амплитуды которых можно представить комплексными числами. Тогда времена запаздывания колебаний в точке P по сравнению с колебаниями в точках O_1 и O_2 составляют $\Delta t_1 = r_1/u$ и $\Delta t_2 = r_2/u$. Используя правила обращения с комплексными числами и пренебрегая изменением амплитуд, вследствие разницы расстояний r_1 и r_2 получим выражение для суммарной интенсивности колебаний в точке P в виде

$$I = \langle [E_{10}(t - \Delta t_1) + E_{20}(t - \Delta t_2)] \cdot [E_{10}^*(t - \Delta t_1) + E_{20}^*(t - \Delta t_2)] \rangle.$$

Считая, что начало отсчета сдвинуто на $\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2$, получим после несложных преобразований

$$I = \langle E_{10}E_{10}^* \rangle + \langle E_{20}E_{20}^* \rangle + 2\text{Re} \langle E_{10}(t + \Delta t)E_{20}^*(t) \rangle. \quad (1.18)$$

Первые два члена характеризуют энергию, излучаемую каждым источником, а последний (интерференционный член) описывает пространственное распределение суммарной энергии в результате интерференции. Величину

$$\langle E_{10}(t + \Delta t)E_{20}^*(t) \rangle \quad (1.19)$$

называют *функцией корреляции*.

При нормировании выражения (1.19) на $\sqrt{I_1 I_2}$ получаем функцию

$$\gamma_{12}(\Delta t) = \frac{\langle E_{10}(t + \Delta t)E_{20}^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle E_{10}^2 \rangle \langle E_{20}^2 \rangle}}, \quad (1.20)$$

которую определяют как *комплексную степень когерентности* излучаемых колебаний. Тогда выражение (1.18) для суммарной интенсивности двух взаимодействующих в точке P пучков света приобретает вид

$$I(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2 \operatorname{Re} \sqrt{I_1(P) I_2(P)} \gamma_{12}(\Delta t). \quad (1.21)$$

Степень когерентности можно вычислить для различных конкретных задач и, таким образом, оценить предполагаемое качество (видность) интерференционной картины. В двух предельных случаях $\gamma_{12}(\Delta t) = 0$, если интенсивность в точке P равна сумме интенсивностей для двух независимых источников, и $\gamma_{12}(\Delta t) = 1$ при интерференции двух монохроматических волн одной частоты. Введенная функция $\gamma_{12}(\Delta t)$ пригодна для описания как временной, так и пространственной когерентности, так как разница между пространственной и временной когерентностью в некоторых случаях довольно условна и введение этих двух понятий связано с наглядностью модельных представлений сложного явления когерентности.

1.2 Характеристики интерференционной картины

Пусть S_1 и S_2 точечные источники, каждый из которых излучает монохроматическую волну E_1 и E_2 соответственно (рис. 1.7).

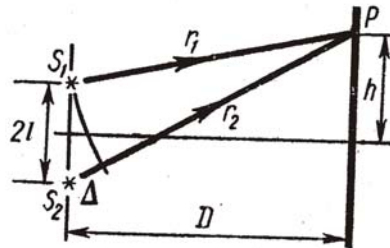


Рис. 1.7. Интерференция двух монохроматических волн

Для простоты будем считать, что волны имеют одинаковые амплитуды, т.к. $D \gg 2l$, и все колебания направлены одинаково, поэтому можно считать задачу скалярной. Имеем $E_1 = E_0 \cos(\omega t - kr_1)$ и $E_2 = E_0 \cos(\omega t - kr_2)$. Поле E , создаваемое суммарным колебанием,

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos[k(r_2 - r_1)/2] \cos[\omega t - k(r_1 + r_2)/2]. \quad (1.22)$$

Обозначая $r_2 - r_1 = \delta$ – разность хода, можно выделить в выражении (1.22) амплитуду суммарного колебания $2E_0 \cos k\delta/2$. Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды

$$I = 4E_0^2 \cos^2 k\delta/2 = 2E_0^2 (1 + \cos k\delta) = 2E_0^2 (1 + \cos 2\pi\delta/\lambda). \quad (1.23)$$

Используя это выражение, находим те δ , при которых наблюдается максимальная и минимальная интенсивность

$$\begin{aligned} I_{\max} &= 4E_0^2 && \text{при } k\delta = \pm 2m\pi \\ I_{\min} &= 0 && \text{при } k\delta = (2m+1)\pi. \end{aligned}$$

Здесь m , называемое *порядком интерференции*, принимает значения $0, 1, 2, \dots$

Условие возникновения экстремумов интенсивности можно сформулировать, исключив $k=2\pi/\lambda$.

Условие максимума

$$\delta = m\lambda = 2m\lambda/2, \tag{1.24}$$

т.е. разность хода равна четному числу полуволн.

Условие минимума

$$\delta = (2m+1)\lambda/2, \tag{1.25}$$

т.е. разность хода равна нечетному числу полуволн. На экране будет наблюдаться периодическое изменение освещенности, а именно, чередование светлых и темных полос.

На опыте стационарная картина интерференции двух пучков света легко наблюдается при освещении двух щелей излучением лазера, например, *He/Ne*, генерирующего на длине волны $0,63$ мкм. Вводя две щели с расстоянием между ними $0,3$ мм в лазерный пучок и перемещая их на небольшие расстояния в плоскости, перпендикулярной лучу, легко добиться оптимальных условий наблюдения интерференционной картины. Никакая фокусирующая оптика в эксперименте не используется. Лазер располагают в $5-6$ м от экрана. Для увеличения масштаба интерференционной картины выбирают направление светового луча так, чтобы он составлял некоторый угол с поверхностью экрана (рис. 1.8). При таких условиях ширина интерференционной картины ~ 1 см.

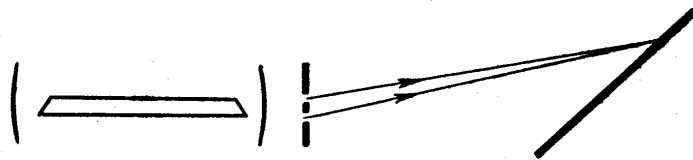


Рис. 1.8. Наблюдение интерференции от двух щелей при лазерном освещении

Для количественной оценки относительного контраста интерференционной картины вводят *функцию видимости*

$$\Phi = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \tag{1.26}$$

где I_{\max} и I_{\min} – экспериментально найденные величины.

Используя (1.21), можно оценить максимальную и минимальную интенсивности результирующей волны

$$\begin{aligned} I_{\max}(P) &= I_1(P) + I_2(P) + 2\operatorname{Re} \sqrt{I_1(P)I_2(P)} \left| \gamma_{12}(\Delta t) \right| \\ I_{\min}(P) &= I_1(P) + I_2(P) - 2\operatorname{Re} \sqrt{I_1(P)I_2(P)} \left| \gamma_{12}(\Delta t) \right|. \end{aligned}$$

При интерференции излучения двух идентичных источников и разности хода ($r_2 - r_1$) малой по сравнению с r_2 и r_1 можно считать, что $I_1(P) = I_2(P)$, тогда

$$\Phi = \left| \gamma_{12}(\Delta t) \right|. \quad (1.27)$$

Последнее соотношение позволяет сопоставить экспериментально найденное и рассчитанное значение функции видимости интерференционной картины с оценкой степени когерентности двух исследуемых источников света.

Наблюдение интерференционной картины становится средством проведения того или иного измерения.

1.3. Интерферометры

На явлении интерференции электромагнитных волн основана работа оптических устройств, называемых интерферометрами. Интерферометры получили наибольшее распространение для измерения длин волн спектральных линий и их структуры; для измерения показателя преломления прозрачных сред; в метрологии для абсолютных и относительных измерений длин и перемещений тел, измерения угловых размеров звезд; для контроля формы и микрорельефа и деформации поверхностей и прочее. Применение в интерферометрах в качестве источников света одночастотных лазеров позволило существенно улучшить и автоматизировать технику интерферометрических измерений, повысить точность измерения.

Двухлучевые интерферометры. В основе работы двухлучевого интерферометра лежит пространственное разделение пучка света с помощью оптического устройства с целью получения двух когерентных лучей, которые проходят различные оптические пути, а затем сводятся вместе и наблюдается результат их интерференции.

Существенную роль при решении как фундаментальных физических задач, так и различных задач техники сыграл интерферометр Майкельсона. Принципиальная схема этого интерферометра приведена на рис. 1.9.

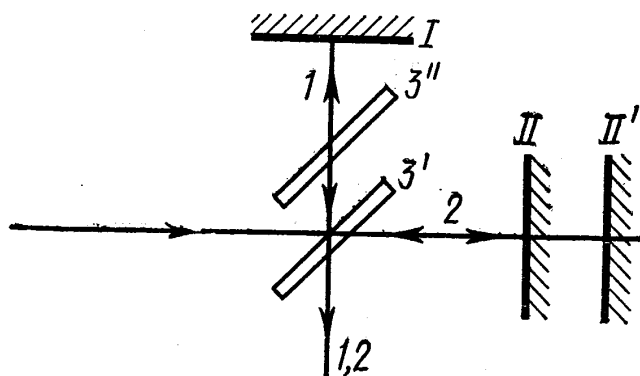


Рис.1.9. Принципиальная схема интерферометра Майкельсона.

Два плоских зеркала I и II укреплены на массивном основании перпендикулярно друг другу. Одно из них может передвигаться, оставаясь параллельным своему первоначальному положению. Полупрозрачное зеркало $3'$ служит делителем света на пучки $1,2$. Пластины $3''$, имеющую такую же толщину, как и пластина $3'$, вводят на пути луча 1 , чтобы создать эквивалентные условия для обоих лучей. При равенстве плеч интерферометра разность хода $\delta=0$. При перемещении зеркала II в положение II' возникает δ , равная удвоенному расстоянию между зеркалами II и II' .

Если зеркало II строго параллельно отображению зеркала I , то на выходе получатся кольца равного наклона. Если воздушная прослойка представляет собой клин, то возникнут полосы равной толщины, максимумы интенсивности которых определяются из условия $\delta=2(l_2-l_1)=m\lambda$, где l_1, l_2 – расстояния от разделительной пластинки до зеркал.

Для измерений широко используются различные модификации интерферометра Майкельсона. В частности, для измерения показателей преломления газов и жидкостей используется интерферометр Жамена, состоящий из двух одинаковых толстых плоскопараллельных пластин из стекла. При изучении аномальной дисперсии используется интерферометр Рождественского, состоящий из двух зеркал и двух параллельных полупрозрачных пластин. Простейшим интерферометром является интерферометр Физо, применяемый главным образом для контроля точности изготовления плоских поверхностей оптических деталей.

Помимо двухлучевых интерферометров, не менее интересными являются многолучевые интерферометры.

Многолучевые интерферометры. Переходя к описанию многолучевых интерферометров, ограничимся элементарной теорией Фабри-Перо. Исследуем интерференцию многих световых пучков, возникающую при прохождении плоской монохроматической волны через плоскопараллельную диэлектрическую пластинку с толщиной l и показателем преломления n . Показатель преломления среды вне пластины $n'=1$ (пластина окружена воздухом) (см. рис. 1.10)

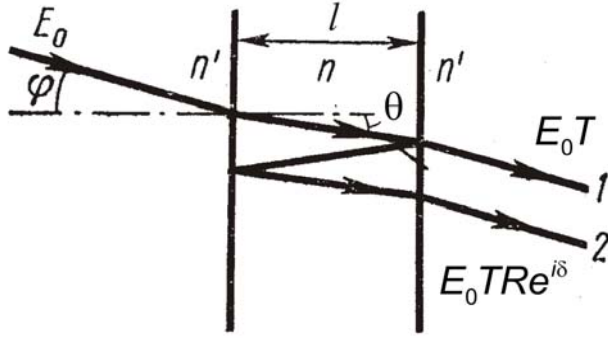


Рис. 1.10. Ход лучей через плоскопараллельную пластинку с учетом многократных отражений

Необходимо учесть интерференцию многих световых волн постепенно уменьшающейся амплитуды, образующихся при многократных отражениях от поверхностей диэлектрической пластины, характеризующихся коэффициентами отражения R и пропускания T . Амплитуды вышедших из пластинки волн равны $E_0 T$, $E_0 T R$, и т.д. Разность фаз между двумя соседними интерферирующими пучками составляет

$$\delta = (2\pi/\lambda_0) 2nl \cos\theta = (4\pi/\lambda) l \cos\theta, \quad (1.28)$$

где λ – длина волны в диэлектрической пластине.

Учтем эту разность фаз введением соответствующего множителя $e^{i\delta}$, тогда суммарная амплитуда напряженности электрического поля прошедшей волны (E_{20})

$$E_{20} = E_0 T [1 + R e^{i\delta} + R^2 e^{2i\delta} + \dots + R^{(N-1)} e^{i\delta(N-1)}] = E_0 T \frac{1 - R^N e^{iN\delta}}{1 - R e^{i\delta}}. \quad (1.29)$$

Если число N интерферирующих пучков достаточно велико, то в пределе получим $E_{20}/E_0 = T/(1 - R e^{i\delta})$. Для вычисления изменения интенсивности света, прошедшего через диэлектрическую пластинку, надо умножить E_{20}/E_0 на сопряженную величину $(E_{20}/E_0)^*$:

$$\frac{I_{np}}{I_{nao}} = \left(\frac{E_{20}}{E_0}\right) \cdot \left(\frac{E_{20}}{E_0}\right)^* = \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \delta / 2} \quad (1.30)$$

Это соотношение называется *формулой Эйри*. Из формулы (1.30) следует, что функция пропускания, а, следовательно, и распределения интенсивности, имеет осциллирующий характер. Интерферирующие пучки усилят друг друга, если разность хода между ними будет равна целому числу волн

$$2l \cos\theta = m\lambda, \text{ где } m = 0, 1, 2. \quad (1.31)$$

Свяжем порядок интерференции и разность фаз между напряженностью поля в соседних пучках соотношением

$$m = (2l \cos \theta) / \lambda = \delta / 2\pi, \text{ получаем } \delta / 2 = m\pi.$$

Из анализа формулы (1.30) следует, что интенсивность максимальна, если $\sin(\delta/2) = \sin(m\pi) = 0$. Интенсивность минимальна при $\sin(\delta/2) = \pm 1$.

Покажем, что функция видимости интерференционной картины Φ и контрастность, определяемая как I_{\max} / I_{\min} , определяются лишь коэффициентом отражения R . Для этого найдем экстремальные значения отношения $I_{\text{пр}} / I_{\text{пад}}$, которые оно принимает при

$$\begin{aligned} \sin(\delta/2) = 0 & \quad \left(\frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{пад}}}\right)_{\text{макс}} = \frac{T^2}{(1-R)^2}; \\ \sin(\delta/2) = 1 & \quad \left(\frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{пад}}}\right)_{\text{мин}} = \frac{T^2}{(1+R)^2}. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\frac{I_{\text{макс}}}{I_{\text{мин}}} = \left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2;$$

что позволяет оценить относительный контраст интерференционной картины

$$\Phi = \frac{2R}{1+R^2}. \quad (1.32)$$

Видим, что картина многолучевой интерференции существенно отличается от картины интерференции двух электромагнитных волн, описываемой зависимостью $\sim \cos^2 \delta$ (см. выражение 1.23). Чем выше коэффициент отражения, тем острее максимумы, разделенные широкими минимумами.

Самым простым и весьма эффективным многолучевым интерферометром является интерферометр Фабри-Перо. Наиболее распространенный воздушный интерферометр Фабри-Перо состоит из двух стеклянных или кварцевых пластинок, расположенных на некотором расстоянии d друг от друга (рис. 1.11)

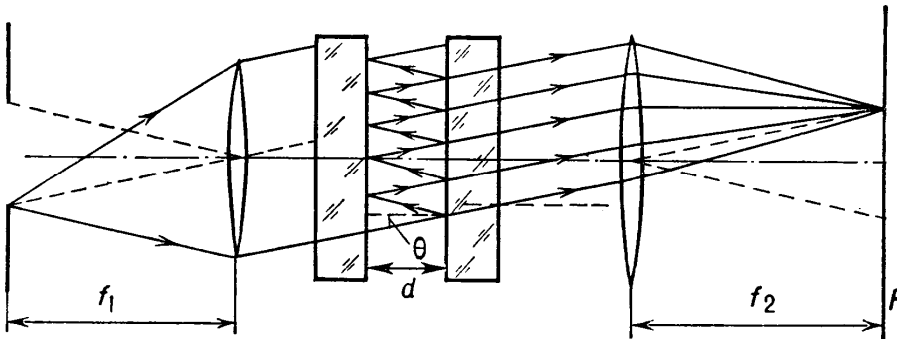


Рис. 1.11. Схема интерферометра Фабри-Перо

На обращенные друг к другу плоскости нанесены высокоотражающие покрытия. Поскольку положение максимумов зависит от угла θ , интерференционная картина имеет форму концентрических колец. Линейное расстояние между

максимумами соседних колец и ширина этих колец уменьшаются с увеличением радиуса (рис. 1.12)

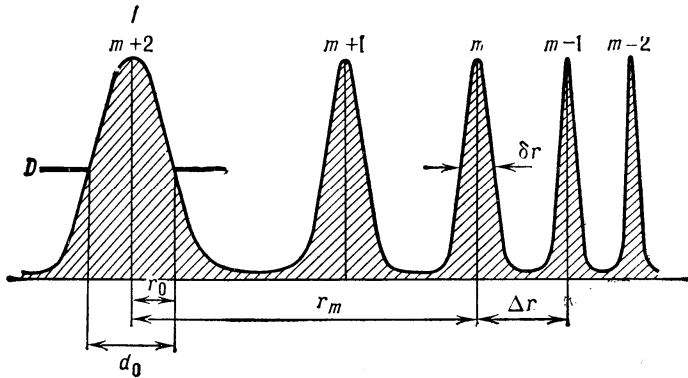


Рис. 1.12. Схема сечения интерференционной картины

Из условия возникновения максимума (1.31) следует, что чем меньше угол θ , тем ближе соответствующий максимум к центру системы интерференционных колец. Вместе с тем, разность хода увеличивается с уменьшением θ , а, следовательно, возрастает порядок интерференции m для исследуемой длины волны. Дифференцируя (1.31) и заменяя бесконечно малое приращение конечным, получаем

$$-2d \sin \theta \delta \theta = \lambda \delta m. \quad (1.33)$$

Полагая $\delta m = 1$, т.е. рассматривая $\delta \theta$ как угол между двумя соседними максимумами, находим

$$\delta \theta = - \frac{\lambda}{2d \sin \theta}. \quad (1.34)$$

Отсюда следует, что чем больше d , тем меньше $\delta \theta$, т.е. тем уже интерференционные полосы.

Кроме того, с увеличением порядка интерференции возрастает «разрешающая» сила. Поэтому выгодно использовать длиннобазовые интерферометры, т.е. работать на высоких порядках интерференции. Однако это не всегда возможно. Дело в том, что ширина исследуемой структуры не должна превышать расстояния между двумя соседними максимумами интерференционной картины. Иначе произойдет наложение структур из двух соседних порядков интерференции. Отсюда получаем условие, связывающее ширину исследуемой структуры и допустимое расстояние между зеркалами интерферометра

$$\Delta \lambda = \lambda / m = \lambda^2 / 2 d, \quad (1.35)$$

где $\Delta \lambda$ является областью дисперсии. Значение $\Delta \lambda$ обычно очень мало: для $d = 0,5 \text{ см}$; $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ $\Delta \lambda = 0,25 \text{ \AA}$

Интерферометр Фабри-Перо широко применяется для исследования тонкой и сверхтонкой структуры спектральных линий, в метрологических измере-

ниях, для исследования параметров лазерного излучения и т.п., используется в качестве оптических резонаторов в лазерах.

Таким образом, интерферометр Фабри-Перо обладает высокой разрешающей способностью, но имеет очень маленькую область дисперсии. Поэтому при работе с ним необходима предварительная монохроматизация, чтобы ширина исследуемого спектра была меньше $\Delta\lambda$.

Высококогерентным источником излучения является лазер. Широкое применение лазеров в измерительных системах предъявляет повышенные требования к стабилизации параметров излучения. Если в области стабилизации частоты излучения достигнуты значительные успехи, то стабилизация энергетических параметров вызывает бóльшие затруднения. Для достижения предельных значений стабильности частоты необходимо стабилизировать энергетические параметры. В свою очередь для стабилизации мощности излучения необходимо стабилизировать частоту излучения.

1.4. Стабилизация параметров лазерного излучения

Различают два типа стабилизации параметров лазерного излучения: пассивная и активная.

К *пассивным методам стабилизации*, т.е. без внешней обратной связи, относятся:

- применение резонаторов жесткой конструкции из материалов с низким коэффициентом температурного расширения и большим значением модуля Юнга. Это инвар, нильвар, кварц, ситалл.

- применение термостатов, тепловых экранов, помещение лазера внутрь вакуумной камеры;

- герметизация оптического пути в резонаторе, включая вакуумирование;

- использование стабилизированных источников питания;

- применение активного элемента переменного сечения.

Пассивные методы стабилизации могут обеспечить нестабильность частоты $\sim 10^{-8}$.

Активная стабилизация осуществляется посредством обратной связи с помощью электронных устройств, вырабатывающих сигнал ошибки сравнением выходного и опорного сигналов.

При построении систем стабилизации мощности излучения необходимо знание амплитуды и спектрального состава флуктуаций, температурные условия. Стабилизацию мощности излучения осуществляют либо вне лазера, либо путем стабилизации параметров лазера. В первом случае мощность излучения регулируется элементами с управляемой прозрачностью. Это различные модуляторы: механические, интерференционные, электрооптические, магнитооптические, акустооптические, электрохромные и другие. Наиболее распространены электрооптические модуляторы на основе кристаллов КДР (KH_2PO_4), АДР ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), ДКДР (KD_2PO_4), ниобата лития (LiNbO_2), танталата лития (LiTaO_2). В зависимости от величины приложенного электрического поля происходит линейное изменение показателя преломления нецентросимметричных кристаллов.

Световой пучок, прошедший сквозь такой кристалл, приобретает фазовый сдвиг, что соответствует фазовой модуляции света. Прозрачность этих кристаллов не зависит от мощности излучения в диапазоне 1-15 Вт, характеризуются малой инерционностью ($\sim 10^{-12}$ с). К недостаткам относится гигроскопичность, свойственная кристаллам, большие потери интенсивности до 30%.

Акустооптические модуляторы (АОМ) имеют малые потери ($\sim 1\%$), малую мощность для управления (единицы Вт), допускают модуляцию мощности до 15 Вт. В АОМ акустическая волна, создаваемая ВЧ-генератором с помощью пьезопреобразователя, распространяется в оптически прозрачной среде, вызывая бегущую периодическую последовательность изменений показателя преломления и создавая дифракционную структуру, на которой дифрагирует световой пучок. Быстродействие АОМ определяется временем прохождения звука через диаметр светового пучка и составляет 10^{-8} - 10^{-7} с. Для модуляции света с фиксированной частотой (например, при синхронизации мод лазера) используют АОМ на стоячей акустической волне. Стоячая акустическая волна возбуждает в среде неподвижную дифракционную решетку, амплитуда которой меняется по гармоническому закону. В качестве материалов для АОМ используются оптические стекла, кристаллы $PbMoO_4$, TeO_2 , а в ИК-диапазоне – Ge и GaAs. На сегодняшний день это наиболее перспективные управляющие элементы.

Ко второй группе относится регулирование тока разряда; магнитного поля, в которое помещен активный элемент; параметров резонатора (перемещение отражателей, пластин внутри резонатора и др.). Иногда это проще, так как потери меньше.

Для получения максимальной мощности излучения обычно работают в многомодовом режиме. Если лазер необходим для измерений, то работают в одномодовом или одночастотном режимах. Селекция поперечных мод легче осуществляется в конфокальном резонаторе (рис. 1.13а). Одним из способов селекции поперечных типов колебаний является выбор такого диаметра активного элемента, при котором он играет роль своеобразной диафрагмы, пропускающей излучение нулевой моды, но не пропускающей моды более высоких порядков.

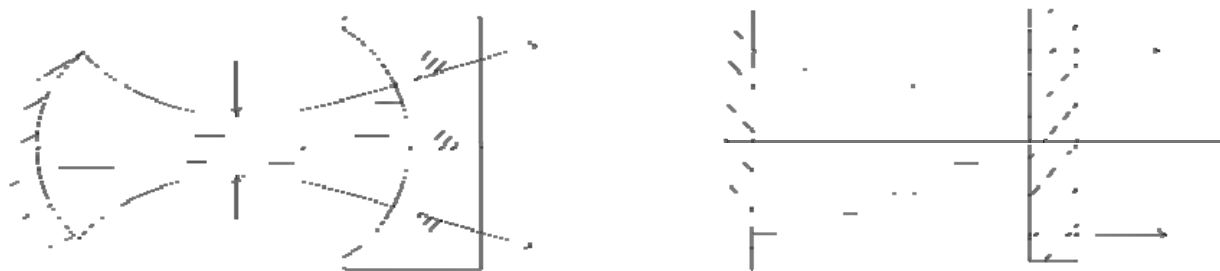


Рис. 1.13. Типы резонаторов: а) конфокальный резонатор; б) резонатор с плоскими зеркалами.

В резонаторе с плоскими зеркалами (рис. 13,б) селекцию поперечных мод осуществить сложнее. Поперечные моды устраняются выбором диаметра активного элемента, использованием конической трубки, установкой диафрагмы в перетяжку резонатора.

Для получения одночастотной генерации уменьшают длину резонатора, увеличивая межмодовый интервал; повышают давление газа в активном элементе; вводят в резонатор ячейку, обеспечивающую насыщенное поглощение излучения.

Стабилизация частоты излучения лазера по провалу Лэмба. Лэмбовский провал был предсказан Лэмба теоретически как явление, имеющее место в любых газовых лазерах, работающих на одной моде при доплеровском уширении линии перехода. Кривая выходной мощности лазера имеет провал на центральной частоте перехода (рис. 1.14)

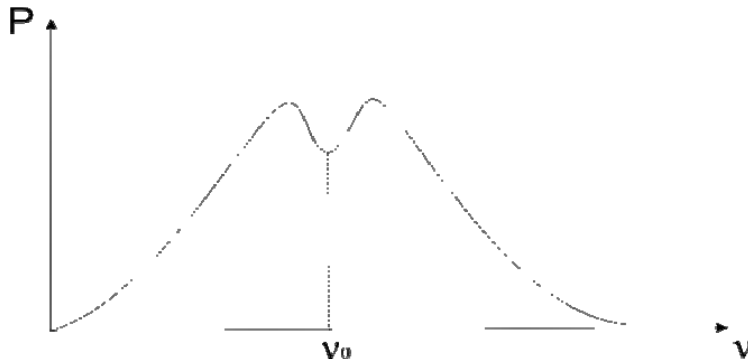


Рис.1.14. Провал Лэмба

Кривая такой формы может быть получена экспериментально при плавном изменении длины резонатора и связана с зависимостью частоты генерации излучения со скоростью движения атомов и наличием оптического резонатора

Явление лэмбовского провала используется для стабилизации частоты лазера. Поскольку его ширина много меньше ширины линии лазерного перехода, положение дна лэмбовского провала фиксируется с высокой степенью точности.

Простейшая функциональная схема стабилизации частоты представлена на рис. 1.15. Одно из зеркал резонатора укреплено на пьезоэлектрическом преобразователе таким образом, что длина резонатора может плавно меняться при приложении напряжения к преобразователю. С помощью электронного устройства обратной связи частоту лазера можно стабилизировать относительно минимума лэмбовского провала.

При этом стабильность и воспроизводимость частоты генерации в *He/Ne*-лазере порядка 10^{-9} . К сожалению, сама частота центрального перехода не является идеально стабильной и зависит от давления газа и силы тока разряда.

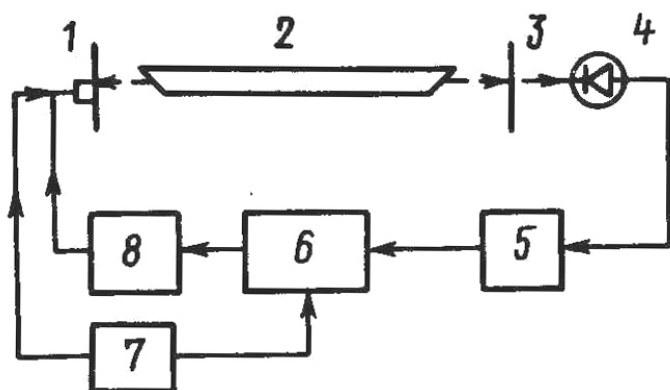


Рис. 1.15. Функциональная схема стабилизации частоты: 1 - пьезопреобразователь; 2 - лазер; 3 - выходное зеркало; 4 - фотоприёмник; 5 - избирательный усилитель; 6 - синхронный детектор; 7 - генератор; 8 - усилитель постоянного тока и интегратор

Лучшую стабилизацию обеспечивает метод *обращенного лэмбовского провала* (см. рис. 1.16). Внутри резонатора помещают кювету с газом, который не подвергается возбуждению. При этом лэмбовский провал образуется, когда линия поглощения этого газа в точности совпадает по частоте с центром линии усиления лазера. Во время генерации лазера поглощение в газе поглотителе должно иметь минимум при $\nu = \nu_0$. Это приводит к максимуму выходной мощности на $\nu = \nu_0$

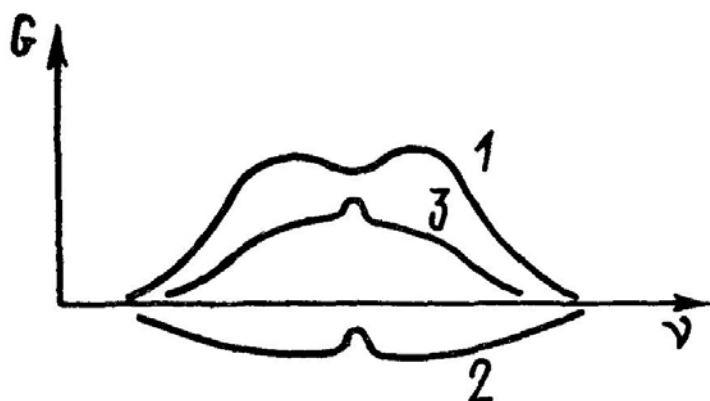


Рис. 1.16. К методу лэмбовского провала с поглощающей ячейкой: 1 - усиление активной среды; 2 - поглощение газа; 3 - суммарное усиление

Положение центральной частоты кривой поглощения газа-поглотителя является гораздо более стабильным, нежели положение центральной частоты линии усиления активной среды (через поглощающий газ не течет ток и по сравнению с активной средой он находится при более низком давлении). Например, *He-Ne/Ne-лазер*.

Газовые лазеры, стабилизированные по насыщенному поглощению в парах йода. Требования, предъявляемые к поглотителю в лазере, включают в себя значительную населенность нижнего состояния; длительное время жизни возбужденного состояния; большую относительную молекулярную массу. Хорошим поглотителем является йод-127 ($^{127}I_2$).

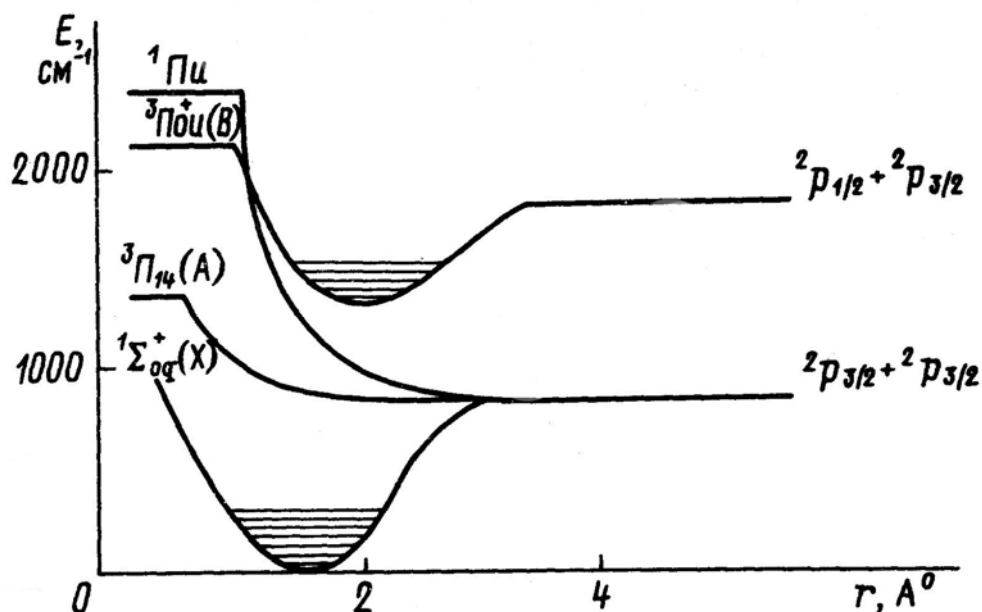


Рис. 1.17. Спектр поглощения $^{127}I_2$.

Его спектр поглощения в видимой области состоит из переходов из основного состояния X в состояния A , B и I (рис. 1.17). Начало этого спектра находится в красной области и соответствует диссоциации молекулы на два атома в нормальных состояниях $^2P_{3/2}^+$, $^2P_{3/2}$. Если электронно-колебательный переход происходит на достаточно высокие колебательные уровни, то молекула йода может диссоциировать на атом в нормальном состоянии $^2P_{3/2}$ и на возбужденный атом $^2P_{1/2}$. Граница схождения системы полос поглощения соответствует диссоциации молекулы на два таких атома. Расстояние от первой границы сплошного спектра в красной области до второй границы равно энергии возбуждения атомного состояния $^2P_{3/2}$.

В результате ядерных квадрупольных взаимодействий в состояниях B и X и магнитных взаимодействий в состоянии B , характерных для молекул йода, линии расщепляются на сверхтонкую структуру. В видимом диапазоне насчитывается около 50000 компонент сверхтонкой структуры $^{127}I_2$.

Функциональная схема стабилизации частоты $He-Ne/^{127}I_2$ -лазера представлена на рис. 1.18. Модуляция частоты излучения лазера осуществляется на первой гармонике опорного генератора системы автоматизированной перестройки частоты, а опорный сигнал синхронного детектора представляет собой третью гармонику. При этих условиях выходной сигнал синхронного детектора соответствует третьей производной контура мощности излучения лазера. Поэтому метод стабилизации частоты излучения лазера по третьей производной называют также методом стабилизации по третьей гармонике. В сигнале третьей гармоники исчезает зависимость мощности излучения лазера от перестройки частоты.

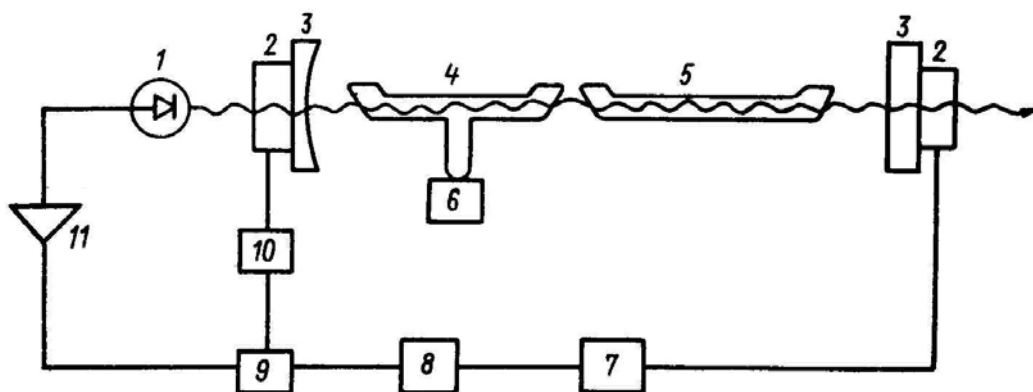


Рис. 18. Функциональная схема стабилизации частоты $He-Ne/^{127}I_2$ -лазера: 1-фотоприёмник; 2-пьезоэлементы; 3-зеркала; 4-поглощающая ячейка с йодом; 5-активный элемент; 6-регулятор температуры отрезка ячейки; 7- опорный генератор; 8-умножитель частоты; 9-синхронный детектор; 10-интегратор; 11-усилитель.

На рис. 1.19 представлена зависимость выходного напряжения синхронного детектора системы автоматизированной перестройки частоты $He-Ne/^{127}I_2$ -лазера от длины волны для двух методов при стабилизации частоты методом: а - первой производной; б - третьей производной.

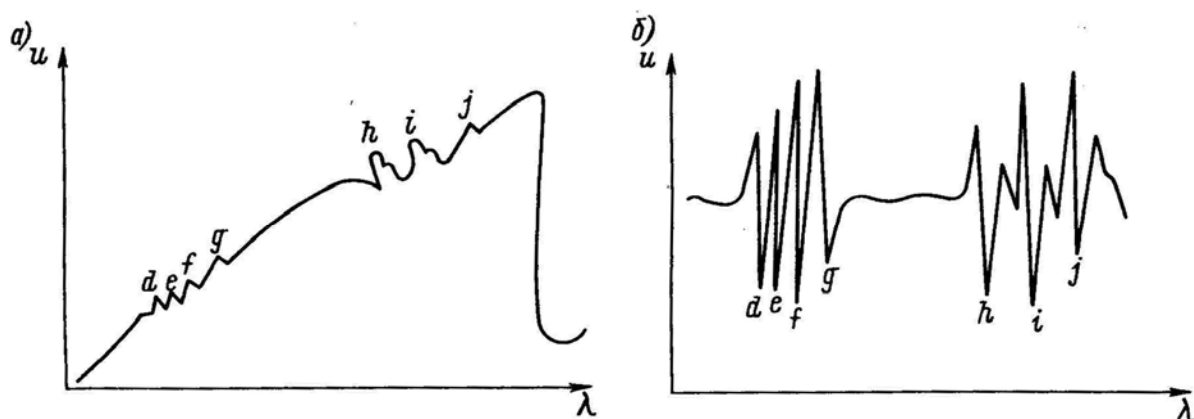


Рис. 1.19. Выходное напряжение синхронного детектора системы автоматизированной перестройки частоты $He-Ne/^{127}I_2$ -лазера для: а) метода первой производной; б) метода третьей производной.

Модуляция частоты излучения лазера приводит к модуляции интенсивности излучения. При небольшом изменении частоты смещение рабочей точки по контуру мощности излучения приводит к гармоническим изменениям интенсивности излучения лазера. Наличие нелинейности на контуре (пика, обусловленного насыщенным поглощением) дает нелинейное изменение интенсивности, т.е. появляются гармоники. Если после фотоприемника сигнал поступает на вход усилителя, настроенного на одну из гармоник, то система автоматизированной перестройки частоты будет реагировать только при настройке на пик. Чем выше гармоника, тем чувствительнее система. Но амплитуда гармоник па-

дает с ростом частоты, поэтому следует ограничиться низкими гармониками. При этом нестабильность частоты излучения составляет 10^{-10} - 10^{-12} .

В дополнение к сказанному следует отметить, что в последние годы, благодаря развитию техники твердотельных лазеров, и в особенности по стабилизации частоты их излучения по линиям сверхтонкой структуры молекулярных йода и цезия, в настоящее время твердотельные лазеры с активными средами, легированными ионами неодима, постепенно заменяют частотно-стабилизированные газовые лазеры во многих задачах метрологии.

Заметим, что при стабилизации частоты, например, *Nd:YAG* лазеров достигнута очень высокая долговременная стабильность: до 10^{-13} - в йоде и до 10^{-11} - в цезии. При этом измерения линий сверхтонкой структуры $^{127}\text{I}_2$ к настоящему времени выполнены с точностью лучше, чем 250 КГц, а частота биений между некоторыми переходами в $^{133}\text{Cs}_2$ и $^{127}\text{I}_2$ - с точностью около 1 МГц.

Абсолютные частоты нескольких сверхтонких компонент спектров поглощения $^{133}\text{Cs}_2$ и $^{127}\text{I}_2$ в последние годы также были измерены с очень высокой точностью - около $1,2 \cdot 10^{-10}$ и $3 \cdot 10^{-9}$ соответственно.

В последнем перечне Международной палаты мер и весов в Париже (Comite Consultatif pour la Definition du Metre), принятом на 9-й сессии палаты 16 сентября 1997 года (Recommendation M1), *Nd:YAG* лазер с удвоением частоты, стабилизированный по линиям молекулярного йода $^{127}\text{I}_2$, признан в качестве основного источника излучения для реализации эталона длины методами оптической интерферометрии. Кроме того, этот лазер был рекомендован для практического применения в задачах измерения расстояний и перемещений, в спектроскопии, атомной и молекулярной физике, а также при определении основных физических констант.

1.5. Прецизионное измерение длин волн

Измерение длины волны источника излучения является важной практической задачей. Иногда требуемая при этом погрешность измерения достигает 10^{-10} - 10^{-12} . Для установления абсолютного значения λ необходимо сравнение ее с первичным эталоном (длина волны спектральной линии $\lambda_{\text{вак}} \sim 6058 \text{ \AA}$ изотопа ^{86}Kr), которое не может быть проведено с точностью, превышающей точность первичного эталона. Небольшая асимметрия линии ^{86}Kr , кривизна зеркал интерферометра определяют относительную погрешность $\sim 10^{-9}$ криптонового эталона лимитирующую возможность более точного измерения длины волны исследуемого лазера. О способах повышения точности самого эталона будет сказано ниже.

Функциональная схема установки для измерения длин волн представлена на рис. 1.20

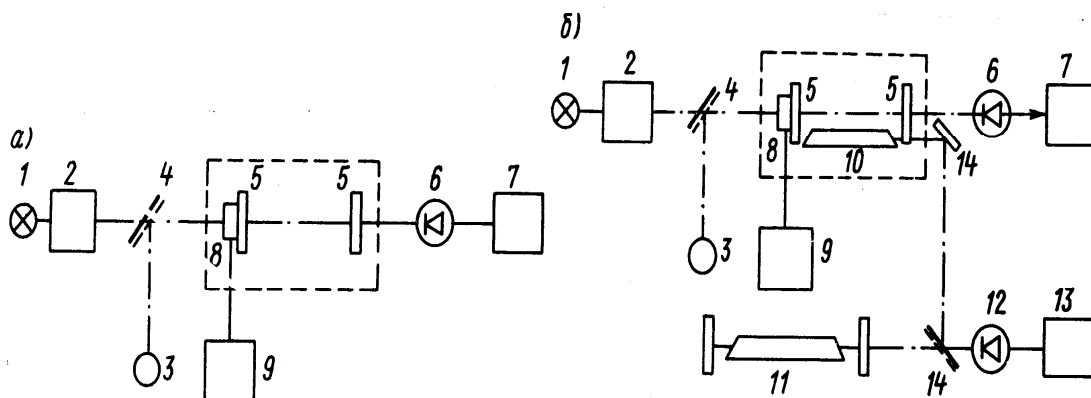


Рис. 1.20. Измерение длины волны: а) принципиальная схема, б) схема со встроенным активным элементом: 1 и 3 - эталонный и поверяемый источники; 2 - монохроматор; 4, 14 - полупрозрачные пластин; 5 - интерферометр Фабри-Перо; 6, 12 - фотоэлементы; 7 - регистрирующая система; 8 - пьезокорректор; 9 - источник питания; 10 - активный элемент; 11 - опорный лазер; 13 - частотомер.

Излучение газонаполненной лампы с изотопом ^{86}Kr (1) через монохроматор (2) направляется в интерферометр Фабри-Перо (5). С помощью пьезокорректора (8) добиваются расположения целого числа длин волн между зеркалами интерферометра и измеряется их число. При этом фотоприемник (7) настраивается на максимум интерференции. Излучение исследуемого лазера (3) направляется в интерферометр. Дробную часть интерференции измеряют перестройкой интерферометра Фабри-Перо так, чтобы в нем укладывалось целое число длин волн источника (3).

Замена криптонового эталона на лазерный $\text{He-Ne}/^{127}\text{J}_2$ - лазер позволила значительно повысить точность измерения длин волн. Заметим, что при независимом определении частоты этого лазера приходилось сравнивать ее с частотой некоторого первичного эталона. В качестве такого «атомного стандарта» в 1966 г. была выбрана частота перехода между двумя сверхтонкими компонентами цезия-133 в нулевом магнитном поле. Эта частота ($\nu_0=9192631770$ Гц) характеризуется максимальной воспроизводимостью. Секунда определяется как единица времени в этой «атомной шкале». Несмотря на трудности измерения частот в оптическом диапазоне, частоту исследованного лазера можно сравнить с частотой атомного стандарта. Для этого было взято несколько промежуточных источников стабильных частот (лазеры на углекислом газе, на парах воды, синильной кислоте, на парах йода, клистроны). Эти сложнейшие измерения были проведены с суммарной относительной ошибкой $\sim 10^{-11}$.

Возвращаясь к устройству для измерения длин волн, отметим, что повысить точность измерения можно применением в качестве эталона стабилизированного лазера, а также встраиванием активного элемента в интерферометр Фабри-Перо, образуя вспомогательный лазер (рис. 1.21б). Изменение длины интерферометра регистрируется как изменение частоты вспомогательного лазера, которое определяется при гетеродинировании с излучением эталонного лазера.

1.6. Метод двухдлинновой интерферометрии

В основе метода двухдлинновой интерферометрии лежит использование так называемой синтезированной длины волны Λ , которая представляет собой комбинацию двух различных длин волн (λ_1 и λ_2) излучения оптического диапазона спектра, связанных между собой следующим соотношением

$$1/\Lambda = 1/\lambda_1 - 1/\lambda_2.$$

Использование в интерферометре излучения с двумя разными длинами волн λ_1 и λ_2 позволяет получить две различные интерференционные картины. В результате переналожения этих картин образуется система муаровых полос, которая эквивалентна системе интерференционных полос, которые возникли бы в том случае, если бы интерферометр работал на одной длине волны Λ .

Такой подход позволяет изменять чувствительность измерительной системы в широких пределах и может быть полезен, в частности, для абсолютных измерений длины (например, длины базы, т.е. расстояния между зеркалами, в крупногабаритных интерферометрах). Дело в том, что при работе на синтезированной длине волны появляется возможность разбить процесс измерений на два этапа: на первом этапе определяется длина больших отрезков (например, десятки метров) с точностью в пределах Λ , а затем проводятся измерения малого отрезка, но уже с субмикронной точностью, что часто требуется на практике.

1.7. Практические примеры

Лазерные стандарты длины и частоты. Наши знания об окружающем мире приобретаются посредством измерений. Чем точнее измерения, тем полнее наши знания. Отсюда и стремление определить исходный эталон длины с очень большой точностью. Для того, чтобы оценить необходимость таких измерений, рассмотрим задачу о прецизионном определении важнейшей константы – скорости света в вакууме.

Опыты по определению скорости света ведутся уже более 300 лет и характеризуются совершенно особыми масштабами. Знание числового значения скорости света важно для всех разделов физики. Более того, она в значительной степени определяет метрику окружающего нас мира, а требование ее неизменности лежит в основе важнейших теорий естествознания. Первая оценка скорости света в вакууме базировалась на астрономических наблюдениях положения спутника Юпитера. Ремер предположил, что свет распространяется с конечной скоростью $3,1 \cdot 10^{10}$ см/с, что противоречило взглядам школы Декарта, согласно которым свет должен распространяться мгновенно. В XIX в. усилиями Физо, Фуко и других физиков были проведены тщательные измерения этой константы. В начале XX в, используя интерферометрический метод, Майкельсон определил скорость света с высокой точностью.

Прогресс лазерной техники позволил существенно повысить точность измерения скорости света в вакууме. При этом проводились независимые измерения длины волны и частоты ($c=\lambda\nu$) специально стабилизированного *He/Ne*-лазера, генерирующего в инфракрасной области спектра ($\lambda=3,39$ мкм). Достижения в измерении частот и длин волн лазеров позволили определить скорость света $c=299792458$ м/с. Точность измерения ограничивается точностью первичного эталона длины – *метра* (за основную единицу длины в 1790г. принят метр – длина десятиmillionной части $\frac{1}{4}$ Земного меридиана, проходящего через Париж. В 1960 г. принято считать метром длину, равную $1650763,73$ длины волны изотопа ^{86}Kr). Оказалось, что значения длин волн, полученные через измерение частоты и указанную скорость света, обладают меньшей погрешностью, чем та, которая достигается сличением с длиной волны ^{86}Kr . В 1983 г. 17-я Генеральная конференция по мерам и весам приняла новое определение метра: *метр - это длина, проходимая светом в вакууме за $1/299792458$ долю секунды.*

Новое определение метра дало возможность по-новому взглянуть на то, что длина и частота не являются независимыми величинами. Частота измеряется с точностью, на несколько порядков превосходящей точность измерения длины, поэтому предложено фактически отказаться от стандарта длины, определяя длину через частоту. При этом появляется возможность существенно повысить точность измерения длины. Единый эталон явится стандартом частоты, излучение которого может быть использовано для измерения длины. Следующим шагом явится создание единого эталона единиц частоты, времени и длины.

Лазерные деформографы. Деформация земной коры происходит вследствие сейсмической активности, тектонических процессов, лунных приливов. Измерения указанных деформаций проводят деформографами. Наиболее распространенные из них представляют собой длиннобазовые интерферометры Майкельсона. В лазерных деформографах база доходит до 1 км. Чем больше база, тем выше чувствительность деформографа. Но при этом растут требования к стабильности оптического пути: стабильности температуры, давления, влажности, показателя преломления среды. Возникает необходимость герметизации оптического пути, его вакуумирования. Такие деформографы располагают обычно в штольнях, где без существенных затруднений в течение 12-24 часов, пока длится эксперимент, поддерживают стабильность температуры $\sim 10^{-2}$ градуса по всей базе интерферометра, а промышленные шумы отсутствуют. Длина интерферометра сократилась до 25 м благодаря введению оптической линии задержки, выполненной в виде двух зеркал с определенными параметрами.

В современных деформографах используется излучение стабилизированных *He/Ne* и твердотельных лазеров, что позволяет обнаружить смещения земной коры с амплитудой 0,01-0,001 мкм.

Лазерные дилатометры. Измерения температурных коэффициентов линейного расширения (ТКЛР) тел также производят интерферометрами. Одним из отражателей интерферометра является торец исследуемого образца. При нагревании длина плеча интерферометра изменяется, что фиксируют традиционными способами. Возможен вариант, когда исследуемый образец служит основой для интерферометра Фабри-Перо. При удлинении образца меняются собст-

венные частоты интерферометра. Перестраивая частоту излучения лазера по максимуму пропускания, определяют величину удлинения образца. Одна из проблем дилатометрии - увеличение длины образца, т.к. с длиной растет порог чувствительности. Обычно это 30 мм, а следует пользоваться 100-150 мм.

Современные дилатометры позволяют измерять ТКЛР с погрешностью 10^{-8} - 10^{-9} . Исследование с их помощью материалов с ТКЛР более 10^{-6} нецелесообразно.

1.8. Интерференционные технологии в научных исследованиях

Рассмотрим возможность использования интерферометрических измерений на конкретном примере исследования динамики локальной деформации поверхности мишени при импульсном лазерном воздействии.

Известно, что при лазерной обработке материалов излучение поглощается и переходит в тепло. Нагретая область расширяется, при этом единственной свободной границей является граница мишень-воздух. Возникают термические напряжения, и происходит деформация поверхности. Важной исследовательской задачей является потребность в количественном измерении величины тепловой деформации поверхности и выяснении характера ее изменения в процессе лазерной обработки. Это оказывается важным и с позиций фундаментальных знаний о взаимодействии лазерного излучения с конденсированными средами и имеет практическую значимость для прецизионной лазерной обработки и изготовления элементов силовой оптики.

Прежде чем перейти к интерферометрическим измерениям проведем теоретический анализ картины напряженного состояния, возникающего в зоне лазерного облучения.

Теоретический анализ локальной лазерной деформации. Пусть металл занимает полупространство $z > 0$, а излучение равномерно освещает круговую площадку радиуса r_0 , тогда через время $t = 10r_0/a$, где a - температуропроводность металла, от начала облучения в металле устанавливается близкая к стационарному распределение температуры $T(r, z)$.

Решение соответствующей задачи термоупругости позволяет вычислить радиальные $\sigma_r(r, z)$ и азимутальные $\sigma_\varphi(r, z)$ напряжения на поверхности среды и вдоль оси симметрии (см. рис. 1.21).

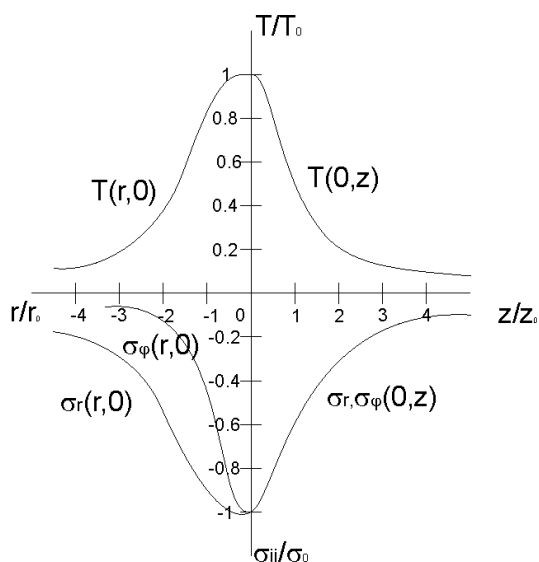


Рис. 1.21. Стационарное распределение температуры $T(r,z)$ и напряжений σ в полупространстве при подводе тепла через круг радиуса r_0 , r - радиальная координата поверхности; z - координата вдоль оси симметрии.

Видно, что напряжения повсюду являются сжимающими: установившееся температурное поле кругового поверхностного источника тепла достаточно медленно изменяется в пространстве и собственное тепловое расширение среды в любой ее точке приводит, вследствие упругой реакции окружающего материала, к таким сжимающим усилиям, которые превосходят растягивающие усилия со стороны более нагретых областей. Максимальные напряжения возникают в центре зоны облучения.

Предельные термические искажения плоской металлической поверхности, нагреваемой непрерывным излучением, сводятся к тому, что эта поверхность в пределах всей равномерно освещаемой круговой площади принимает форму выпуклой сферы с радиусом кривизны поверхности

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{2r_0}{(1 + \mu)\alpha T_0}, & r < r_0 \\ \frac{-2r^2}{(1 + \mu)\alpha T_0 r_0}, & r > r_0 \end{cases}, \quad (1.36)$$

где α - коэффициент линейного расширения; μ - коэффициент Пуассона.

Для измерения величины тепловой деформации воспользуемся методом динамической двухлучевой интерферометрии.

Динамическая двухлучевая интерферометрия при измерении импульсной деформации. На рис. 1.22 приведена схема экспериментальной установки.

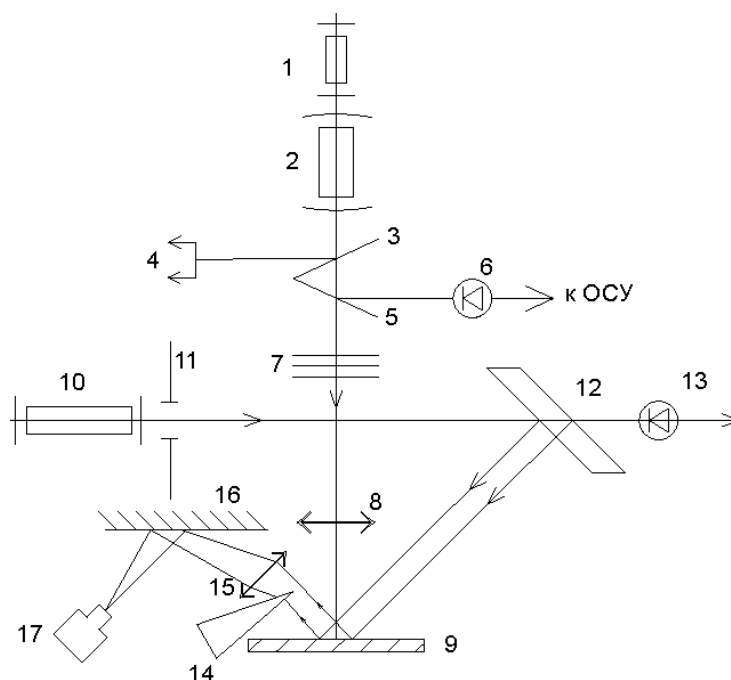


Рис. 1.22. Блок-схема измерения динамики локальной тепловой деформации: 1 - юстировочный *He/Ne* лазер; 2 - *Nd* лазер; 3, 5 – отклоняющие пластины; 4 - измеритель мощности; 6, 13 – фотоэлементы; 7 – фильтры; 8, 15 – объективы; 9 – мишень; 10 – рубиновый лазер; 11 – диафрагма; 12 – плоскопараллельная стеклянная пластина; 14 – оптический клин; 16 – зеркало; 17 – фотокамера.

Излучение лазера на стекле с неодимом фокусируется на мишень. Зондирующий луч рубинового лазера раздваивается путем отражения от двух поверхностей стеклянной пластины. Оба пучка направляются на мишень. Толщина стеклянной пластины и угол наклона рассчитываются так, что один из лучей освещает нагреваемый неодимовым лазером участок мишени, а другой освещает участок вне зоны нагрева. Объектив с большой апертурой проецирует на экран скоростного фоторегистратора изображение нагретого участка и изображение холодного участка мишени. Чтобы их совместить, в отраженный от холодного участка пучок вводится оптический клин. На экране возникает интерференционная картина в виде параллельных полос.

Возникновение интерференции обусловлено тем, что действие интенсивного лазерного излучения на поверхность мишени вызывает разогрев и деформацию облученной зоны ($r_0=300$ мкм), что в свою очередь приводит к появлению разности хода между двумя зондирующими пучками ($r=500$ мкм), отраженными от ненагретого и нагретого участков образца.

Для получения четкой интерференционной картины необходимо обеспечить синхронизацию работы элементов установки. Запуск неодимового и рубинового лазеров осуществляется инициирующим импульсом от скоростного фоторегистратора через линии временных задержек. В течение действия прямоугольного импульса длительностью 4 мс неодимового лазера рубиновый лазер генерирует цуг импульсов ~ 4 нс с частотой 10 кГц. На экране осциллографа ре-

гистрируется положение импульсов рубинового лазера относительно импульса неодимового.

Типичная интерференционная картина представляет собой параллельные полосы, которые по мере нагревания выгибаются в области облучения (см. рис. 1.23).

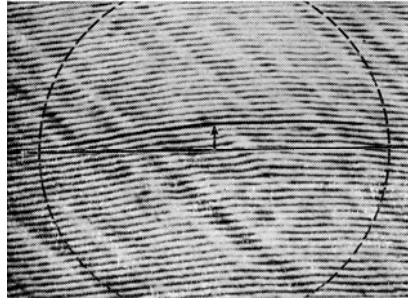


Рис. 1.23. Интерферограмма зоны облучения.

Использование серии коротких зондирующих импульсов рубинового лазера позволяет проследить за кинетикой изменения деформации поверхности в течение греющего лазерного импульса. Имея в качестве начального уровня фронт неискаженной поверхности образца, можно оценить величину стрелки изгиба (h), обусловленного тепловой деформацией $h = \lambda/2(N + \Delta N)$, где N - число полос, ΔN - дробная часть полосы. Сравнение экспериментальных данных с выполненным выше теоретическим рассмотрением позволяет форму изгиба интерференционной полосы в зоне нагрева с хорошей точностью аппроксимировать сферой с радиусом кривизны

$$\rho \sim r_0^2 / 2h. \quad (1.37)$$

Если в качестве мишени взять медное зеркало, то оказывается, что в зависимости от плотности светового потока радиус кривизны изменяется от 1 до 2,4 см. На рис. 1.24 представлена экспериментальная зависимость высоты изгиба в центре пятна от времени в течение действия импульса излучения неодимового лазера при различных значениях плотности светового потока q . Видно, что в начале импульса поверхность постепенно выгибается и к моменту $t = 1-1,5$ мс высота выпуклости в центре пятна стабилизируется.

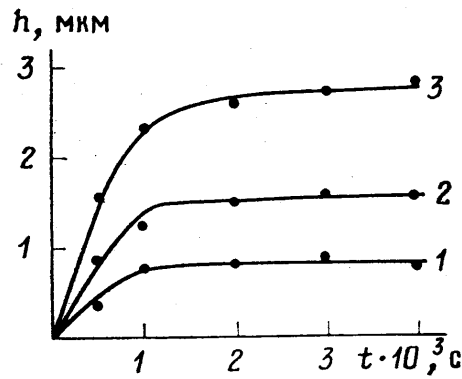


Рис. 1.25. Высота изгиба в центре пятна для q : $q_1=6 \cdot 10^5$ Вт/см², $q_2=10^6$ Вт/см², $q_3=1,8 \cdot 10^6$ Вт/см².

Воспользовавшись формулами (1.36 и 1.37) можно получить связь между величиной стационарной температуры центра пятна T_0 и высотой изгиба интерференционной картины в центре пятна (h)

$$T_0 \sim 4h / [(1 + \mu) \alpha r_0]. \quad (1.38)$$

Согласно экспериментальным данным интерферометрических измерений, при достижении порога плавления на медной мишени максимальный изгиб полос составил $h=2,7$ мкм, что в перерасчете по формуле (1.38) соответствует температуре $T=1050^0$ С. Это в пределах погрешности эксперимента совпадает с температурой плавления меди (1083^0 С).

Таким образом, рассмотренный интерферометрический метод позволяет с хорошей точностью определять деформации и температуру поверхности в течение импульса излучения. Он может быть использован для изучения процессов на поверхности диэлектриков и полупроводников как при воздействии оптического излучения, так и при воздействии потоков энергии другой природы, например, электронных пучков. Полученные результаты способствовали развитию теории локального лазерного плавления, учитывающей наличие дефектов на поверхности, а также пониманию механизмов лазерного микроструктурирования поверхности, о чем будет сказано ниже.

Вопросы для самопроверки

1. Почему различие между временной и пространственной когерентностью в некоторых случаях довольно условно?
2. С какой характеристикой лазерного излучения связана временная когерентность? С какой – пространственная?
3. Выведите условие возникновения интерференции.
4. Каковы основные характеристики интерференционной картины?
5. Как комплексная функция когерентности связана с контрастом интерференционной картины?

6. Чем отличается картина многолучевой интерференции от картины интерференции двух электромагнитных волн?
7. Каким образом с помощью *He/Ne* – лазера можно получить стационарную картину двух пучков света?
8. Какова область дисперсии интерферометра Фабри-Перо?
9. Перечислите типы стабилизации параметров лазерного излучения?
10. Какие свойства $^{127}I_2$ позволили использовать его в качестве поглотителя для стабилизации частоты лазерного излучения?
11. Приведите практические примеры использования интерференционных технологий.
12. Каким образом интерференционная картина двух отраженных лучей связана с распределением термических напряжений в лазерооблученной мишени?

2. ДИФРАКЦИОННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Дифракция света играет в оптике и физике исключительно важную роль; ею определяются предельные возможности оптических приборов, разрешающая сила микроскопов и телескопов, добротность открытых резонаторов и др. Появление лазеров определило новый круг задач и явлений, связанных с дифракцией. Дифракционные технологии зарекомендовали себя как очень ценный инструмент в разнообразных областях измерения малых объектов и расстояний, и как первичный механизм в обработке изображений.

2.1. Приближенная теория дифракции Френеля

Под дифракцией света обычно понимают отклонение от простых законов распространения света, описываемых геометрической оптикой. Закон прямолинейного распространения света в однородной среде предсказывает существование за экраном области тени, резко ограниченной от тех мест, куда свет падает. Но тщательный опыт показывает, что вместо резкой границы между светом и тенью получается довольно сложная картина распределения освещенности, состоящая из темных и светлых полос - дифракционных полос. Дифракция выражена тем сильнее, чем больше длина волны.

Приближенная теория дифракции была создана в начале XIX в. Френелем. Согласно *принципу Гюйгенса-Френеля* каждую точку, в которую пришла волна от источника, можно рассматривать как центр вторичных волн, распространяющихся во все стороны. Полное световое поле является результатом интерференции вторичных волн. Свет должен наблюдаться во всех точках пространства, где при интерференции вторичные волны усиливаются. В тех же местах, где они взаимно гасят друг друга, должна наблюдаться темнота. К огибающей все вторичные волны приходят в одинаковой фазе, и их интерференция приводит к большей интенсивности света. Огибающая задает новое положение волнового фронта. Отсутствие обратной волны обусловлено тем, что вторичные волны, идущие от волнового фронта вперед, вступают в свободное от возмущений пространство, где они интерферируют только друг с другом. Напротив, вторичные волны, идущие назад, вступают в пространство, где уже есть волновое возмущение – прямая волна. При интерференции вторичные волны гасят прямую волну, так что после прохождения волны пространство за ней оказывается невозмущенным. Волна, отделившаяся от источника, в дальнейшем ведет автономное существование.

Запишем высказанные положения на математическом языке. Будем считать, что точечный источник O и $(\cdot)P$ лежат на прямой, проходящей через центр круглого отверстия и перпендикулярной его плоскости. В качестве вспомогательной поверхности S выберем часть сферы радиусом r_0 с центром в источнике, проходящей через края отверстия. Френель предложил приближенный метод вычисления светового поля в $(\cdot)P$, заключающийся в разбиении поверхности S , совмещенной с фронтом падающей волны на так называемые *зоны Френеля*, расстояния от края которых до $(\cdot)P$ отличается на $\lambda/2$ (рис. 2.1). В этом

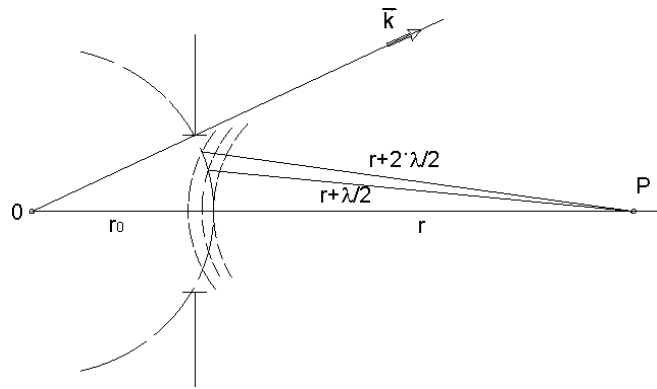


Рис. 2.1. Разбиение поверхности на зоны Френеля

случае в $(\cdot)P$ волны от любых двух соседних зон приходят в противофазе. Вычисление электрической напряженности светового поля в $(\cdot)P$ сводится к суммированию знакопеременного ряда

$$E_p = \frac{4\pi i E_0}{k(r_0 + r)} \cdot e^{ik(r_0+r)} \cdot (K_1 - K_2 + K_3 - \dots), \quad (2.1)$$

где K_n - амплитуда вторичных волн в зонах Френеля.

Освещенность в $(\cdot)P$ определяется числом зон Френеля, перекрываемых экраном или отверстием в экране, а не абсолютными размерами экранов или отверстий.

Введем *параметр дифракции* p как отношение радиуса первой зоны Френеля

$$R_1 = \sqrt{\lambda r_0 r / (r + r_0)} \quad (2.2)$$

к линейному размеру экрана или отверстия

$$p = R_1 / d. \quad (2.3)$$

При $p \ll 1$ число зон Френеля, перекрываемых отверстием велико, дифракционные эффекты незначительны и распределение интенсивности приближенно описывается законами геометрической оптики.

При $p \sim 1$ заметная часть одной зоны или небольшое число зон перекрывает отверстие. Наблюдается сложное распределение интенсивности, называемое *дифракцией Френеля* или дифракцией в сходящихся лучах.

При $p \gg 1$ отверстие перекрывает малую часть 1-ой зоны Френеля. Условие равносильно тому, что расстояния r, r_0 очень велики. Называется дифракцией в параллельных лучах или *дифракцией Фраунгофера*. В этом случае дифракционная картина упрощается. Дифракция Фраунгофера представляет наибольший практический интерес. Обычно ее наблюдают не «на бесконечности», а в фокальной плоскости объектива (рис. 2.2). Линза L_2 собирает в различных участках своей главной фокальной плоскости P все лучи, прошедшие через отвер-

ствие, в том числе и отклонившиеся на угол θ от первоначального положения в результате дифракции.

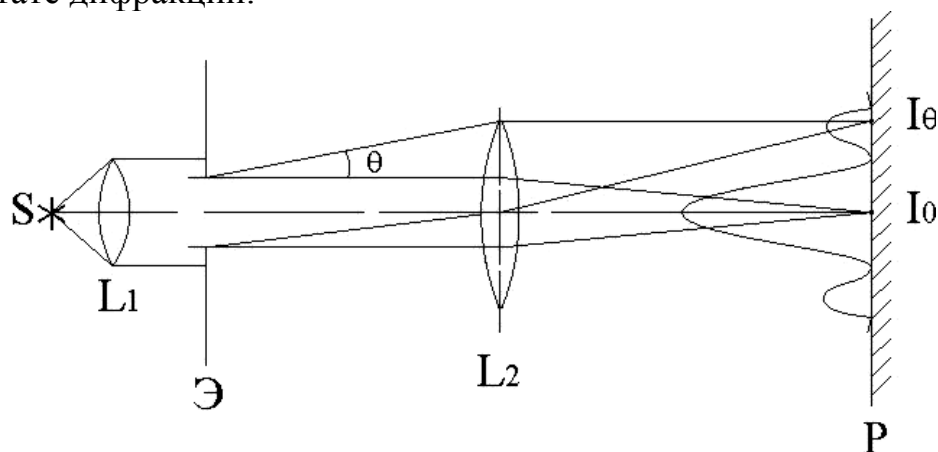


Рис. 2.2. Схема наблюдения дифракции Фраунгофера.

Расчет освещенности дифракционной картины сводится к учету интерференции между фиктивными элементарными источниками, заполняющими изучаемое отверстие в непрозрачном экране. Все они когерентны, поэтому нужно найти амплитуду суммарного колебания, а затем квадрат этой величины, определяющей распределение освещенности в главной фокальной плоскости линзы

2.2. Дифракция света на объектах различной формы

Дифракция плоской волны на щели. Амплитуда плоской волны, распространяющейся под углом θ к оси z равна (см. рис. 2.3)

$$E_{\theta} = E_0 \frac{\sin u}{u}, \quad \text{где } u = \frac{\pi d}{\lambda} \cdot \sin \theta. \quad (2.4)$$

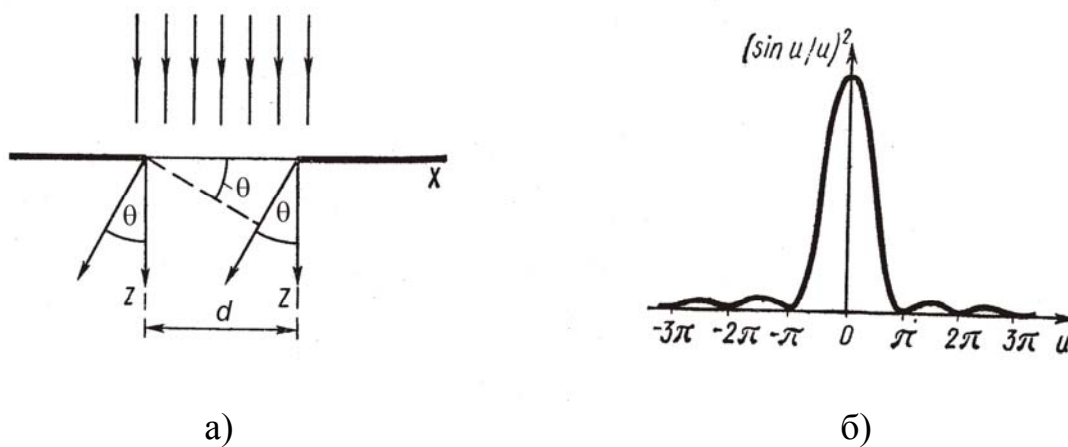


Рис. 2.3. Дифракция плоской волны на щели: а) ход оптических лучей; б) распределение освещенности.

Отсюда интенсивность стационарной дифракционной картины

$$I_{\theta} = \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \quad (2.5)$$

с максимумом в центре $\theta=0$. Условие возникновения минимумов

$$d \sin \theta = \pm m \lambda \quad (2.6)$$

В зависимости от вида отверстия (щель, прямоугольник, круг) меняется характер дифракционной картины, однако общие черты явления сохраняются, например, увеличение угла расхождения дифрагированных лучей при уменьшении размеров отверстия.

Дифракция света на правильной структуре. Практически важная задача. Модельное представление состоит в учете взаимодействия пучков, дифрагировавших на многих однотипных отверстиях в непрозрачном экране. При этом дополнительный дифракционный эффект будет наблюдаться лишь при правильном их распределении, когда расстояние между отверстиями равно друг другу или изменяются по определенному закону. Только в этом случае (при когерентном освещении всей структуры) разность фаз между дифрагированными волнами будет сохраняться неизменной, и интерференционный член будет отличен от нуля.

Если отверстия расположены хаотично, то никакой постоянной разности фаз не будет, интерференционный член обратится в нуль, и складываются интенсивности всех пучков света, которые посылает в данном направлении каждое отверстие. Аналогичная ситуация имеет место при некогерентном освещении правильной структуры, так как и в этом случае разность фаз между дифрагировавшими пучками непостоянна.

Пусть имеется правильная структура из N , параллельных щелей с шириной каждой щели, равной b , и расстоянием между соседними щелями, равным d . Структуру такого типа называют *дифракционной решеткой*, а d – периодом решетки. На структуру падает плоская монохроматическая волна. Найдем интенсивность света I_{θ} , распространяющегося в направлении, составляющим угол θ с нормалью к плоскости, в которой лежат все N щелей (рис. 2.4).

n -я щель пошлет волну вида

$$\frac{E_0}{b} \cdot \exp i[\omega t - k(n-1)d \sin \theta] \int_0^b \exp(-ikx \sin \theta) dx \quad (2.7)$$

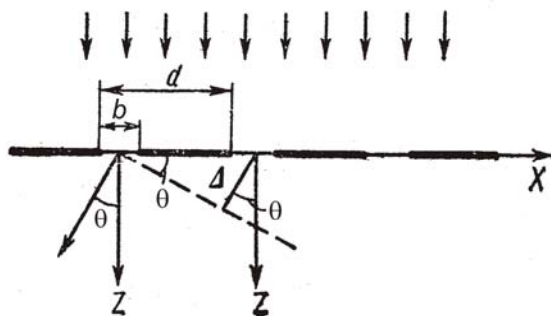


Рис. 2.4. Дифракция Фраунгофера на правильной структуре из N щелей.

Волны, образовавшиеся от всех щелей, когерентны, поэтому складываются напряженности электрического поля. При этом фаза результирующей волны учитывается автоматически

$$\frac{E_0}{b} \cdot \exp(i\omega t) \cdot \sum_{n=1}^N \exp[-ik(n-1)d \sin \theta] \int_0^b \exp(-ikx \sin \theta) dx. \quad (2.8)$$

Учитывая выражение (2.4) для амплитуды дифрагированной волны, а также воспользовавшись формулой для суммы геометрической прогрессии, получаем выражение для интенсивности света, распространяющегося под углом θ к нормали после дифракции на правильной структуре из N щелей

$$I_\theta = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \frac{\sin^2 N\delta}{\sin^2 \delta}, \text{ где } u = \frac{\pi b}{\lambda}, \delta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta. \quad (2.9)$$

Множитель I_0 определяет интенсивность света, излучаемого в направлении $\theta=0$, которая зависит от потока энергии, падающего на решетку света. Множитель $\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$ характеризует распределение интенсивности в результате дифракции плоской волны на каждой щели, а множитель $\frac{\sin^2 N\delta}{\sin^2 \delta}$ учитывает интерференцию между пучками, исходящими от всех щелей.

Если разность хода между волнами, испускаемыми двумя эквивалентными точками соседних щелей $d \sin \theta$, равна целому числу волн $d \sin \theta = m\lambda$, то колебания усилятся. Отсюда

$$\delta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta = \frac{\pi m \lambda}{\lambda} = m\pi,$$

получаем $\sin N\delta = 0$ и $\sin \delta = 0$.

Откуда $\lim_{\sin \delta \rightarrow 0} \frac{\sin N\delta}{\sin \delta} = N$

Окончательно получаем важный результат:

$$(I_{\theta})_{\text{макс}} = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 N^2. \quad (2.10)$$

Видим, что при выполнении условия $d \sin \theta = m\lambda$ интенсивность света, дифрагировавшего на системе из N щелей, возрастает не в N раз по сравнению с интенсивностью света, прошедшего через каждую щель, а в N^2 раз. Это есть прямой результат интерференции дифрагировавших пучков, происходящей при дифракции на правильной структуре.

Если бы N щелей располагались хаотически, интерференционный член равнялся бы нулю и суммарная интенсивность была бы пропорциональна числу щелей неправильной структуры $I \sim N$.

В случае наклонного падения излучения на дифракционную решетку условие максимума интенсивности прошедшего излучения имеет вид

$$d(\sin \theta - \sin \theta') = m\lambda, \quad (2.11)$$

где θ' есть угол направления пучка и направления нормали к решетке, а в случае отражательной дифракционной решетки

$$d(\sin \theta + \sin \theta') = m\lambda. \quad (2.12)$$

Дифракционный метод измерения диаметра проволоки. Используя дифракционную картину, образующуюся при дифракции лазерного пучка на объектах малого размера, можно с высокой точностью измерять размеры этих объектов. В качестве примера рассмотрим процесс измерения диаметра проволоки.

Дифракционная картина от проволоки, помещенной на пути распространения лазерного пучка (диаметр которого превышает диаметр проволоки), представляет собой последовательность пятен, расположенных вдоль прямой линии, перпендикулярной оси проволоки (см. рис. 2.5а).

В центре проектируемой на экран картины находится пятно недифрагированного излучения, а в направлении, перпендикулярном к проволоке, располагаются пятна дифрагированного света, расстояние между которыми обратно пропорционально диаметру проволоки D и изменяется в соответствии с выражением

$$\sin \varphi_n = n\lambda/D, \quad (2.13)$$

где φ_n – угол между направлением на n -е пятно (считая от места расположения оси проволоки) и направлением лазерного пучка, а λ – длина волны лазерного излучения.

Приведенное соотношение можно использовать для определения D по результатам измерения расстояний между пятнами дифрагированного излучения

(эти расстояния могут быть определены при помощи координатно - чувствительного фотоприемника, например, ПЗС-матрицы или линейки).

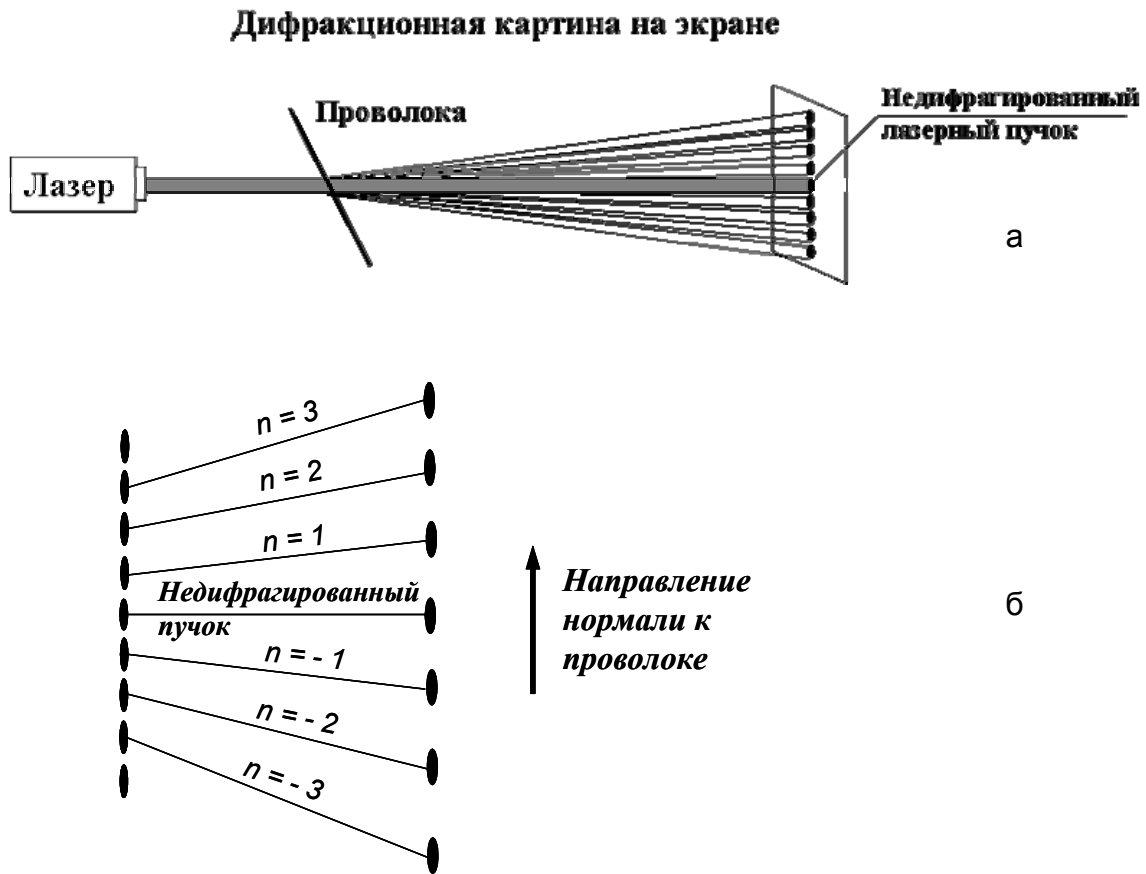


Рис. 2.5. Измерение диаметра проволоки: а) дифракционная картина при фиксированном диаметре проволоки; б) при увеличивающемся диаметре проволоки.

На рис. 2.5а приведена картина, получаемая при фиксированном диаметре проволоки, а на рис. 2.5б показано, каким образом изменяется приведенная картина при увеличении диаметра проволоки. В последнем случае расстояние между пятнами возрастает.

На практике описанный метод позволяет измерять диаметры проволок или волокон порядка 0,0002-0,0003 см с погрешностью около 5%.

Основным достоинством данного метода измерений является отсутствие контакта измерительной аппаратуры с проволокой. Это позволяет контролировать диаметр проволоки в процессе вытяжки в реальном времени, поскольку дифракционная картина не изменяется при перемещении проволоки в продольном направлении.

2.3. Дифракционные технологии в научных исследованиях

Исследование динамики оптических процессов на поверхности полупроводников под действием импульсного лазерного излучения и выяснение возможных механизмов изменения рельефа весьма актуально и обусловлено широким применением лазерной обработки полупроводников в нанoeлектронике, при изготовлении оптоэлектронных устройств. Дифракционные методы в измерениях используются очень давно в тех случаях, когда объект мал, и трудно создать его изображение, не прибегая к очень большому увеличению и высококачественной оптике. Картина дифракции Фраунгофера, ассоциируемая с малым объектом, может быть большой, а размер объекта может быть измерен по дифракционной картине достаточно точно. Кроме того, открывается возможность экспериментально отличить правильное расположение вызывающих дифракцию центров от хаотического их распределения на плоскости, где расстояние между ними лишь в среднем постоянно.

На рис. 2.6 представлена схема измерения динамики рассеянного излучения в зоне Фраунгофера

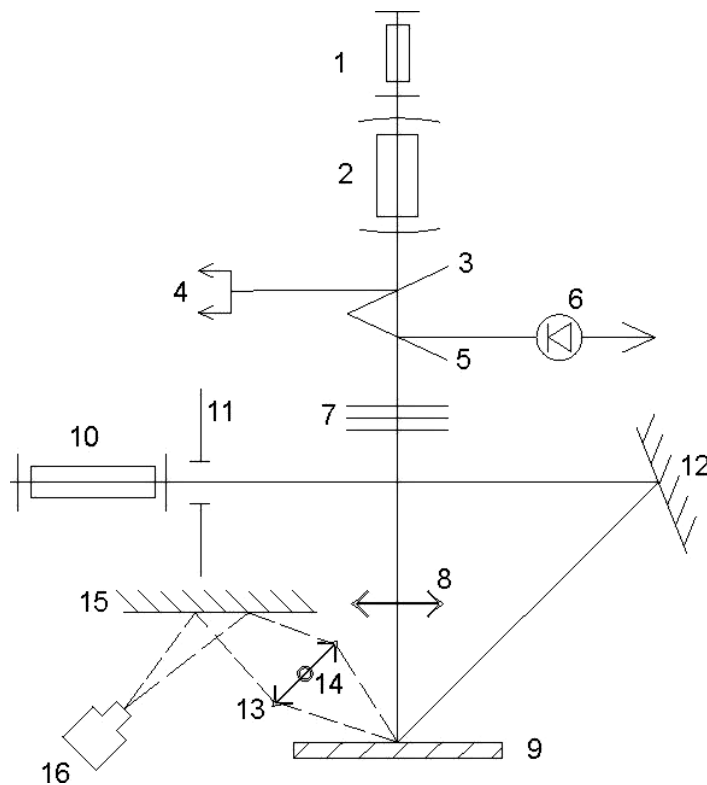


Рис. 2.6. Блок-схема измерения рассеянного излучения в зоне Фраунгофера: 1 – He/Ne лазер; 2 – Nd-лазер; 3, 5 – стеклянные пластины; 6-11 – диафрагмы; 4 – фотозащитный элемент; 7 – набор калиброванных фильтров; 8 – объектив; 9 – мишень; 10 – рубиновый лазер; 12, 15 – зеркала; 13 – широкоформатный объектив; 14 – черный диск; 16 – система регистрации.

He/Ne-лазер (1) используется для юстировки установки, так как излучение лазера на стекле с неодимом (2) находится в ближнем ИК-диапазоне ($\lambda=1,06$

мкм). Часть излучения направляется пластиной (3) на фотоприемник (4) и на вход осциллографа, на экране которого разворачивается импульс неодимового лазера длительностью 4 мс. Диафрагма (6) вырезает в сечении пучка одну моду. Излучение фокусируется объективом (8) на мишень, представляющую собой полированную пластину кремния.

Зондирующий источник - рубиновый лазер с просветляющимся затвором (10) генерирует синхронно с импульсом неодимового лазера цуг коротких импульсов ($\sim 10^{-8}$ с) с частотой следования 10 кГц, которые направляются зеркалом (12) на мишень (9) в зону воздействия силового лазера. В направлении максимума индикатрисы отражения устанавливается объектив с апертурой $\sim 50^{\circ}$ (13), который проецирует на экран скоростного фоторегистратора картину рассеянного сигнала в зоне Фраунгофера. Установленный по центру объектива черненый диск (14) убирает зеркальную компоненту отражения. На фотопленке фиксируется картина рассеяния в начале, середине и конце действия импульса лазера на неодимовом стекле.

На рис. 2.7а представлено наблюдаемое изменение диффузионного сигнала. Через несколько сотен микросекунд от начала импульса возникает интенсивное диффузное рассеяние в телесном угле $\sim 40^{\circ}$. К моменту $t \sim 0.8$ мс на фоне диффузного рассеяния появляется рефлекс в виде креста. К моменту $t \sim 1.2$ мс на эту картину накладывается второй "крест", повернутый относительно первого на угол 45° . Именно из него через 1,8 мс от начала действия импульса формируется стационарная картина рефлексов, а первоначальный крест и вызвавшая его структура исчезают.

Формируется четкая дифракционная картина:

- в центре находится главный максимум I_0 ;
- максимумы первого порядка I_1 , $m = \pm 1$ расположены симметрично относительно центрального максимума.

Расшифровка наблюдаемой картины говорит о том, что на поверхности мишени под действием лазерного импульса формируется правильная структура в виде двух решеток, расположенные под углом 90° друг к другу, на которых происходит дифракция. Согласно условию дифракции для наклонного падения в случае отражательной дифракционной решетки (2.12) можно оценить период решеток: для $\theta = 45^{\circ}$, $\theta' = 60^{\circ}$, $\lambda = 0,69$ мкм получаем период решеток $d = 3,7$ мкм. Кроме того, видно, что дифракционные рефлексы связаны с кристаллографическими направлениями поверхности кремния: для кремния с ориентацией $\langle 111 \rangle$ получены одномерные решетки, развернутые под углом 60° друг к другу (см. рис. 2.7б).

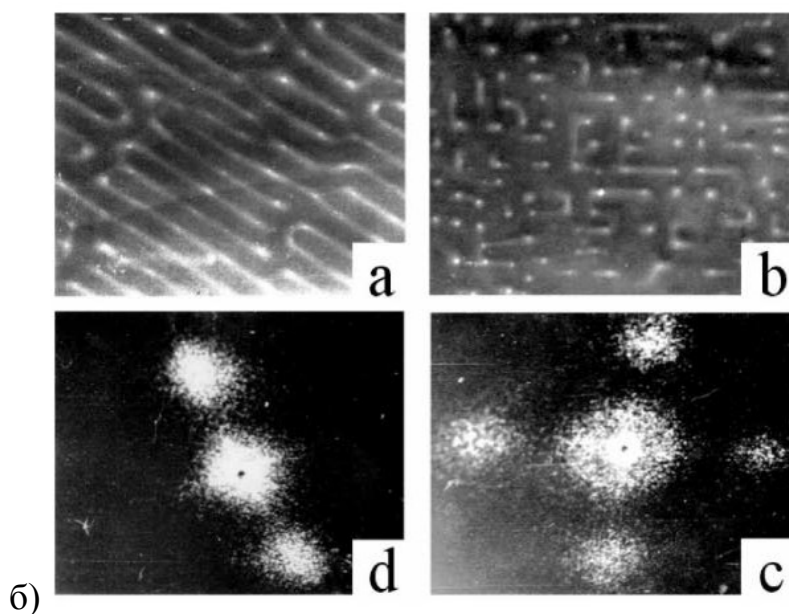
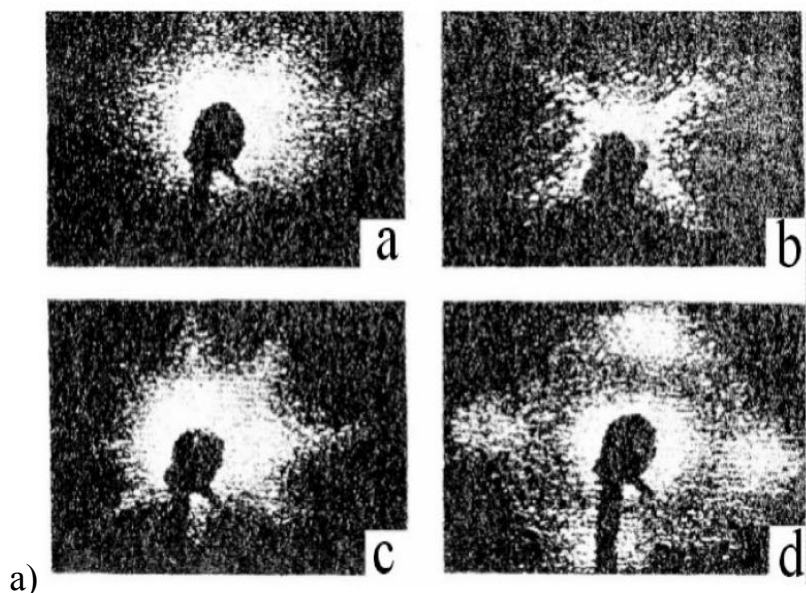


Рис. 2.7. Изменение дифракционной картины в процессе облучения поверхности *Si* импульсом лазера на неодимовом стекле:

а) эволюция дифракционной картины рассеянного сигнала в течение действия лазерного импульса длительностью 4 мс. Время от начала генерации: а – 0.3 мс; б – 0.8 мс; с – 1.2 мс; д – 1.8 мс;

б) поверхности микроструктурированного кремния и соответствующие им картины стационарных рефлексов для ориентаций <111> (а, б) и <100> (с, д).

Проведенный анализ экспериментальных данных позволяет следующим образом интерпретировать лазеронаведенные структурные изменения на поверхности кремния. В процессе нагревания лазерным излучением появляется и возрастает шероховатость поверхности; при этом она носит хаотический характер. По мере нагревания выявляются два преимущественных взаимноперпендикулярных направления в распределении рельефа, расположенных под углом 45° к кристаллографическим осям. Далее возникают еще два преимущественных

взаимноперпендикулярных направления в расположении рельефа - вдоль кристаллографических осей. При этом образуется рельеф со структурой, содержащей непрерывный набор периодов, минимальное значение которых составляет несколько микрон. И, наконец, "выживают" структуры с наиболее коротким шагом (3,7 мкм), ориентированные вдоль кристаллографических осей.

Если дополнить результаты, полученные из дифракционных измерений, результатами интерферометрических измерений тепловой деформации кремния, представленными в предыдущей главе, то формируется некая «термомеханическая» модель самопроизвольного микроструктурирования кремния под действием лазерного излучения: кремний уже в начале импульса при нагревании до 300-500С переходит в пластическое состояние; пластичность сопровождается генерацией дислокаций и скольжением их вдоль определенных кристаллографических направлений; тепловая деформация поверхности заставляет выстраиваться линейные дефекты перпендикулярно искривленной поверхности; образование ориентированных линейных дефектов модулирует нагрев поверхности полупроводника и способствует созданию упорядоченной пространственной структуры; при этом шаг рельефа определяется величиной тепловой деформации поверхности.

Таким образом, исследование динамики дифракционной картины в процессе лазерной обработки позволяет проследить за процессом самомодификации поверхности полупроводника и определить ее механизм. Знание физических механизмов самоорганизации, а также развитие лазерной техники ультракоротких импульсов позволило создать новую фемтосекундную технологию лазерного микро-, наноструктурирования поверхности без привлечения многостадийных фотолитографических операций.

2.4. Дифракционные технологии в нелинейных оптических средах

В нелинейных оптических средах под действием мощного лазерного излучения обнаружены явления самодифракции. К ним, в первую очередь, относятся: самофокусировка, самодефокусировка, самомодуляция и т. п. Характерным для таких эффектов является изменение пространственной и временной структуры поля светового пучка вследствие наведения в среде самим пучком оптических неоднородностей. По этой причине дифракция волн, испытывающих самовоздействие, протекает совершенно иначе, чем в линейной среде. Для лучшего понимания закономерностей самодифракции вернемся к рассмотрению дифракции в линейных средах, но уже с позиций волновых пучков.

Некоторые черты дифракции в линейных средах с позиций волновых пучков. Среди разнообразных дифракционных явлений важное место занимает распространение световых пучков, поперечные размеры ($2r$) которых во много раз превосходят длину волны $2r \gg \lambda$. Такие пучки называются *волновыми*. Они обладают малой угловой расходимостью $\theta \sim \lambda/2r$ и большой дифракционной длиной $l_d \sim r^2/\lambda$. Если излучение имеет длину волны $\lambda = 1$ мкм и поперечный размер пучка $r = 1$ см, то $\theta \sim 10^{-4}$ рад, а $l_d \sim 100$ м. Это означает, что сечение пучка мало изменяется на расстояниях порядка сотен метров. Столь узкая направленность

волновых пучков определяет их широкое применение для передачи волновой энергии на большие расстояния, для локации удаленных объектов и огромной концентрации энергии.

Для описания дифракции плоских монохроматических волн мы ранее рассмотрели интегральный метод Френеля, трактующий дифракционную картину как результат интерференции волн, идущих от вторичных точечных излучателей. Существует и другой подход, основанный на идее Юнга о поперечной диффузии лучевых амплитуд. Применительно к задачам дальнего распространения радиоволн над земной поверхностью Леонтович и Фок вывели для лучевой амплитуды упрощенное дифференциальное уравнение параболического типа с мнимым коэффициентом диффузии $D = \lambda/4\pi i$. Последнее приближение приводит к тому, что при диффузии амплитуды из одной лучевой трубки в соседнюю меняется фаза волны. В результате меняется не только амплитудный профиль, но и волновой фронт пучка. После создания лазеров и становления нелинейной оптики метод параболического уравнения стал незаменимым инструментом в теории дифракции световых пучков. Лазерный импульс прекрасно описывается волновым пучком. Раздел волновой оптики, изучающий дифракцию волновых пучков, называется *квазиоптикой*.

Поперечный радиус дифрагирующего пучка (r), составляющий на входе в среду r_0 и сферический волновой фронт с радиусом кривизны (F), меняется с расстоянием z по закону:

$$r^2(z) = r_0^2 \left[(1 - z/F)^2 + z^2/l_d^2 \right], \quad (2.14)$$

где $l_d = kr_0^2/2$ – дифракционная длина пучка, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

При переходе к геометрической оптике $\lambda \rightarrow 0$, $l_d \rightarrow \infty$, $r(z) = r_0(1 - z/F)$ – лучи являются прямыми линиями.

В отсутствии дифракции параллельный пучок с $F \rightarrow \infty$ сохраняет свой поперечный размер неизменным; сходящийся пучок с $F > 0$ фокусируется в точку, а расходящийся – монотонно расширяется.

В дальнем поле пучок имеет геометрическую расходимость

$$\theta_g = r_0/|F|.$$

При учете дифракции полная угловая расходимость

$$\theta_w = \sqrt{\theta_d^2 + \theta_g^2}$$

складывается из дифракционной

$$\theta_d = \lambda/\pi r_0$$

и геометрической расходимостей. При этом параллельный пучок:

- сначала проходит прожекторную зону (ближнее поле с $z \ll l_d$), в которой амплитудный профиль практически не меняется $r(z) = r_0$;
- затем проходит область дифракции Френеля с $z \sim l_d$, где пучок заметно уширяется;
- и, наконец, при $z \gg l_d$ входит в зону дифракции Фраунгофера. В дальнем поле формируется расходящийся пучок $r = \theta_d z$ (рис. 2.8, кривая 1)

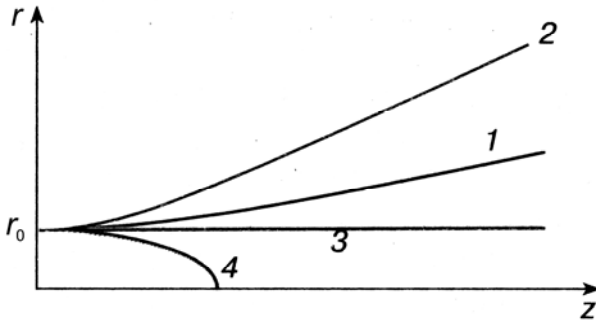


Рис. 2.8. Изменение ширины волнового пучка при дифракции в линейной (1) и нелинейных (2-4) средах.

Согласно (2.14) ширина сходящегося пучка достигает минимальной величины $r_\omega = \lambda / \pi \theta_\omega$ в перетяжке, расположенной в сечении $z_\omega = F \theta_g^2 / \theta_\omega^2$. Продольный размер фокальной области $l_\omega = k r_\omega^2 / 2 = \lambda / \pi \theta_\omega^2$ называется в теории лазеров конфокальным параметром. Если на пути пучка ($\lambda = 1$ мкм, $r = 1$ см) установить линзу с $F = 30$ см, то получим $r_\omega = 10$ мкм и $l_\omega = 300$ мкм, т.е. пучок сжимается линзой в тысячу раз.

Если на пути параллельного пучка поставить рассеивающую линзу с $F < 0$ то радиус пучка будет монотонно расти, причем быстрее, чем при дифракции параллельного пучка. В дальнем поле $r(z) = \theta_\omega \cdot z$, где θ_ω определяется тем же выражением, что и для сходящегося пучка.

Самодефокусировка световых пучков. Показатель преломления нелинейной среды можно представить в виде

$$n = n_0 + n_{nl} |E_0|^2, \quad (2.15)$$

где n_0 - показатель преломления в линейном приближении, n_{nl} определяет самодействие среды и зависит от ее механизма нелинейного отклика; $|E_0|$ - комплексная амплитуда электрического поля световой волны $E_0 = |E_0| \exp(-i\Phi)$, Φ - функция волнового фронта.

В простейшем случае

$$n_{nl} = n_2 |E_0|^2 + n_4 |E_0|^4 + \dots \quad (2.16)$$

В основе зависимости показателя преломления от интенсивности поля лежат разнообразные физические механизмы. Так в сильном электрическом поле световой волны частота колебаний атомов и молекул становится зависимой от амплитуды поля. Нелинейный отклик ряда веществ может быть связан с переориентацией анизотропных молекул. В газах можно наблюдать резонансную нелинейность, связанную с различием поляризуемостей атомов на основном и возбужденном уровнях. Большой вклад в нелинейность среды дают тепловые эффекты.

Нелинейная среда, показатель преломления (2.15) которой уменьшается с ростом интенсивности поля ($n_{nl} < 0$) выступает в роли рассеивающей (отрицательной) линзы (рис. 2.8, кривая 2). Различают случаи тонкой и толстой дефокусирующей линзы.

Тонкая нелинейная линза. Если толщина слоя много меньше нелинейного фокусного расстояния, то сечение пучка остается практически неизменным, а меняется лишь волновой фронт

$$\Phi_{nl} = lk_0 n_{nl} |E_0|, \quad (2.17)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме; $|E_0|$ – амплитудный профиль пучка на входе в нелинейную среду.

Лазерные пучки обычно характеризуются гауссовым распределением амплитуды. Самовоздействие таких пучков сопровождается нелинейными сферическими aberrациями, связанными с тем, что волновой фронт на выходе из нелинейной среды имеет несферическую форму (2.17). Это приводит к возникновению характерной кольцевой структуры поперечного распределения интенсивности в дальнем поле. Общее число светлых колец зависит только от набега фазы в центре волнового пучка

$$N = |\Phi_{nl}(0)| / 2\pi = |n_{nl} E_0^2(0)| l / \lambda_0 \quad (2.18)$$

Нелинейная расходимость, определяемая угловым радиусом внешнего светлого кольца, пропорциональна числу колец $\theta_{nl} = 4N\theta_d$.

Тонкую линзу удобно характеризовать фокусным расстоянием

$$F_{nl} = -r_0 / \theta_{nl}.$$

Чем больше мощность светового пучка, тем больше нелинейная расходимость и тем больше число дифракционных колец.

Толстая нелинейная линза. Пучок значительно расплывается уже внутри самого слоя. Фокусное расстояние такой линзы меньше толщины слоя $F_{nl} < l$.

Для строгого описания эффекта дефокусировки привлекают теорию нелинейной дифракции. В протяженном нелинейном слое дефокусировка описывается параболическим уравнением, в котором учитываются наведенная пучком неоднородность среды через нелинейную добавку n_{nl} к показателю преломления и дифракция волнового пучка через поперечную диффузию лучевой амплитуды

с мнимым коэффициентом диффузии $D=\lambda/4\pi i$. Приближенное решение параболического уравнения для локальной нелинейности $n_{nl}=n_0 |E_0|^2$ позволяет получить формулу для ширины пучка

$$r^2(z)=r_0^2[(1-z/F)^2+(1+P_0/P_c)z^2/l_d^2], \quad (2.19)$$

где P_0 - мощность гауссовского пучка; P_c - характерная мощность самовозбуждения. Лазерное излучение ($\lambda=1$ мкм) в среде с керровской нелинейностью $n_2=10^{-11}$ СГСЭ имеет $P_c\sim 1$ кВт; в жидких кристаллах с $n_2=10^{-4}$ СГСЭ $P_c\sim 10^3$ Вт.

Из (2.19) следует, что эффект самодефокусировки складывается с классическим дифракционным расплыванием. Толстая нелинейная линза характеризуется фокусным расстоянием $F_{nl} = -l_d \sqrt{\frac{P_c}{P_0}}$.

Если пучок фокусируется внутри дефокусирующей среды, то в геометрическом фокусе плотность мощности равна

$$I_F=(\pi\theta_g/\lambda)^2 P_0 P_c/(P_0+P_c). \quad (2.20)$$

Видно, что при $P_0 \gg P_c$ интенсивность насыщается и перестает зависеть от входной мощности пучка. На этом принципе работают специальные фильтры из нелинейных стекол, предохраняющие оптические устройства от повреждения интенсивным лазерным излучением.

Тепловая дефокусировка. На практике наиболее часто проявляется тепловая дефокусировка. Нагрев среды при поглощении света приводит к изменению плотности вещества и, как следствие, показателя преломления

$$n_{nl}=(dn/dT)(T-T_0), \quad (2.21)$$

где T_0 – равновесная температура, T – температуры среды, в которой источником тепла является световой пучок. В этом случае нелинейная добавка к показателю преломления оказывается пропорциональной коэффициенту поглощения среды (α) и квадрату амплитуды электрического поля световой волны $n_{nl}\sim\alpha|E_0|^2$.

Дефокусировка развивается в средах с $\frac{dn}{dT} < 0$.

Вследствие поперечной термодиффузии критическая мощность тепловой дефокусировки зависит от ширины пучка. В опытах с жидкостями $P_c\sim 10^2$ Вт

Тепловая линза имеет конечное время установления, равное времени диффузии тепла поперек пучка

$$\tau_T = \rho c_p r^2 / \chi,$$

где ρ - равновесная плотность вещества, c_p - удельная теплоемкость, χ - коэффициент теплопроводности.

Если длительность излучения $\tau \gg \tau_T$, то наблюдается стационарная дефокусировка. Лазерные импульсы малой длительности $\tau \ll \tau_T$ нагревают среду пропорционально времени воздействия, поэтому нелинейная расходимость пучка при нестационарной дефокусировке пропорциональна поглощенной энергии. Нестационарная тепловая нелинейность меньше стационарного отклика в τ/τ_T раз.

В твердых телах дефокусировка приобретает сложный вид из-за появления термоупругих напряжений, наведенного двулучепреломления и т.д. Тепловая дефокусировка является одним из основных нелинейных эффектов в оптике атмосферы. Она ограничивает предельные возможности передачи большой энергии на дальние расстояния с помощью лазерных пучков.

Самофокусировка волновых пучков. Самофокусировка заключается в самопроизвольной концентрации энергии светового пучка в нелинейной среде с $n_{nl} > 0$.

В тонком нелинейном слое толщиной $l \ll F_{nl}$ самофокусировка проходит во многом аналогично дефокусировке, только в случае фокусировки лучи, пройдя слой, сначала сходятся в фокальной плоскости, а затем уходят в дальнее поле. При внутренней самофокусировке размер пучка описывается формулой

$$r^2(z) = r_0^2 \left[(1 - z/F)^2 + (1 - P_0/P_c) z^2 / l_d^2 \right]. \quad (2.22)$$

По сравнению с выражением (2.19) знак, характеризующий направление нелинейной рефракции, стал отрицательным. Это кардинально меняет картину самовоздействия. При малой мощности ($P_0 \ll P_c$) происходит частичная компенсация дифракционной расходимости. Если мощность пучка равна мощности самофокусировки ($P_0 = P_c$), то, как видно из (2.22), поперечный радиус пучка не меняется с расстоянием – возникает волноводное распространение пучка (рис. 2.8, кривая 3). Нелинейный волновод в самофокусирующей среде называют также *пространственным солитоном*. Наконец, пучок большой мощности ($P_0 > P_c$) испытывает самофокусировку (рис. 2.8, кривая 4).

В отличие от линейного случая (2.14) при самофокусировке сжатие пучка носит лавинообразный характер – лучи при подходе к фокусу $z_F = l_d / \sqrt{P_0 / (P_c - 1)}$ все более изгибаются и входят в него почти под прямым углом к оси пучка, при этом поле неудержимо устремляется к бесконечности, несмотря на противодействие дифракции.

Если световой пучок сфокусировать внутрь среды, то при выполнении условия ($P_0 = P_c$) коллапс возникает в точке линейного геометрического фокуса $z = F$. Коллапс может привести к оптическому пробое вещества.

Таким образом, мощный лазерный пучок как бы подавляет дифракцию, и его поведение во многом определяется законами нелинейной геометрической оптики.

Более детально картина самофокусировки была исследована с помощью численного решения параболического уравнения. Наблюдалась многофокусная картина самофокусировки, которая проявляется в том, что с увеличением мощ-

ности пучок разбивается на кольца вследствие нелинейных сферических аберраций, и каждое кольцо фокусируется вслед предыдущему. В результате на оси пучка возникает не один, а цепочка нелинейных фокусов.

2.5. Дифракционные технологии для измерения оптических характеристик нелинейных веществ

Интерес к вопросам самофокусировки и дефокусировки связан, прежде всего, с проявлением нелинейных эффектов при распространении мощного лазерного излучения в оптически прозрачных средах. Явление самодифракции можно использовать в качестве простого метода измерения нелинейных и ряда линейных оптических характеристик различных веществ.

Метод основан на измерении нелинейной расходимости лазерного пучка, прошедшего через образец толщиной l (см. рис. 2.9)

$$\theta_{nl} = -\theta_{\omega} \Phi_{nl}(0) \quad (2.23)$$

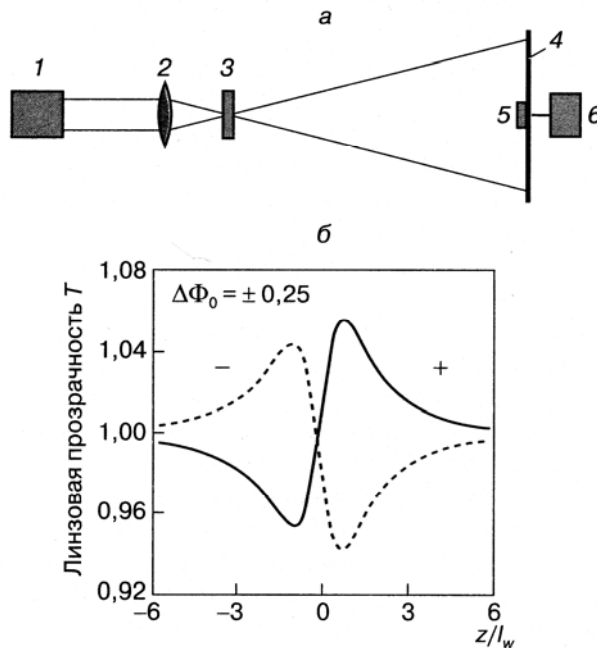


Рис. 2.9. Схема эксперимента по наблюдению самодифракции (а) и зависимость линзовой прозрачности (T_l) от положения образца (z/l_w) (б): а) 1 - лазер; 2 - фокусирующая линза; 3 - образец (нелинейная среда); 4 - экран; 5 - фотодетектор; 6 – регистрирующее устройство; б) сплошная линия – для самофокусирующего образца; пунктирная – для дефокусирующего образца.

В дальнем поле пучок имеет полную расходимость $\theta_{\omega}^2 + 2\theta_{nl}\theta_g + \theta_{nl}^2$. Изменение интенсивности пучка характеризуется отношением поперечных площадей сечений пучка (квадратов расходимостей) при наличии образца и без него, которое называется линзовой прозрачностью

$$T_l = 1 + \frac{2\theta_{nl}\theta_g}{\theta_\omega^2} + \frac{\theta_{nl}^2}{\theta_\omega^2} . \quad (2.24)$$

Для малой нелинейной расходимости

$$T_l = 1 - \frac{2\left(\frac{z}{l_\omega}\right)\Phi_{nl}(0)}{(l_z^2/l_\omega^2)(1+3z^2/l_\omega^2)} . \quad (2.25)$$

Из анализа выражения (2.25) следует, что максимальное изменение расходимости пучка и, соответственно, прозрачности достигается при помещении образца не в перетяжку, где поле максимально, а на расстоянии $z_m \sim l_\omega$ как перед перетяжкой, так и за ней. При этом для самофокусирующего образца перед перетяжкой наблюдается впадина, а за перетяжкой – вершина. Если имеет место дефокусировка, то впадины и вершины меняются местами (см. рис. 2.9б). Разность максимальной и минимальной величин прозрачности ΔT_l позволяет определить нелинейный набег фазы $|\Phi_{nl}(0)| = kl|n_{nl}| = 0.4\Delta T_l$, а через него коэффициент нелинейности среды. При измерении тепловой нелинейности, обусловленной стационарным нагревом среды непрерывным лазерным пучком, получаем

$$|n_{nl}| \sim |dn/dT| \alpha I_\omega / \chi, \quad (2.26)$$

где I_ω – интенсивность светового пучка.

Очевидно, с помощью тепловой самофокусировки и дефокусировки можно измерять коэффициент поглощения (α), температурный градиент показателя преломления dn/dT , теплофизические параметры вещества.

В оптических экспериментах изменение интенсивности прошедшего сигнала регистрируют обычно с точностью до 1%, т.е. $\Delta T_l \sim 10^{-2}$.

Если толщина образца $l=1$ см, а длина волны лазерного излучения $\lambda \sim 0,5$ мкм, то можно измерять весьма малые нелинейности $|n_{nl}| \sim 3 \cdot 10^{-6}$. Столь высокая чувствительность к вариации фазы ($\Delta \Phi \sim 10^{-2}$) эквивалентна обнаружению изменения толщины образца на величину $\Delta l \sim \lambda/300$.

На практике применяются две разновидности линзовых измерений нелинейности. В первом случае образец ставят в наиболее чувствительную точку на расстоянии l_ω от плоскости перетяжки, а во втором случае регистрируется зависимость прозрачности образца $T(z)$ от его положения относительно плоскости перетяжки. Второй способ, нашедший в последнее время широкое применение, получил название Z-сканирования, т.е. перемещения нелинейного образца вдоль оси лазерного пучка вблизи его перетяжки. С его помощью проводится экспресс-анализ новых нелинейных веществ, искусственно выращиваемых в различных нелинейно-оптических устройствах, таких как нелинейные фильтры и др.

Нелинейная адаптивная оптика. Компенсация нелинейных искажений фазового и амплитудного профилей пучка входит в круг задач нелинейной

адаптивной оптики. С прикладной точки зрения решение этой проблемы имеет огромное значение для оптики атмосферы. Объект, на который направлен лазерный пучок, может располагаться в нелинейной среде (летающая платформа в атмосфере) или за слоем нелинейной среды (космический аппарат). В атмосферной оптике главным ограничивающим фактором служит тепловая дефокусировка.

Для компенсации нелинейных искажений применяется оптимальное управление фазовым профилем лазерных пучков с помощью гибких зеркал или специальных перестраиваемых линз. Они позволяют не только менять кривизну волновой поверхности, но и создавать или устранять аберрации различных порядков. Сравнивая величины интенсивностей волн, рассеянных назад объектом, при разных профилях зеркала, адаптивная система выбирает оптимальную форму поверхности, при которой интенсивность излучения на объекте достигает максимальной величины. Аналогичным образом работают адаптивные системы по компенсации искажений, вызванных оптическими неоднородностями атмосферы. Применение адаптивных зеркал позволяет на порядок и более улучшить разрешающую способность наземных телескопов.

Нелинейные искажения волнового фронта мощных лазерных пучков возникают также и внутри самих лазерных систем вследствие самовоздействия оптических пучков в активной среде и различных оптических элементах, являющихся составными частями лазерных устройств. Лазерный пучок с искаженным фронтом имеет большую геометрическую расходимость, плохо фокусируется на мишень в технологических и термоядерных установках. Для улучшения качества лазерных пучков также используются методы адаптивной оптики. В некоторых лазерах адаптивное зеркало служит зеркалом открытого резонатора и компенсация нелинейных и других фазовых искажений происходит в самом лазере в процессе генерации когерентного излучения.

При дефокусировке средняя интенсивность меняется как

$$I(z) \sim P_0 / \pi r^2(z),$$

где изменение поперечного радиуса задается формулой (2.19).

При оптимальной фокусировке на объект ($F=z$) максимум интенсивности равен

$$I_{max}(z) = I_0 l_{nl}^2 / z^2,$$

где $l_{nl} = l_d (1 + P_0/P_d)^{-1}$ – длина дефокусировки.

Интенсивность излучения на объекте превысит начальное значение I_0 , если

$$z < l_{nl},$$

т.е. когда фазовые искажения еще не перешли в сильные амплитудные искажения. Это ограничение определяет эффективность работы адаптивной системы.

Объект может быть расположен за слоем нелинейной среды в дальнем поле. Исследования показали, что эффективная компенсация нелинейной расходимости возможна, если толщина нелинейного слоя не очень велика $l < l_{nl}$. Большая нелинейная расходимость, формируемая в объеме нелинейной среды, плохо компенсируется далее при оптимальном управлении волновым фронтом перед входом в среду.

Вопросы для самопроверки

1. Определите дифракционные эффекты в зависимости от параметра дифракции.
2. Чем отличается дифракция света на правильной структуре от дифракции на хаотической поверхности?
3. Опишите дифракционную технологию измерения диаметра проволоки.
4. Каким образом исследование динамики дифракционной картины в процессе лазерной обработки позволяет определить механизм самомодификации поверхности полупроводника?
5. Какую физическую систему можно назвать нелинейной?
6. Что характерно для дифракции в линейных средах с позиций волновых пучков?
7. Как с расстоянием изменяется радиус дифрагирующего пучка?
8. Чем отличается дифракционная расходимость от геометрической?
9. Как можно представить показатель преломления нелинейной среды?
10. Чем характеризуются тонкая нелинейная линза?
11. Чем характеризуются толстая нелинейная линза?
12. Что происходит с показателем преломления при тепловом самовоздействии?
13. Как тепловая дефокусировка зависит от длительности лазерного излучения?
14. Какое электромагнитное возбуждение называют пространственным солитонном?
15. Опишите схему эксперимента по наблюдению самодифракции.
16. Как в нелинейной среде возникает режим волноводного распространения пучка?
17. Какой тип дефокусировки является главным ограничивающим фактором в атмосферной оптике?

3. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

Значительно расширить область практического использования волновых процессов и дать толчок теоретическим исследованиям позволили голографические технологии. Остановимся на некоторых их приложениях, предварительно напомнив об основных принципах оптической голографии.

3.1. Представление о голографии

Идея о двухступенчатом процессе записи и воспроизведения структуры электромагнитных полей была впервые высказана и продемонстрирована Денисом Габором в 1948 году. Им же введен термин «голограмма» (в переводе «полная»). Работы Габора не имели широкого развития до появления лазеров. Как самостоятельная область оптики голография возникла после работ Лейта и Упатниекса (1960-1963 гг.), впервые продемонстрировавших высококачественные голограммы сложных объектов. Независимо от них Ю.Н.Денисюк опубликовал в 1960-1962 гг. экспериментально подтвержденную идею объемных голограмм, имеющих принципиальное преимущество перед известными ранее.

На этапе *записи* изображения используются две световые волны: одной облучают объект (*предметная волна*), другая (*опорная*) служит для образования однородного когерентного фона. При их взаимодействии возникает интерференционная картина. На этапе *восстановления* изображения голограмма освещается опорным пучком. При этом возникает два типа изображения: действительное и мнимое. Действительное изображение появляется на стороне, противоположной источнику излучения. Мнимое изображение появляется на той стороне голограммы, где размещается и сам источник излучения. В схеме, предложенной Габором, опорная и предметные волны были направлены по одной оси. Действительное и мнимое изображения накладывались друг на друга и создавали взаимные помехи. Полученное изображение имело вид объемной тени и не передавало ни особенностей формы объекта, ни его цвета. Н.Лейт и Ю.Упатниекс ввели угол наклона для опорной волны, тем самым развели действительное и мнимое изображения.

Хотя голограмма – это запись волнового поля на чувствительном материале в виде интерференционной картины, образованной смещением этого волнового поля с опорной волной, в основе голографии лежит дифракция света. Поэтому для понимания физической сущности записи и восстановления волновых фронтов рассмотрим простейший голографический пример с привлечением теории дифракции.

Пусть требуется зарегистрировать и восстановить плоский волновой фронт с волновым вектором \mathbf{k} , нормальным оси x и направленным под углом θ к оси z . Назовем эту волну предметной. Поместим в плоскость XOY фотопластинку (рис. 3.1). В этом сечении распределение поля плоской волны имеет вид:

$$E_1(r) = E_1 \exp(i\omega t) \cdot \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} y \sin\theta\right). \quad (3.1)$$

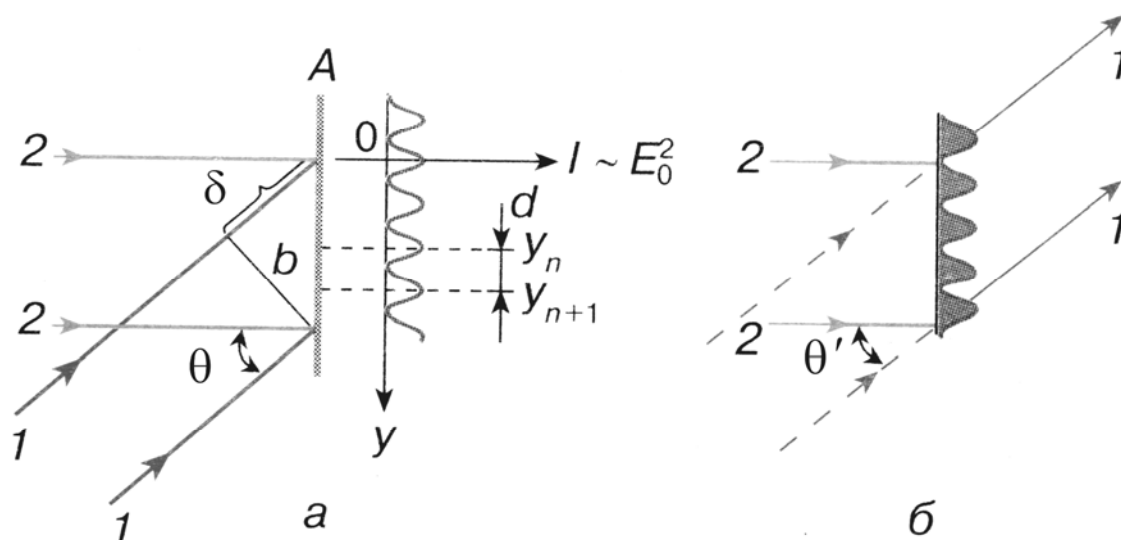


Рис. 3.1. Схема записи (а) и восстановления (б) плоской волны: 1 - предметная волна; 2 - опорная волна; θ - угол падения предметной волны; А - плоскость фотопластинки; d - расстояние между максимумами интерференционной картины; y_n и y_{n+1} - координаты максимумов по оси y .

Если регистрируется интенсивность, то фотопластинка будет равномерно засвечена. Сохранить информацию о фазе волны позволяет добавление опорной волны. Пусть опорная волна $E_2(r)$ также плоская и направлена по оси z . Тогда распределение интенсивности на пластинке имеет вид

$$I(x, 0, y) = |E_1(r) + E_2(r)|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2\text{Re}E_1 \cdot E_2^* \exp\left(\frac{-2\pi i}{\lambda} y \sin\theta\right) \quad (3.2)$$

и представляет собой периодическую систему полос, параллельных оси x с пространственным периодом

$$d = y_{n+1} - y_n = \lambda \sin\theta \quad (3.3)$$

После экспонирования пластинки и ее обработки получается плоская дифракционная решетка с синусоидальным законом амплитудного пропускания. Это и есть голограмма исходной плоской волны. Осветим эту гармоническую решетку опорной волной (см. рис. 3.1б). В результате дифракции опорного пучка на решетке с синусоидальным пропусканием возникает несколько волн. При этом нас интересует только одна волна, которая дифрагирует в направлении, соответствующем главному максимуму дифракции ($m=1$). Ее направление определяется условием

$$d \sin\theta' = \lambda. \quad (3.4)$$

Сравнение выражений (3.3) и (3.4) для периода дифракционной решетки дает $\theta'=\theta$, т.е. свет на решетке дифрагирует под углом θ , что аналогично восстановлению предметной волны.

Произвольное волновое поле можно представить математически в виде суммы (в общем случае интегральной) плоских волн с различными фазами и направлениями распространения. Каждая такая волна вместе с опорной создает свою дифракционную решетку, наложение которых и является голограммой суммарного волнового поля. При таком описании пренебрегается интерференцией различных плоских составляющих поля друг с другом. Это можно делать при условии, что интенсивность опорной волны много больше предметной

$$\langle E_2 \rangle^2 \gg \langle E_1 \rangle^2 \quad (3.5)$$

и, тем самым много больше, чем интенсивность каждой из парциальных плоских волн, на которые разлагается предметная волна. Так как фаза предметной волны меняется значительно быстрее, чем фаза опорной, то усреднение по времени измерения позволяет утверждать, что фаза регистрируемой голографической картины является модулированной фазой опорной волны.

Покажем в общем виде возможность записи и воссоздания структуры произвольного монохроматического волнового поля $\mathbf{E}_{nped}(u, v) = E_{nped}(u, v)e^{i\varphi(u, v)}$, где u, v - пространственные координаты. В качестве опорного поля (\mathbf{E}_{onop}) используется плоская или сферическая волна. Однако это может быть, например, и поле, рассеянное другим объектом. Запись происходит в плоскости, в которой перекрываются поля. Картина интерференционного поля описывается следующим выражением

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}|^2 &= |(\mathbf{E}_{nped} + \mathbf{E}_{onop})|^2 = |\mathbf{E}_{nped}|^2 + |\mathbf{E}_{onop}|^2 + 2\mathbf{E}_{nped}\mathbf{E}_{onop} = \\ &= E_{nped}^2 + E_{onop}^2 + 2 E_{nped}E_{onop}\cos(\varphi_{onop} - \varphi_{nped}) = \\ &= E_{nped}^2 + E_{onop}^2 + E_{nped}E_{onop}\exp[i(\varphi_{onop} - \varphi_{nped})] + E_{nped}E_{onop}\exp[-i(\varphi_{onop} - \varphi_{nped})]. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Согласно электромагнитной теории Максвелла выражение (3.6) соответствует новому значению диэлектрической проницаемости среды для следующей волны. Поэтому, если осветить голограмму копией опорного луча, то распределение восстановленного поля можно найти из выражения

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{восст} &= \mathbf{E}_{onop} |(\mathbf{E}_{nped} + \mathbf{E}_{onop})|^2 = E_{onop}(E_{nped}^2 + E_{onop}^2)\exp(i\varphi_{onop}) + \\ &+ E_{nped}E_{onop}^2\exp[i(2\varphi_{onop} - \varphi_{nped})] + E_{nped}E_{onop}^2\exp(i\varphi_{nped}) \end{aligned} \quad (3.7)$$

На стадии восстановления получается световое поле, содержащее три волны с разными направлениями распространения: (1) волна описывает плоскую волну, распространяющуюся в том же направлении, что и освещающий пучок и представляет собой просто результат амплитудной модуляции освещающего пучка; (2) волна создает действительное изображение; (3) волна создает мнимое изображение (см. рис. 3.2)

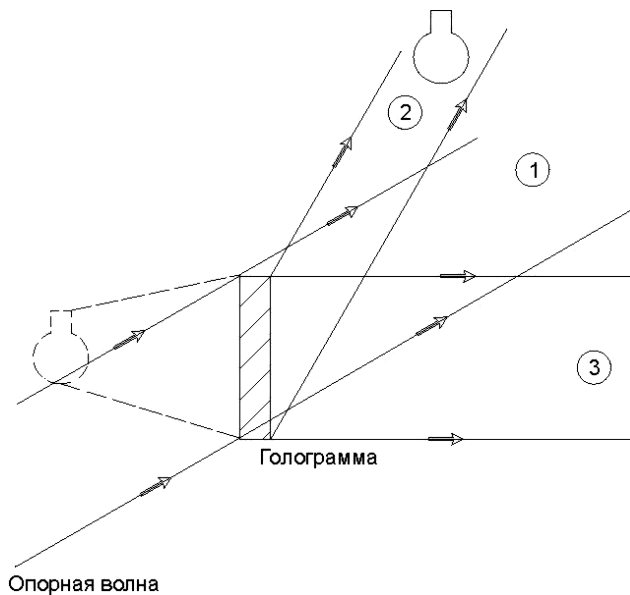


Рис. 3.2. Схема восстановления голографического изображения.

Свойства голограмм. Свойства голограмм разносторонни и служат основой для различных применений. Отметим некоторые из них.

При голографировании информация о каждой точке объекта как бы "размазывается" по всей поверхности фоточувствительного слоя, в то время как при фотографировании она фиксируется на небольшом участке слоя. Это означает, что голограмму можно разбить на несколько кусочков и каждый из них позволит воссоздать полное изображение объекта (при этом ухудшается качество изображения). С этим связана исключительно высокая надежность хранения информации, записанной в виде голограммы.

Плоские (двумерные) голограммы обладают трансформационными свойствами. Восстановленное голограммой изображение может изменять свой масштаб и расположение при изменении положения и длины волны восстанавливающего источника, а также при изменении масштаба голограммы

$$S_2 = (\lambda_1 / \lambda_2) S_1,$$

где λ_1 и S_1 - длина волны и расстояние между голограммой и объектом при записи; λ_2 и S_2 - длина волны и расстояние между голограммой и изображением при просмотре голограммы. Это позволяет получить голограмму с помощью очень коротких волн (рентгеновских, электронных), а смотреть изображение в видимом свете, либо запись - в инфракрасном диапазоне, а просмотр - в видимом.

Если голограмму освещать последовательно различными волнами видимого диапазона, то наблюдаемое изображение будет иметь разные цвета.

Существенным свойством голограммы является ее способность трансформировать часть падающей энергии в восстановленное изображение, которое характеризуется *дифракционной эффективностью* - отношением мощности светового потока, идущего в восстановленное голограммой изображение, к мощности светового потока восстанавливающей волны.

В зависимости от того, каким способом голограмма модулирует падающий на нее световой поток, различают *амплитудные голограммы*, модулирующие

световой поток за счет изменения коэффициента пропускания среды; *фазовые голограммы*, которые модулируют только фазу восстанавливающей волны. При этом модуляция фазы может осуществляться либо за счет создания специального рельефа на поверхности светочувствительной среды, либо за счет модуляции ее коэффициента преломления. В *поляризационных голограммах* модулируются анизотропные свойства среды.

Во всех перечисленных случаях записи конфигурация восстановленного изображения остается одной и той же, изменяются только дифракционная эффективность и отношение сигнал/шум голограммы. Значения дифракционной эффективности колеблются от 100% для фазовых трехмерных голограмм до единиц % (и меньше) у амплитудных и поляризационных голограмм.

Рассмотренные выше голограммы называются голограммами Габора или плоскими голограммами, Они характеризуются тем, что толщина фоточувствительного слоя значительно меньше длины волны.

3.2. Объемные голограммы

Другой тип голограмм, разработанный российским ученым Ю.Н.Денисюком, основан на использовании толстых, объемных материалов, в которых толщина фоточувствительного слоя значительно превышает длину волны. Рассмотрение голограммы как некоторого подобия дифракционной решетки позволяет уяснить особенности оригинального метода восстановления волнового фронта, предложенного Денисюком. В этом методе используются толстослойные (несколько десятков микрон) фотографические пластины. Общая схема записи таких голограмм изображена на рис. 3.3

Излучение лазера 2 проходит через светочувствительный слой 3 и рассеивается предметом 4. Интерференция в объеме фоточувствительного материала предметной и падающей волн создает сложную объемную интерференционную картину. В приближении плоских электромагнитных волн поверхности равной интенсивности представляют собой плоскости, равноотстоящие друг от друга на расстоянии $\Delta x = \lambda/2 \cdot \sin \alpha/2$, где α – угол между направлениями распространения опорной и предметной волн. После проявления в светочувствительном слое образуется система полупрозрачных зеркальных плоскостей. Если поместить обработанную пластинку на пути опорного пучка в том же положении, в котором она была при съемке, то восстановится предметная волна.

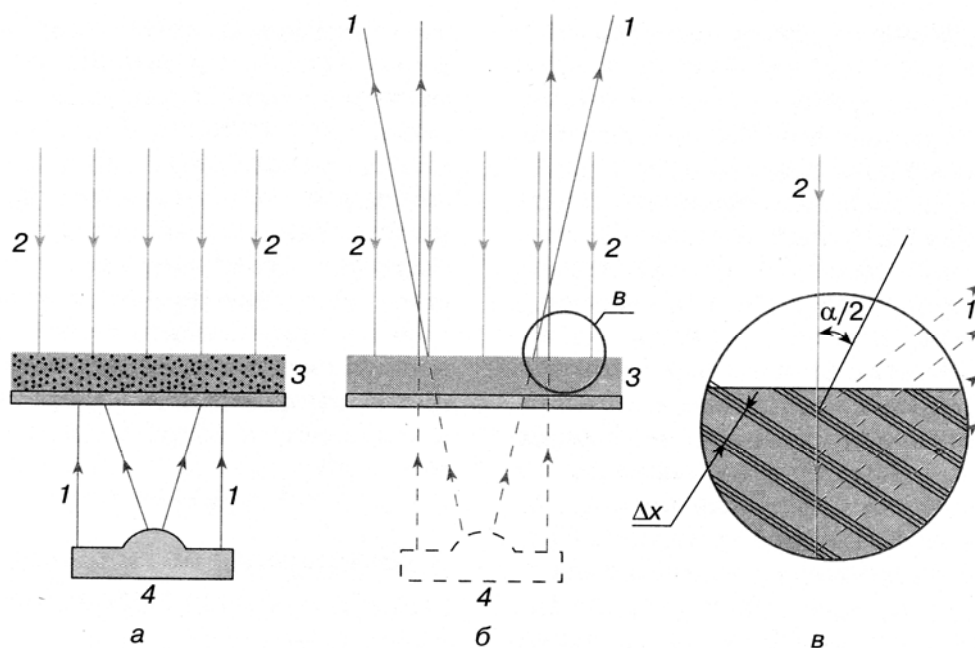


Рис. 3.3. Схематическое представление голограмм Денисюка: а – запись; б – воспроизведение; в – схема интерференции; 1 – предметная волна; 2 – опорная волна; 3 – толстый светочувствительный слой; 4 – предмет.

Таким образом, с позиций теории дифракции в объемной голограмме при встречных пучках (опорной и предметной волн) в толще эмульсии возникает стоячая волна. В результате фотохимических процессов в фотоэмульсии под действием монохроматического света и последующей ее обработки получается своеобразная трехмерная дифракционная решетка. Рассмотрим детально дифракцию электромагнитных волн на правильной трехмерной структуре с периодами d_1, d_2, d_3 .

Пусть свет падает на структуру вдоль оси z ($\alpha_0 = \beta_0 = \pi/2, \gamma_0 = 0$). Условия возникновения главных максимумов

$$d_1 \cos \alpha = m_1 \lambda \quad \text{и}$$

$$d_2 \cos \beta = m_2 \lambda \quad \text{на двух решетках;}$$

$$\text{на третьей решетке}$$

$$d_3 (\cos \gamma_0 - \cos \gamma) = m_3 \lambda .$$

Ввиду того, что $\gamma_0 = 0$ получаем

$$d_3 (1 - \cos \gamma) = m_3 \lambda . \tag{3.8}$$

Рис. 3.4 помогает понять физический смысл последнего условия.

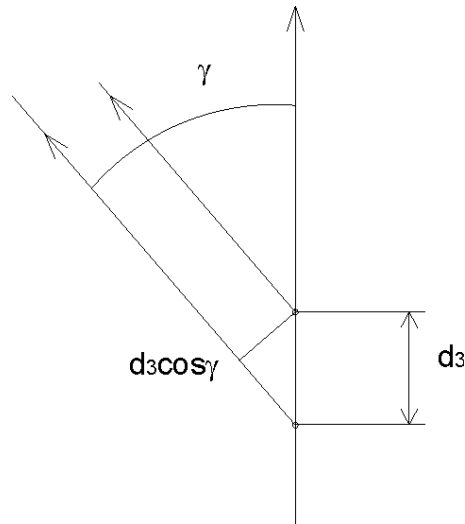


Рис. 3.4. Дифракция плоской волны на пространственной структуре, поясняющая выражение (3.8).

Для волн, составляющих угол γ с осью z , разность хода $d_3 - d_3 \cos \gamma$ равна целому числу длин волн $m_3 \lambda$, т.е. только в этом направлении происходит усиление дифрагированной волны. Получаем

$$\begin{aligned} d_1 \cos \alpha &= m_1 \lambda \\ d_2 \cos \beta &= m_2 \lambda \\ d_3 (1 - \cos \gamma) &= m_3 \lambda \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma &= 1. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Анализ этой системы уравнений приводит к следующим важным выводам. Для произвольной длины волны λ нельзя удовлетворить всем четырем уравнениям (3.9). Следовательно, если осветить данную пространственную структуру излучением с непрерывным спектром, то она избирательно пропустит лишь излучение такой длины волны λ , для которой при структуре, характеризуемой d_1, d_2, d_3 уравнения (3.9) совместимы. Исключая $\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma$ из системы уравнений получаем в явном виде уравнение, из которого можно определить эту длину волны

$$\left(\frac{m_1 \lambda_i}{d_1} \right)^2 + \left(\frac{m_2 \lambda_i}{d_2} \right)^2 + \left(\frac{d_3 - m_3 \lambda_i}{d_3} \right)^2 = 1. \quad (3.10)$$

Напомним, что разложение излучения в спектр на одномерной, двумерной и пространственной структурах совсем не одинаковы. Если осветить одномерную правильную структуру излучением, содержащим все длины волн (белый свет), то такая решетка разложит его в непрерывный спектр, который можно исследовать в первых порядках (в высоких порядках будут мешать трудно устранимые наложения). Двумерная решетка преобразует белый свет в систему цветных пятен, каждое из которых будет своеобразным разложением в непрерывный спектр по двум координатам. Трехмерная структура пропустит из непрерывного

спектра лишь излучение с теми дискретными значениями λ , которые удовлетворяют уравнению (3.10), т.е. трехмерная структура работает как узкополосный фильтр. Трехмерная решетка вообще не пропустит монохроматическое излучение, если только длина волны его случайно не удовлетворяет уравнению (3.10).

Объемные голограммы бывают двух типов: *пропускающие* и *отражательные*. Если предполагается освещать голограмму той же волной, которая использовалась при записи как опорная, то проще работать с пропускающими голограммами, поскольку они не столь критичны к юстировке. В случае, когда голограмма должна восстанавливаться в белом свете, желательно обеспечить высокую селективность по длине волны. Отражательная голограмма хорошо отражает только те волны, которые использовались при ее записи, а волны других цветов она либо поглощает, либо пропускает.

3.3. Цветная голография

Голограммы Денисюка записываются когерентным лазерным излучением, а считывать их можно в обычном белом свете. При этом цвет восстановленного изображения предмета будет таким же, как и цвет лазерного излучения, использовавшегося при записи. Последнее позволяет записывать цветные изображения при использовании лазеров, излучающих в *красной, синей и зеленой областях спектра*. Рассматривая такую голограмму в белом свете, мы получаем изображение предмета в тех же цветах. Сложение их, так же как и в цветном телевидении, передает цветовые оттенки предмета.

Голографическая установка для записи цветных голограмм по методу Ю.Н.Денисюка на основе непрерывных лазеров представлена на рис. 3.5

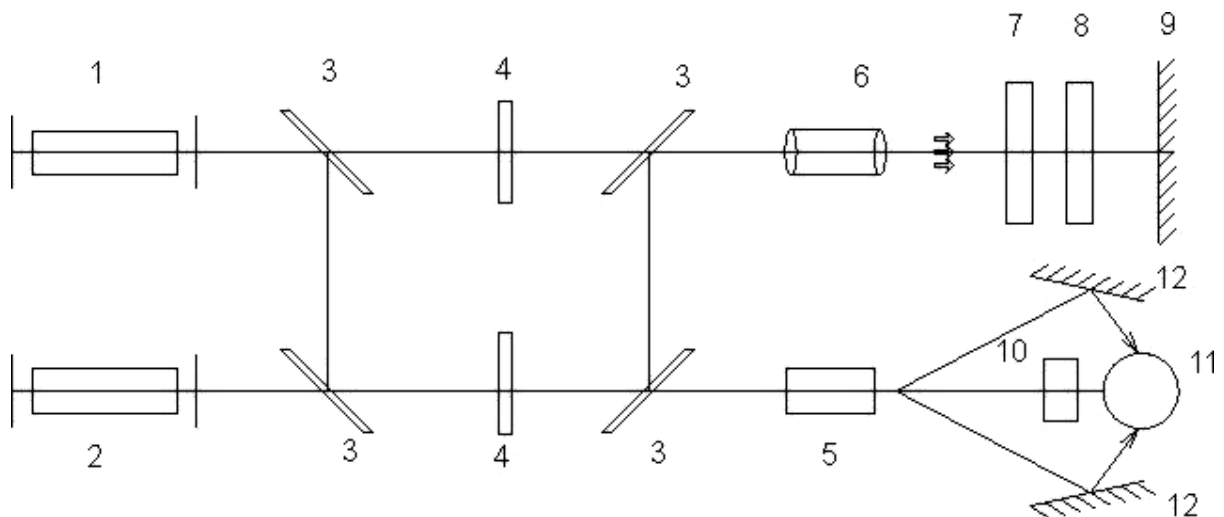


Рис. 3.5. Принципиальная оптическая схема установки для записи отражательных цветных голограмм: 1 - He-Ne лазер $\lambda=633\text{нм}$; 2 - Ar лазер $\lambda=515\text{нм}$ и 488нм ; 3 - подвижные поворотные зеркала; 4 - затвор; 5 - пространственный фильтр; 6 - телескопическая система; 7 - кассета для записи голограмм плоского зеркала; 8 - фотопластинка; 9 - эталонное зеркало; 10 - кассета для записи тест-объектов; 11 - тест-объект; 12 - зеркала подсветки.

Установка имеет две оптические схемы: для записи голограмм плоского зеркала, необходимых для проведения измерений параметров голограмм и для записи цветных голограмм тест объектов. Основой установки являются одномодовые непрерывные гелий-неоновый *He/Ne* (633 нм, красная область спектра) и аргоновый *Ar* (515, 488 нм, зелено-синяя область спектра) газовые лазеры, оснащенные эталонами Фабри-Перо для получения одночастотного режима облучения.

Для записи голограмм плоского зеркала лучи от лазеров (1,2) с помощью поворотных зеркал (3) направляются на телескопическую систему (6), которая формирует пучок света, попадающего в кассету (7) с делительным зеркалом, фотопластинкой и эталонным зеркалом. Делительное зеркало делит падающий пучок на ряд из 11 идентичных пучков с последовательно уменьшающейся в два раза интенсивностью, каждая из которых участвует в записи голограмм диаметром 5 мм. Такой способ позволяет на одной пластинке записать несколько рядов голограмм в различных областях спектра и определить не только экспозиционные, но и спектральные характеристики голограмм.

При записи тест-объектов поворотные зеркала направляют пучок света на пространственный фильтр (5), который представляет собой микрообъектив и точечную диафрагму. Пространственно фильтрованный и расширенный до необходимых размеров пучок освещает фотопластинку и тест-объект. Допускается дополнительная подсветка объекта зеркалом (12). Запись голограмм производится по методу Ю.Н.Денисюка. Максимальное время экспозиции 200 с. Установка рассчитана на запись голограмм с размерами 18x24 см².

Объемные голограммы широко используются в музейных выставках экспонатов, представляющих историческую или культурную ценность, хищение или порча которых привела бы к невозможным утратам. Такие голограммы реально передают не только объем экспоната, но и его цвет, создавая полную зрительную иллюзию оригинала.

Радужные голограммы. Изготовление голограмм как плоских, так и объемных, представляет собой технически достаточно сложную задачу, поэтому голограммы дороги. В тоже время стоимость радужных голограмм невысока, благодаря тому, что их можно достаточно просто копировать и, что не мало важно, рассматривать в белом свете. Эти голограммы широко используются в рекламных и дизайнерских целях.

История появления радужных голограмм берет начало с 1969 г., когда Бентон, сотрудник фирмы Polaroid Corporation предложил способ копирования голограмм, заключающийся в том, что при записи голограммы одновременно с изображением предмета записываются и элементы спектрального прибора (щель, линза), выделяющего при наблюдении в белом свете излучение с определенной длиной волны. Часть информации при этом теряется, однако полученная голограмма сохраняет свойства объемности предмета. Если использовать технологии, принятые в микроэлектронике, то можно получить рельефные изображения голограммы на металлической пластинке и использовать в дальнейшем для получения оттисков на покрытой металлом полимерной пленке. Такие голограммы используют как средства защиты от подделок при производстве ценных

бумаг, технических устройств, бытовой техники. Эти голограммы очень эстетичны и обращают на себя внимание яркостью и игрой цвета.

3.4. Голографическая интерферометрия

Прежде, чем перейти к голографическим методам измерений, сравним классическую интерферограмму и голограмму.

В классической интерферограмме информация об исследуемом объекте регистрируется за счет точной фиксации фазы световой волны. Фазовые сдвиги, вносимые объектом, кодируются на интерферограмме в виде числа и местоположения полос. Однако классические интерферограммы не пригодны для изучения объектов, содержащих светорассеивающие объемы или поверхности. Изменение фазы оказывается столь сложным, что зафиксировать и расшифровать его не представляется возможным. На помощь приходят голографические методы, суть которых состоит в том, что на этапе записи фиксируется изменение хорошо известной фазы опорного сигнала, промодулированное изменением фазы предметной волны, а на этапе восстановления той же опорной волной восстанавливается изображение предмета. Появилось направление, сочетающее в себе основные особенности классической интерферометрии и голографии – голографическая интерферометрия.

Голографическая интерферометрия позволяет осуществлять интерференционное сравнение двух или нескольких волновых фронтов, соответствующих различным состояниям исследуемого объекта. Позволяет зримо наблюдать малые деформации изделий при изменении нагрузки и распределение этих деформаций по поверхности тела, также используется для измерения протяженности объектов и исследования вибраций.

Посмотрим, как с помощью голографического метода осуществить интерферометрическое исследование.

Пусть на голограмме зафиксирована интерференционная картина, соответствующая начальному состоянию объекта. Прервем экспонирование и, не убирая голограмму из голографической схемы, изменим исследуемый объект (например, произойдет тепловая деформация в результате локального нагрева). Вторично экспонируем голограмму. На одной голограмме фиксируются две интерференционные картины, существовавшие в различные моменты времени и соответствующие двум состояниям объекта.

Осветим голограмму опорным пучком. Обе предметные волны наблюдаются одновременно и, интерферируя, усиливают яркость изображения, а в участках, где произошли изменения с объектом, образуют интерференционные полосы. В этой интерференционной картине опорной волной служит волна, рассеянная самим объектом в его начальном состоянии и имеющая ту же самую микроструктуру. Поэтому контраст интерференционных полос близок к единице.

Проведенное упрощенное рассмотрение процесса голографической регистрации малых изменений, происходящих со светорассеивающими объектами, показывает, что интерференция используется дважды и, соответственно, регистрируются два типа интерференционных картин.

Интерференционная картина, вид которой определяется формой предметной волны и типом голографической схемы, имеет весьма малый период, обычно $1 \dots 100 \lambda$. Контраст полос зависит от светорассеивающих свойств объекта и соотношения интенсивностей опорного и предметного пучков. Другая картина полос наблюдается в области восстановления изображения объекта. Зависит от характера изменений, произошедших с объектом, а контраст определяется соотношением яркостей двух одновременно восстановленных изображений объекта. Область пространства, где достигается максимальный контраст интерференционных полос такого типа, называется объемом локализации полос. Подобное явление не наблюдается в классической интерферометрии, где полосы формируются во всей зоне пересечения двух пучков.

Методы получения голографических интерферограмм. В голографической интерферометрии наибольшее применение находят лазеры видимого диапазона. В первую очередь, это *He/Ne*-лазеры и *Ar*-лазеры. Существует несколько способов получения голографических интерферограмм.

Метод реального времени. Голограмма объекта в его начальном состоянии записывается на регистрирующем материале и проявляется. Наблюдая сквозь голограмму, освещенную опорной волной также освещенный объект, мы одновременно регистрируем две волны: волну восстановленного изображения и ослабленную за счет оптической плотности голограммы предметную волну. Применяется для медленно изменяющихся процессов

Метод двух экспозиций. Удобен для исследования быстропротекающих процессов, если начальные и конечные состояния четко выделены. Записывая на голограмме две, существующие в различное время предметные волны, и восстанавливая их одновременно с помощью опорной волны, получаем на фоне изображения объекта локализованную интерференционную картину, контраст которой не зависит от величины смещения.

Стробоголографический метод. Если состояние объекта меняется во времени непрерывно, то для получения достаточного контраста рекомендуется использовать стробоголографический метод. Например, при исследовании вибраций необходимо осуществлять механическое или электрооптическое стробирование излучения непрерывного лазера (стробирование - прерывание излучения с заданной частотой). Причем световые импульсы должны быть синхронизированы с моментами нахождения объекта в крайних положениях. В этом случае полосы имеют постоянный контраст.

Метод усреднения по времени. Если поведение объекта подчиняется гармонической закономерности, можно записывать голограмму при непрерывном освещении объекта в течение времени, которое много больше периода изменений. Этот метод часто используется в голографической виброметрии благодаря своей простоте. Не требуется ни проявлять голограмму непосредственно в схеме, ни стробировать лазерное излучение. На рис. 3.6. приведены полученные методом усреднения голографические интерферограммы вибрирующей лопатки компрессора газотурбинного авиационного двигателя. Показаны две формы колебаний на резонансных частотах. Получение их традиционным способом - сканированием вибрирующей поверхности датчиком со щупом – сопряжено с

большими временными затратами и часто сопровождается ошибками и промахами.

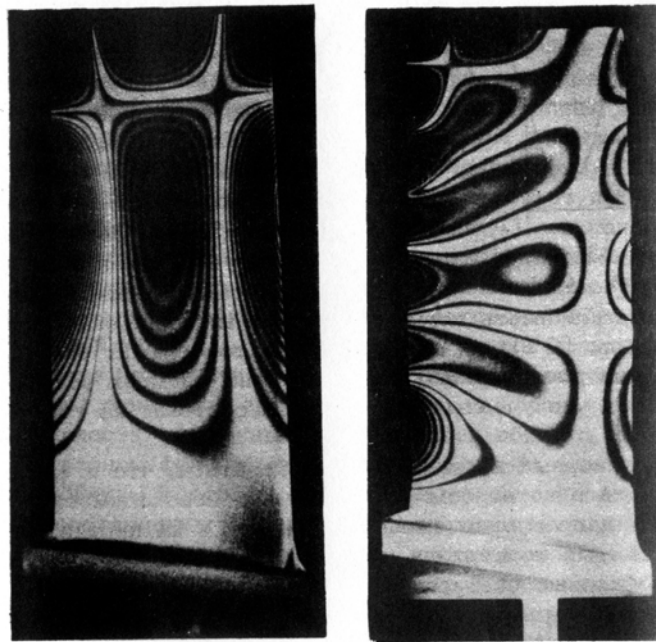


Рис. 3.6. Интерферограммы вибрирующей лопатки компрессора на резонансных частотах: две формы колебаний.

Расшифровка голографических интерферограмм. Расшифровка интерферограммы, покрывающей восстановленное с голограммы изображение исследуемого объекта, является тем более сложной задачей, чем меньше объем начальных сведений об изучаемом процессе. Наиболее простой в реализации является задача голографической дефектоскопии. Несимметричность концентрации интерференционных полос в отдельных областях свидетельствует о неадекватности условий закрепления, нарушении соединений слоев и т.п.

3.5. Динамическая голография

В рассмотренной выше голографии (статической) процесс записи приводит к возникновению в регистрирующей среде скрытого изображения, не влияющего на записывающие пучки. Лишь после проявления среда приобретает свойства голограммы, изменяющей параметры проходящего через нее считывающего пучка. Это позволяет восстанавливать записанные изображения неподвижных стационарных объектов.

В *динамических голограммах* в качестве регистрирующих сред используются вещества, в которых запись изображения происходит непосредственно под воздействием записываемого пучка без проявления. Поэтому записывающие пучки испытывают изменения, вызванные создаваемой ими же голограммой. Возникает обратная связь.

Время образования динамической голограммы определяется быстротой отклика регистрирующей среды и интенсивностью записывающих пучков.

Рассмотрим простейшую схему двухволновой динамической голографии. Пусть два когерентных пучка пересекаются в нелинейной среде, падая с одной (или разных) стороны под одинаковыми углами к ее поверхности (рис. 3.7)

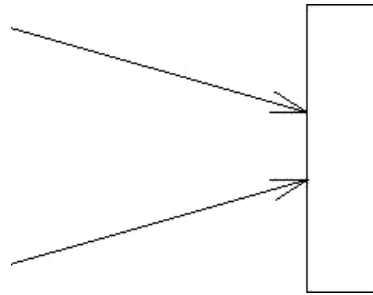


Рис. 3.7. Запись двухволновой динамической голограммы.

Создаваемая ими интерференционная картина записывается в среде в виде дифракционной решетки, на которой эти же пучки дифрагируют (явление самодифракции). Это приводит к изменениям параметров пучков, поэтому записываемая решетка также изменяется по глубине регистрирующей среды.

Для динамической голографии важны среды с изменяющимся под действием света показателем преломления. Самодифракция двух стационарных пучков в такой среде при совпадении экстремумов записываемой решетки (показателя преломления) и записывающего интерференционного поля не приводит к изменениям их амплитуд, а изменяет только их разность фаз $\Delta\varphi$ (среда с локальным откликом). Если решетка оказывается сдвинутой по фазе относительно интерференционного поля на угол, не кратный π , то изменяются и амплитуды (среда с нелокальным откликом). При этом происходит перекачка энергии между волнами. Максимальная перекачка соответствует рассогласованию решеток показателя преломления и интерференционного поля на угол $\pi/2$, $\Delta\varphi=0$.

Одновременное преобразование амплитуд и фаз при самодифракции двух волн в среде с локальным откликом возникает либо в нестационарном режиме, либо в случае тонкой решетки в результате появления высших порядков дифракции.

При использовании более чем двух записывающих пучков с различными направлениями распространения и волновыми фронтами динамическая голограмма представляет собой суперпозицию дифракционных решеток, приводящих к различным перераспределениям интенсивностей и фаз взаимодействующих волн.

Динамическая голография позволяет осуществлять обращение волнового фронта, изменение параметров модуляции световых сигналов, сокращение длительности светового импульса и т.п. На основе динамических голографических преобразований создаются системы оперативной памяти, системы для голографического распознавания образов, приборы для исследования быстропеременных процессов и т.д.

3.6. Запоминающие голографические устройства

Голографический способ записи, хранения и восстановления информации перспективен для создания компьютерной памяти. Трехмерные голограммы обладают большой информационной емкостью и имеют ассоциативный характер памяти. В основе этого лежит селективность трехмерной записи, т.е. способность голограммы взаимодействовать только с теми компонентами восстанавливающего излучения, которые присутствовали на этапе записи.

В частности, большая емкость записи достигается за счет того, что на один и тот же участок материала V можно последовательно впечатать голограммы различных объектов при разных направлениях опорной волны и длинах волн записывающего излучения ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$). Каждая из записанных голограмм может быть считана затем независимо, если ее восстанавливать волной, использованной на этапе записи. При таком способе записи информации элементами, в которых она хранится, являются трехмерные гармоники (изменение показателя преломления, поглощения), каждая из которых заполняет весь объем голограммы. Количество таких независимых элементов равно числу пространственно локализованных ячеек с размерами $(\lambda \cdot \lambda \cdot \lambda)$, которое можно поместить в объем V . Так при записи в видимом диапазоне ($\lambda = 0,5 \text{ мкм}$) в 1 см^3 помещается более 10^{13} независимых гармоник.

Оперативные запоминающие голографические устройства. Основные требования, которые предъявляются к оперативным запоминающим голографическим устройствам, это быстрая запись, считывание, стирание и перезапись информации, произвольный доступ к данным. Данные предварительно разбиваются на страницы, каждая из которых записывается в виде отдельной голограммы. Весь массив данных хранится в виде матрицы голограмм. Любая страница может быть считана лазерным лучом, путем адресации его к соответствующей голограмме.

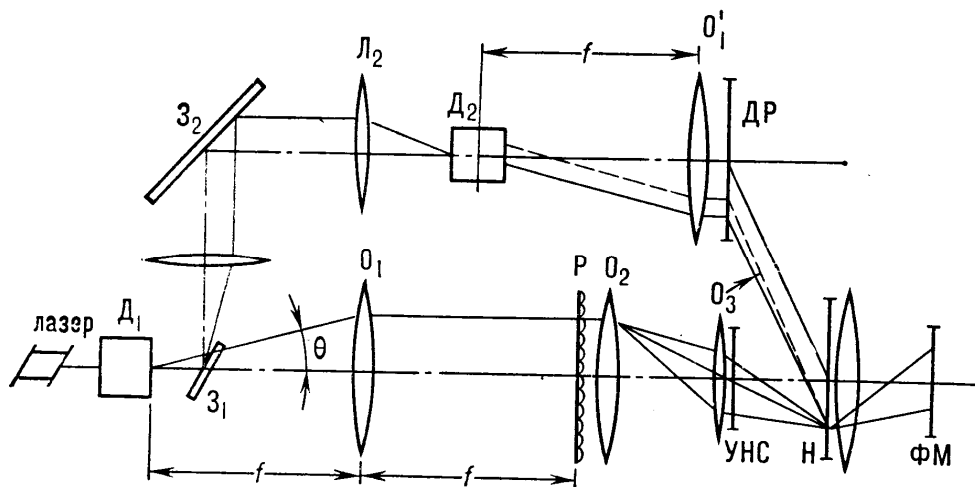


Рис. 3.8. Схема запоминающего голографического устройства с трехкоординатной выборкой.

На рис. 3.8 представлены основные элементы запоминающего голографического устройства.

Лазерный пучок поступает на вход дефлектора D_1 , который отклоняет его в заданном направлении (угол θ). Затем он расщепляется на два пучка с помощью полупрозрачного зеркала Z_1 . Один пучок с помощью линз L_1 и L_2 , зеркала Z_2 , объектива O_1 и голографической дифракционной решетки ГДР направляется на носитель информации H в качестве опорного пучка. Другой пучок с помощью объектива O_1 вводится в одну из ячеек линзового раstra P (матрица миниатюрных линз с параллельными оптическими осями, размещенных на равных расстояниях друг от друга). Сублинзы увеличивают угловую расходимость объектного пучка, позволяя охватить всю апертуру объектива O_3 , формирующего Фурье-образ входной страницы, набранного на устройстве набора страниц (УНС). Световой конус, образованный сублинзой, направляется в сторону УНС с помощью объектива O_2 . При этом УНС вносит в этот проходящий световой поток страницу двоичной информации путем пространственной модуляции по амплитуде. Оптическая схема обеспечивает совпадение опорного и информационного световых пучков по всей площади матрицы. После экспонирования регистрирующей среды и фиксации голограммы процесс записи заканчивается.

Массив страниц записывается и хранится в виде матрицы пространственно разделенных и регулярно расположенных Фурье-голограмм. Для повышения дифракционной эффективности УНС снабжается маской, осуществляющей фазовую модуляцию. При считывании информации опорный пучок направляется дефлектором на нужную голограмму, а объектный пучок блокируется. Мнимое изображение, восстановленное голограммой, проецируется на фотоматрицу. Выборка и передача данных из фотоматрицы может осуществляться как сплошно, так и постранично с помощью электронных декодирующих устройств.

Наиболее перспективны объемные голограммы. Для различения наложенных объемных голограмм посредством дефлектора D_2 и дифракционной решетки ГДР изменяется угол падения опорного пучка. При считывании опорный луч восстановит единственную голограмму, в записи которой он участвовал.

3.7. Голографические технологии для обращения волнового фронта

Из электромагнитной теории поля следует, что для монохроматических световых полей систему уравнений Максвелла в непоглощающей немагнитной среде с симметричным вещественным тензором диэлектрической проницаемости можно свести к линейному уравнению для комплексной амплитуды поля $E(\mathbf{r})$. Любому решению этого уравнения можно поставить в соответствие комплексно-сопряженное решение $E_2(\mathbf{r}) = C E_1^*(\mathbf{r})$, которое будет решением того же уравнения при любой комплексной константе $C = |C| e^{i\varphi}$

$$E_2(\mathbf{r}) = C [E_1(\mathbf{r}) e^{i\varphi(\mathbf{r})}]^* = C [E_1(\mathbf{r}) e^{-i\varphi(\mathbf{r})}], \quad (3.11)$$

т.е. с измененным знаком пространственно зависящей фазы поля φ . Поэтому в англоязычной литературе для обращения волнового фронта в оптическом диа-

пазоне принят термин оптическое фазовое сопряжение (optical phase conjugation).

Волновой фронт определяется как поверхность постоянной фазы волны $\varphi(\mathbf{r})$. Поэтому формы волновых фронтов взаимно обращенных волн совпадают $\varphi_1(\mathbf{r}) = -\varphi_2(\mathbf{r}) = const$, а направления распространения противоположны, откуда и происходит название обращение волнового фронта (*ОВФ*).

При прохождении когерентной волны через среду из прозрачного материала с сильными неоднородностями показателя преломления направленность прошедшей волны во много раз ухудшается (рис. 3.9а)

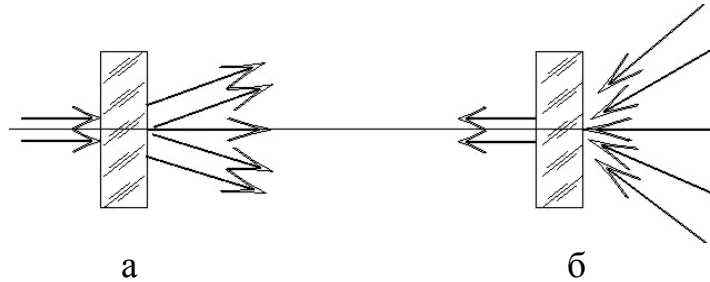


Рис. 3.9. Прохождение через оптически неоднородную среду: а) идеально направленного пучка; б) обращенного к нему.

Если на ту же среду с противоположной стороны направить волну, точно обращенную по отношению к прошедшей через нее (рис. 3.9б), то, в силу обратимости законов линейного распространения, обращенная волна в результате преломления на тех же неоднородностях выправится на обратном проходе до идеально направленной. Это необычное свойство обращенной волны лежит в основе большинства приложений *ОВФ*.

Наиболее просто обратить плоскую волну. Достаточно строго перпендикулярно направлению распространения волны установить зеркало. Для обращения сферической волны требуется сферическое зеркало. Для обращения волны произвольной структуры необходимо иметь зеркало с профилем, в точности совпадающим с профилем волнового фронта.

Методы нелинейной оптики и динамической голографии позволяют реализовать зеркало, автоматически подстраивающееся под форму любой падающей волны. Существует ряд методов *ОВФ*. Широко распространенный метод *ОВФ* основан на четырехволновом смещении (см. рис. 3.10)

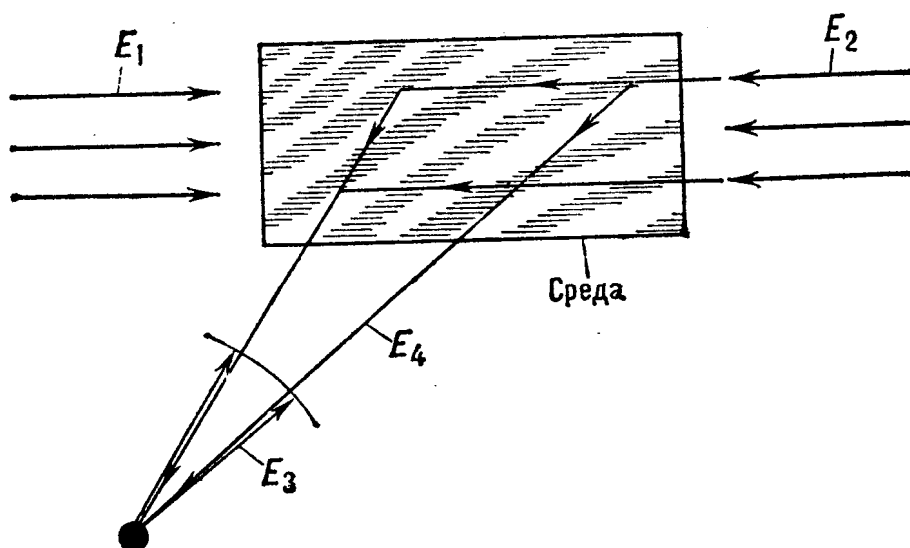


Рис. 3.10. Схема ОВФ при четырехволновом смешении.

В нелинейно оптическую среду одновременно подаются две встречные опорные волны

$$[E_1 \exp(ikz) + E_2(-ikz)] \exp(-i\omega t)$$

и сигнал

$$E_3(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t),$$

подлежащий обращению.

Интерференционная картина полей E_1 и E_3 в нелинейной среде записывается в реальном масштабе времени в виде голограммы с пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon(\mathbf{r}) \sim E_1 E_3^*(\mathbf{r}) \exp(ikz)$.

Эта голограмма тут же считывается с помощью второй опорной волны

$$E_2(-ikz)]$$

и возбуждается четвертая волна

$$E_4(\mathbf{r}) \sim E_1 E_2 E_3^*(\mathbf{r}),$$

точно обращенная по отношению к падающему сигналу $E_3(\mathbf{r})$.

К такому же результату приводит и второй процесс, идущий одновременно и когерентно с первым: запись голографических решеток, пропорциональных $E_2 E_3^*(\mathbf{r}) \exp(-ikz)$ и их считывание первой опорной волной $E_1 \exp(ikz)$.

К достоинствам этого метода следует отнести возможность получить коэффициент отражения в обращенную волну, больше 1, $|E_4|^2 > |E_3|^2$. Недостатком этого метода является необходимость идеально однородной нелинейной среды, а также идеальная обращенность и высокая мощность волн E_1 и E_2 .

Из большинства возможных приложений ОВФ следует сказать, прежде всего, о схеме компенсации фазовых искажений при двукратном прохождении пучка через усилитель в мощных лазерных системах (рис.3.11).

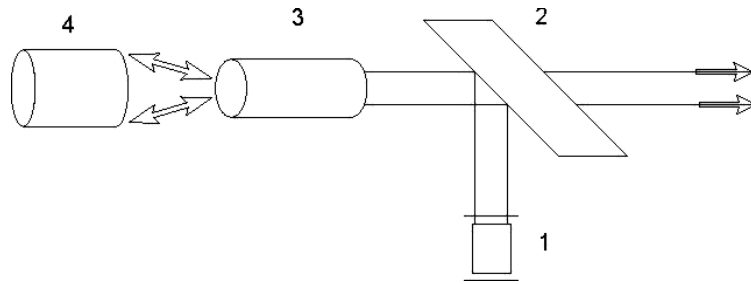


Рис. 3.11. Схема компенсации фазовых искажений усилителя: 1 – лазер; 2 – полупрозрачное зеркало; 3 – усилитель; 4 – устройство для формирования ОВФ.

Идеально направленное излучение маломощного задающего лазера (1) с помощью полупрозрачного зеркала (2) вводится в усилитель (3). Оптические неоднородности последнего существенно ухудшают направленность усиленного излучения. Прошедший пучок отражают тем или иным методом и вновь пропускают через усилитель. В результате обратного прохода волна восстанавливает исходную идеальную направленность и к тому же дополнительно усиливается.

Эхо-голограмма. Фотонное эхо – нелинейный оптический эффект, который позволяет осуществить «обращение времени» в системе атомных частиц. Это одно из самых красивых когерентных явлений, которое составляет основу целого направления в современной оптике и лазерной технике – оптической эхо-спектроскопии. Фотонное эхо является проявлением взаимодействия ультракоротких световых импульсов с веществом – газами, конденсированными средами, плазмой – и обладает своеобразной оптической памятью, может служить основой для хранения, обработки и передачи больших массивов информации.

Объединение свойств голографии и фотонного эха позволяет создать эхо-голограмму. Физическая сущность записи эхо-голограммы состоит в том, что, для того, чтобы зарегистрировать на голограмме нестационарные поля и процессы, необходимо использовать резонансную среду, у которой длина волны λ линии поглощения совпадает с λ излучения, экспонирующего голограмму.

Метод их записи сводится к следующему (см. рис. 3.12).

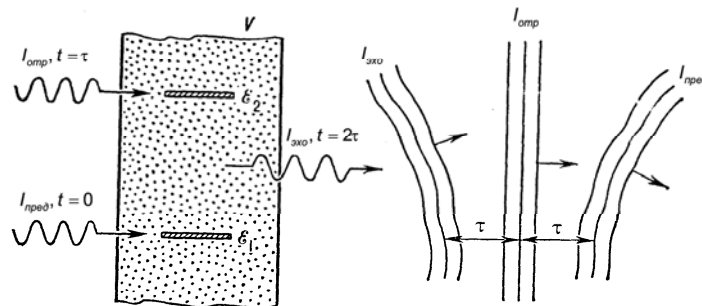


Рис. 3.12. Эхо-голограмма.

В исходный момент $t=0$ на резонансную среду направляется импульс предметной волны $I_{пред}$, который переводит часть атомов среды из основного состояния с энергией ε_1 в верхнее возбужденное состояние ε_2 . В состоянии ε_2 фаза колебаний атомов в течение некоторого времени (время поперечной релаксации) остается такой же, что и фаза объектной волны при $t=0$. Опорная волна подается в виде импульса $I_{опор}$ в момент времени $t=\tau$. Этот импульс обращает на 180° фазы колебаний всех атомов среды, после чего колебания начинают развиваться в обратном направлении. В результате по прошествии времени 2τ среда испускает импульс «эха» $I_{эхо}$. Волновой фронт этого импульса совпадает с фронтом предметной волны либо обращен (*ОВФ*) в зависимости от того, в какой последовательности на среду воздействуют импульсы $I_{пред}$ и $I_{опор}$. В случае эхо-голограммы пространственная память объединена с временной памятью, что позволяет воспроизводить процессы, связанные с изменением во времени и в пространстве.

ОВФ используется в задачах оптической обработки информации, компенсации временного расплывания импульсов при передаче информации по волоконным световодам, нелинейно-спектроскопических исследованиях веществ и др.

Вопросы для самопроверки

1. Покажите, что в основе объемной голографии лежит дифракция света.
2. Что характерно для голограмм Габора?
3. Поясните оригинальный метод восстановления волнового фронта, предложенный Ю.Н.Денисюком?
4. В чем особенность дифракции электромагнитных волн на правильной трехмерной структуре?
5. Почему цветная голография успешно реализуется на объемных голограммах и существенно усложняется при записи на плоских голограммах?
6. Сравните классическую интерферограмму и голограмму.
7. Что позволяет измерять голографическая интерферометрия?
8. Перечислите основные методы получения голографических интерферограмм.
9. Какая голограмма называется динамической?
10. Почему трехмерные голограммы обладают большой информационной емкостью?
11. Какие основные требования предъявляются к оперативным голографическим устройствам?
12. Каким образом динамическая голография позволяет получить коэффициент отражения в обращенную волну больше единицы?
13. Объединение каких эффектов позволяет создать эхо-голограмму?

4. РЕГИСТРИРУЮЩИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СРЕДЫ

Расширение области практического использования оптических, в первую очередь, голографических технологий в немалой степени зависит от успехов, достигнутых в совершенствовании имеющихся и поиске новых регистрирующих сред.

Это светочувствительные материалы, в которых записываемое интерференционное поле инициирует пространственную модуляцию либо коэффициента поглощения α , либо показателя преломления n , либо толщины материала h . Изменение α используется для регистрации амплитудных голограмм, а изменение n и h - для записи фазовых и рельефно-фазовых голограмм. При одновременном изменении α и n формируется амплитудно-фазовая голограмма.

В зависимости от соотношения h и периода регистрируемой интерференционной картины d различают двумерные ($h/d \ll 1$) и трехмерные ($h/d > 1$) регистрационные среды. Если при этом $d \sim 1$ мкм, то среда называется тонкослойной трехмерной, в случае $d \sim 10^2 - 10^3$ мкм – глубокой трехмерной.

Требования к регистрирующим средам в реальных устройствах могут изменяться в весьма широких пределах по следующим параметрам:

- чувствительности;
- разрешающей способности;
- дифракционной эффективности;
- времени хранения информации;
- времени записи;
- механической прочности.

Некоторые среды обладают свойством обратимости, т.е. возможны стирание записанной ранее информации и новая запись другой или той же информации.

Регистрирующая среда должна обеспечивать запись всех пространственно-частотных компонент интерференционной картины. Разрешающая способность (R) регистрирующей среды, необходимая для неискаженного воспроизведения волнового поля, определяется максимальной пространственной частотой голограммы и может быть вычислена по формуле

$$R \geq \frac{2n \sin \theta}{\lambda} \quad [\text{мм}^{-1}], \quad (4.1)$$

где θ – максимальный угол между интерферирующими пучками в среде.

4.1. Основные типы регистрирующих сред

В голографии используются разнообразные светочувствительные среды. Наиболее высокочувствительными из них являются галогеносеребросодержащие фотоэмульсии

Галогеносеребросодержащие фотоэмульсии. Светочувствительный слой галогеносеребросодержащих материалов содержит прозрачные зерна хлористого

серебра. Действие света на этот слой и последующее его проявление приводят к выделению металлического серебра, и поэтому некоторые зерна становятся черными.

Степень почернения можно оценить количественно, измерив отношение светового потока, прошедшего через непочерненную часть светочувствительного слоя $I_{нэ}$, к световому потоку, прошедшему через ее экспонированную часть $I_э$. Величина, определяемая логарифмом этого отношения

$$D = \lg(I_{нэ} / I_э), \quad (4.2)$$

называется почернением или *оптической плотностью*. Оптическая плотность является функцией произведения интенсивности (I) экспонирующего светового потока на время экспозиции (τ)

$D = f(H)$, где $H = I \cdot \tau$ - экспозиция (см. рис. 4.1).

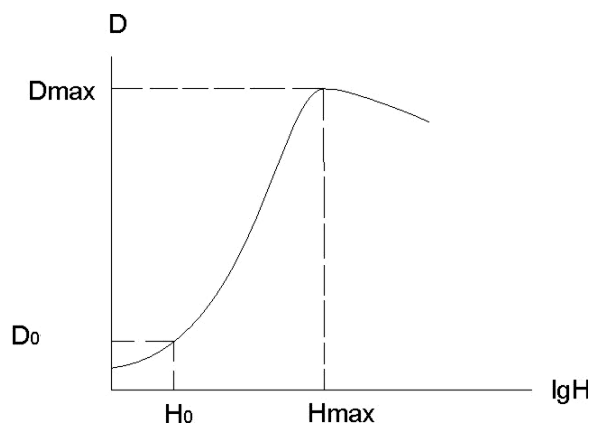


Рис. 4.1. Характеристический график светочувствительных материалов: H_0 и H_{max} - минимальная и максимальная экспозиции материала соответственно.

Темновой фон, который появляется при проявлении фотоматериала, неподвергнутого экспонированию, определяет значение оптической плотности вуали (D_0). *Светочувствительность материала* определяется условным коэффициентом пропорциональности

$$S = 10/H_0. \quad (4.3)$$

Контрастность материала $\text{tg}(\alpha) = \mu$. (4.4)

Выбор подходящей фотоэмульсии делается на основе требований к разрешающей способности, которая определяется размером мельчайших деталей интерференционной картины. Спектральная чувствительность и фотографическая скорость зависят от длины волны лазерного излучения, используемого в процессе записи, от мощности этого излучения, от типа объекта и характера его окружения. Например, в экспериментах с объектами, которые характеризуются вибрационной нестабильностью, применение фотоэмульсий серии 649 фирмы *Kodak*, возможно лишь в сочетании с лазерным излучением высокой интенсив-

ности, позволяющим сократить время экспозиции до необходимого. Фотоэмульсии фирмы *Kodak* характеризуются разрешающей способностью >2000 л/мм. Работа с *He/Ne* или рубиновым лазерами требуют использования эмульсий, специально сенсibilизированных в области длин волн излучения.

Фотополимеры. Эти материалы используются для приготовления фазовых голограмм, дифракционных решеток, преобразователей оптической поверхности волны. Наибольший интерес представляют слои фоторезистов на основе органических соединений. При химической обработке засвеченные участки слоя фоторезиста вымываются, образуя на его поверхности определенный рельеф. Среди зарубежных фоторезистов наибольшее применение в голографии находит фоторезист *Shipley AZ-1350*, а среди отечественных - ФП-383. Они имеют высокую светочувствительность в интервале от 280 до 450 нм.

Для объемных голограмм применяются слои негативных фоторезистов (при химической обработке вымываются незасвеченные участки слоя). Голограмма, записанная на фоторезисте, может восстанавливаться в проходящем свете или на отражение. В последнем случае поверхность протравленного слоя металлизуется.

Термопластичные пленки. Фототермопластики относятся к классу обратимых регистрирующих сред. Голограммы на термопластичных (ТМП) пленках записываются в виде пространственных изменений толщины, приводящих к фазовой модуляции освещающей волны.

Происходит это благодаря способности ТМП слоя размягчаться при нагревании до определенной температуры и деформироваться в соответствии с распределением заряда на его поверхности. При этом сами ТМП материалы – смолы, обычно не чувствительные к свету, поэтому в голографии они используются в комбинации с фотополупроводниками.

Структура регистрирующей среды, используемой для получения ТМП пропускающей голограммы, показана на рис. 4.2

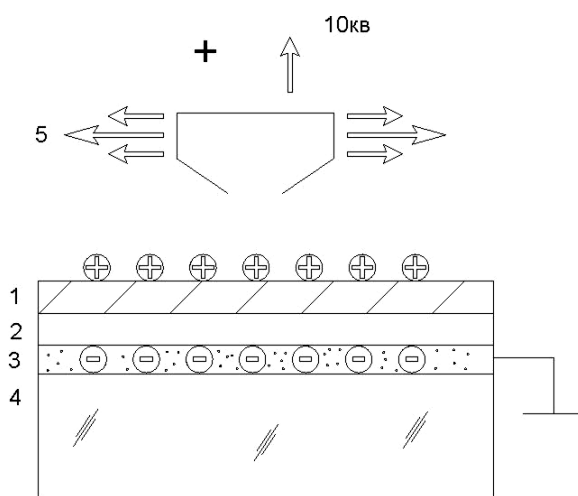


Рис. 4.2. Структура термопластичной среды для пропускающей голограммы: 1-термопластик; 2 – фотополупроводник; 3 – прозрачный проводящий слой; 4 - стеклянная подложка; 5 – устройство для создания коронного разряда.

На стеклянную подложку нанесен прозрачный проводящий состав, например, слой окиси олова. На него последовательно нанесены слои фотополупроводника и термопластика. Прозрачный проводящий слой обеспечивает электрический контакт с фотополупроводником, а также служит для нагревания пленки на стадии проявления термопластической голограммы.

Цикл запись-стирание *ТМП* голограммы (см. рис. 4.3) состоит из нескольких этапов

1 этап. Первая зарядка. На поверхности термопластика с помощью коронного разряда создается однородный электрический заряд (рис. 4.3а).

2 этап. Экспонирование. На поверхность термопластика проецируется интерференционная картина. При этом происходит разрядка фотополупроводника в освещенных зонах и пропорциональное уменьшение электрического потенциала на соответствующих участках поверхности термопластика (рис. 4.3б).

3 этап. Вторая зарядка. Потенциал поверхности термопластика возвращается к первоначальному значению. В тех участках, где поверхность была освещена, электрическое поле возрастает (рис. 4.3в).

4 этап. Проявление. Производится нагревание слоя термопластика до температуры, равной температуре размягчения ($60-100^{\circ}\text{C}$), пропусканием тока через прозрачный проводящий слой. Нагретый *ТМП* слой деформируется в соответствии с распределением локального электрического поля. При охлаждении деформация сохраняется и создает плоскую фазовую голограмму (рис. 4.3г).

5 этап. Стирание. Для стирания голограммы слой термопластика вновь нагревают до $T > T_p$ (рис. 4.3д).

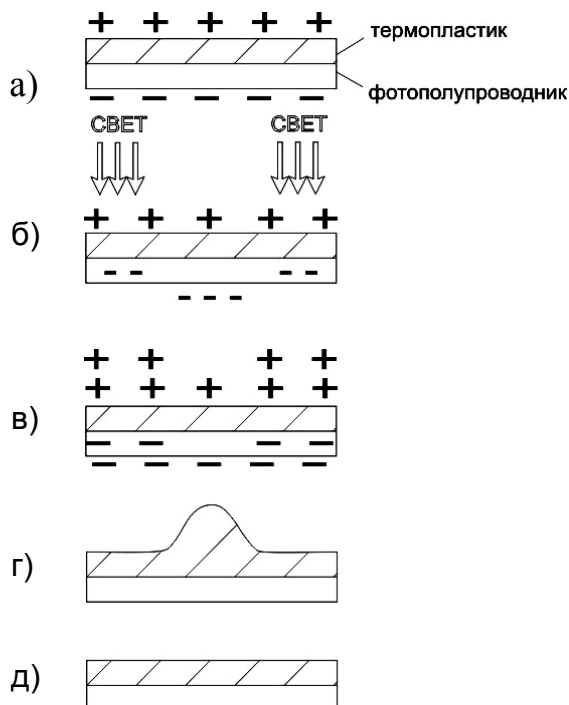


Рис. 4.3. Этапы цикла запись-стирание ТМП голограммы

Разрешающая способность термопластичных материалов зависит от толщины слоя и превышает 1000 л/мм при $h=1$ мкм.

Дифракционная эффективность $\eta=10-30\%$

Материалы с магнитооптическим эффектом. Материалы с магнитооптическим эффектом являются полностью обратимыми и могут использоваться в устройствах долговременного запоминания. Наиболее перспективным материалом для магнитооптических систем памяти являются пленки сплава висмута и марганца *MnBi*. Лазерная запись ведется на ферромагнитной пленке, намагниченной до насыщения. Лазерное излучение нагревает отдельные участки ферромагнитной пленки до точки Кюри, в результате чего их намагниченность исчезает. По окончании облучения материал охлаждается до температуры ниже точки Кюри. Его ферромагнитные свойства восстанавливаются, но направление вектора намагниченности, возникшей под действием размагничивающих полей соседних, не подвергшихся нагреванию участков, оказывается противоположным. Для считывания записанной информации используются магнитооптические эффекты Фарадея и Керра: угол поворота плоскости поляризации падающего линейно поляризованного света связан с величиной и направлением вектора намагниченности пленки. Поляризация света, прошедшего через участки пленки, которые подвергались или не подвергались нагреванию, будет различной. При круговой поляризации лучи, прошедшие через участки с различным направлением намагниченности, приобретают различные запаздывания по фазе.

Пленка *MnBi* изготавливается последовательным нанесением слоев висмута и марганца одинаковой толщины на подложку из кристаллического (слюда, сапфир) или аморфного (стекло) материала. Полученная пленка выдерживается в вакууме при $T=300\text{ С}$ в течение 72 часов. Температура Кюри составляет 360° С . Время записи должно быть не более 50 нс.

Электрооптические кристаллы. Среди известных материалов этого типа наиболее перспективными считаются кристаллы ниобата лития *LiNbO₃/Fe* с различной концентрацией введенной примеси железа. Дифракционная эффективность этих кристаллов с увеличением концентрации железа увеличивается от 5% до 80%, при этом растет и величина энергии излучения, необходимая для получения голограммы.

Физический механизм записи состоит в следующем. Под действием лазерного излучения происходит одно- или многофотонное возбуждение неравновесных электронов из валентной зоны в зону проводимости. В результате электрон-электронного взаимодействия в зоне проводимости, а также пространственной диффузии электронов происходит перераспределение электронной плотности в соответствии с распределением интенсивности в голографической интерференционной картине. Электрическое поле изменяет показатель преломления кристалла, в результате экспонированные участки его приобретают свойства фазовой голограммы, дифракционная эффективность которой теоретически может достигать 100%.

Стирание голограмм осуществляется либо оптическим путем при более высоких интенсивностях лазерного излучения, либо нагреванием до 170° С .

Недостатком является низкая светочувствительность электрооптических регистрационных сред. К настоящему времени разработано несколько путей

улучшения этого параметра кристаллов: использование многофотонных процессов записи голограмм и наложение на кристалл внешнего электрического поля.

Использование явления двулучепреломления, характерного для электрооптических кристаллов, позволяет регистрировать объемные голограммы, при восстановлении которых воспроизводится не только амплитуда и фаза, но и поляризация световой волны.

4.2. Биологические регистрирующие среды

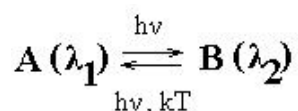
Каждый из рассмотренных выше материалов имеет свои преимущества, однако регистрирующая среда, которая удовлетворяла бы всем требованиям, на сегодняшний день не создана, поэтому продолжается непрерывный поиск и разработка новых светочувствительных материалов. Внимание ученых направлено в область материалов биологического происхождения.

Биологические материалы (белки, ферменты и др.) *дешевы*. Благодаря созданию непрерывных методов культивирования микроорганизмов их ресурсы практически не ограничены, а стоимость выделения и очистки непрерывно снижаются. Фотоматериалы на основе биоматериалов обладают высоким разрешением и быстродействием, а их производство экологически чисто.

Рассмотрим детально механизм записи и технические возможности биологических материалов на примере бактериородопсина.

Фотохромные материалы. Наиболее близко к технической реализации регистрирующих сред биологического происхождения подошли исследователи фотохромных свойств бактериородопсина (БР)

Фотохромизм - это обратимое изменение цвета, которое проявляется в обратимом сдвиге максимума или изменении амплитуды спектра исходной формы. Традиционная схема фотохромного процесс:



Система *A*, находящаяся в термодинамическом равновесном состоянии под действием излучения переходит в состояние *B*. Обратный переход происходит спонтанно за счет тепловой энергии или под действием кванта света. При понижении температуры обратный переход замедляется. Кинетика перехода может включать несколько промежуточных метастабильных стадий.

Фотохромные материалы характеризуются высокой разрешающей способностью, т.к. размеры молекул $\sim 50 \text{ \AA}$

Бактериородопсин. Бактериородопсин (БР) был открыт в 1971 году У.Стокениусом и А.Блауроком при поиске мембраны с регулярной структурой для увеличения разрешения электронного микроскопа. Именно такой участок оказался у галобактерий - одноклеточных микроорганизмов, живущие в соленых озерах планеты. Перенос протона водорода внутрь бактерии при недостаточности O_2 на свету осуществляется через БР (см. рис. 4.4).

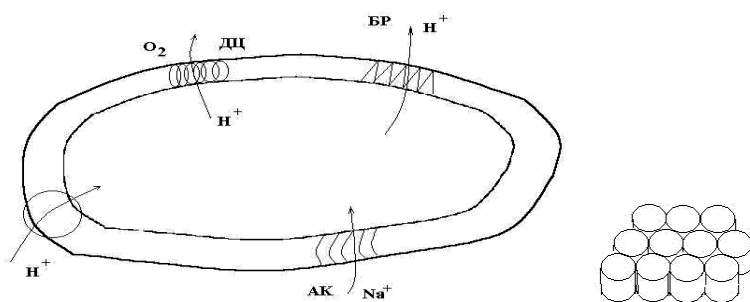


Рис. 4.4. Схематическое устройство галобактерии. ДЦ - дыхательная цепь; ГР - галородопсин; МР - медленный родопсин; АК - аминокислоты.

В мембранах галобактерий были обнаружены участки пурпурного цвета, которые, поглощая солнечный свет, преобразовывают его энергию в энергию жизнедеятельности клетки. Пурпурные участки относительно легко выделяются из биомассы таких организмов и ресуспендируются в воде или высушиваются для получения порошка. Последний может храниться годами при нормальных условиях, а при увлажнении восстанавливать свои свойства.

Каждый участок состоит из нескольких десятков тысяч молекул БР, упакованных в кристаллический монослой, и фактически представляет собой двумерный белковый кристалл (ПМ). Подобная упаковка позволяет белку БР не терять своих функций в широком диапазоне внешних воздействий: рН, температуры, света и т.д.

После поглощения желтого кванта света в молекуле БР запускается *фотохимический процесс по циклической схеме* (рис. 4.5). В действительности она намного сложнее, но главным является образование интермедиата *M*.

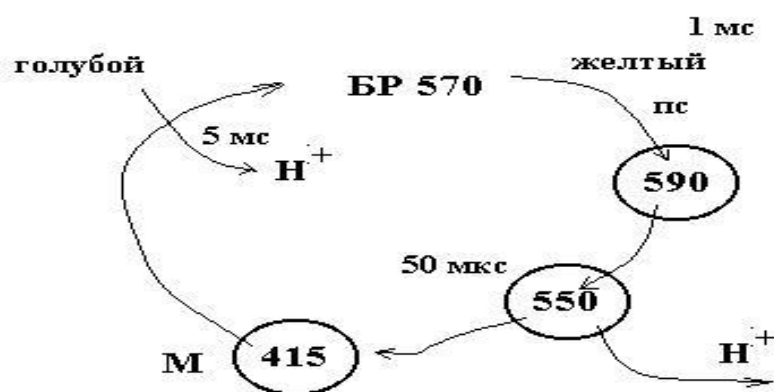


Рис. 4.5. Спектральный цикл бактериородопсина

Поглощение БР кванта света вызывает спектральный сдвиг в поглощении от 570 до 590 нм. Заметим, что фотовозбуждение молекулы развивается за пикосекунды. Примерно через 50 мкс происходит выделение протона (ион H^+) в окружающую среду. Затем через 10-20 мс протон "засасывается" из цитоплазмы, а спектр поглощения формы *M* смещается к исходному. БР готов к приему следующего кванта света.

В результате переноса протона через молекулы БР двумерный белковый кристалл заряжается и возникает трансмембранная разность концентрации ионов водорода. Возникающий при этом электрический потенциал можно зарегистрировать на специальной установке для исследования фотоэлектрических свойств светочувствительных биологических мембран. Частота вращения цикла порядка 100 с^{-1} , и определяется временем жизни M . При достаточном освещении молекула БР переносит 100 протонов в секунду из цитоплазмы клетки наружу.

Таким образом, БР осуществляет светозависимый перенос протонов. Механизм работы такой светозависимой помпы до сих пор не совсем ясен.

Если БР адсорбировать на одной стороне коллодиевой пленки, то освещение ее лазерной вспышкой продуцирует разность потенциалов (рис. 4.6)

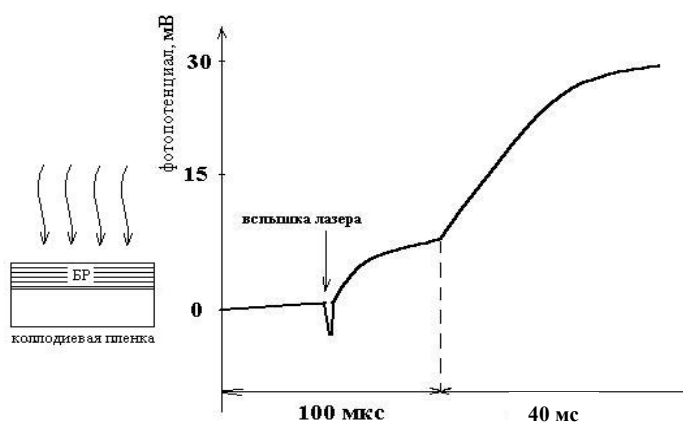


Рис. 4.6. Фазы генерации фотоэлектрического потенциала БР

Видно, что в начальный момент электрический ток отрицательный, затем наблюдается генерация положительного потенциала в микросекундной шкале. Дальнейший рост потенциала происходит в миллисекундной шкале – соответствует релаксации БР в исходное состояние.

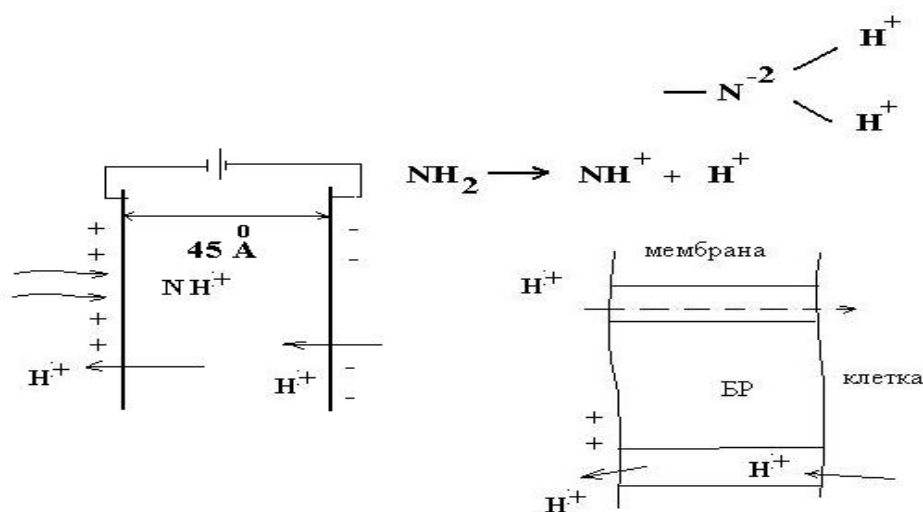


Рис. 4.7. Схема клеточного метаболизма

Предполагается, что после поглощения кванта света происходит поворот молекулы, что облегчает отрыв водорода от азота (рис. 4.7). Происходит его выделение и последующий перенос из внутриклеточной воды. Из окружающей среды благодаря возникшей разности потенциалов внутрь бактерии на освободившееся место засасываются протоны из внешней среды, но уже через другие участки мембраны, где расположены ферменты, превращающие энергию проходящего протона в различные виды работы, такие как накопление питательных веществ, вращение жгутиков.

Биохромы. На основе БР создана фотохромная пленка (Институт Биофизики, Москва). Она имеет достаточно высокие характеристики: чувствительность до 10^{-3} Дж/см², разрешение 10000 мм⁻¹, число циклов более 100000, время хранения информации от долей секунды до часов и суток. Поглощение исходной формы *A* - в области 450-750 нм, наведенной *B* - в области 280-450 нм (т.е. обладает хорошей контрастностью. Способна записывать как амплитудную, так и фазовую информацию с дифракционной эффективностью до 5%.

БР производится в виде водной суспензии, это экологически чистый процесс. Производить Биохром можно по стандартной технологии на основе распространенных в фотографической промышленности матриц (желатина, поливинилового спирта). Срок хранения более 10 лет. Пленка имеет темно-фиолетовый цвет. Под действием света она просветляется, т.е. работает как позитивный материал.

Технические возможности биохромов. В голографии использование в качестве регистрирующей среды пленок Биохром позволяет адаптировать интерферометр к низкочастотным флуктуациям, а требуемую для работы интерферометра мощность уменьшить на два порядка. Используется импульсное возбуждение пленок БР второй гармоникой одночастотного неодимового лазера ($\lambda = 1,06$ мкм, 15 нс).

Пленки Биохром могут быть использованы для регистрации поляризационных динамических голограмм. Исходная пленка изотропна по отношению к падающему излучению. Однако если луч линейно поляризован и его длина волны попадает в область поглощения исходной формы *A*, то в пленке наводится оптическая ось, параллельная этой поляризации, т.е. появляется оптическая анизотропия. В этот момент любой другой луч взаимодействует с ней как с анизотропным материалом (рис. 4.8).

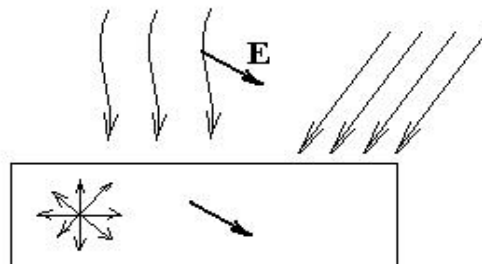


Рис. 4.8. Пояснение процесса записи в поляризационных динамических голограммах.

После выключения возбуждающего света пленка Биохром возвращается в изотропное состояние за время порядка времени перехода формы B в A и, таким образом, готова к новому циклу фотоанизотропного наведения.

Биохром можно использовать для записи интерференционной решетки двумя ортогональными по поляризации лучами, т.е. осуществлять поляризационную голографию. При этом интенсивность света на два порядка меньше, чем для красителей, используемых для таких целей.

Сочетание эффективности поляризационных голографических решеток с большой разрешающей способностью пленки Биохром (10000 мм) позволили реализовать высококачественное пространственно-поляризационное *обращение волнового фронта*.

Пленки Биохрома можно использовать для регистрации всех параметров луча: амплитуды, фазы, частоты, направления, поляризации.

Вопросы для самопроверки

1. Какие требования предъявляются к регистрирующим средам?
2. Перечислите основные типы регистрирующих сред
3. От чего зависит разрешающая способность регистрирующей среды?
4. Как создается плоская фазовая голограмма на термопластичной пленке?
5. В чем состоит физический механизм записи на материалах с магнитооптическим эффектом; на электрооптических кристаллах?
6. Объясните, как в магнитооптических эффектах Керра и Фарадея намагниченность среды влияет на поляризацию света, отраженного от ее поверхности?
7. Почему биологические материалы являются перспективными в качестве регистрирующих сред?
8. Каким образом осуществляется техническая запись информации в биологической среде (на примере воздействия лазерного излучения на молекулу бактериородопсина)?
9. Опишите фазы генерации фотоэлектрического потенциала бактериородопсина.
10. Каковы технические возможности биохромов?

5. ЛАЗЕРНАЯ ДАЛЬНОМЕТРИЯ

5.1. Общие принципы лазерной дальнометрии

Лазерную дальнометрию традиционно связывают с применениями лазеров в военной технике. Отчасти это вполне справедливо, так как первые работы в области измерения расстояний при помощи лазеров действительно связаны с военными применениями и датируются 1961 годом. Вместе с тем в настоящее время области применения лазерных дальномеров существенно расширились и включают как военные применения (в т.ч., в наземной военной технике (артиллерии, танковых войсках), в авиации и на флоте), так как и в задачах зондирования окружающей среды.

В общем случае задача определения расстояния между дальномером и целью сводится к измерению соответствующего интервала времени между зондирующим сигналом и сигналом, отраженным от цели. Различают три метода измерения дальности в зависимости от того, какой характер модуляции лазерного излучения используется в дальномере: импульсный, фазовый или фазово-импульсный.

Сущность метода импульсного дальнометрирования состоит в том, что к объекту посылается зондирующий импульс, который одновременно запускает временной счетчик в дальномере. Когда отраженный объектом импульс приходит к дальномеру, то он останавливает работу счетчика. По временному интервалу перед оператором на дисплее автоматически высвечивается расстояние до объекта. Минимальная погрешность в измерении расстояния, обеспечиваемая данным методом, составляет около 30 см (1 нс). Специалисты считают, что для решения большинства практических задач этого вполне достаточно, поскольку измеряемые расстояния составляют сотни метров – единицы км.

При фазовом методе дальнометрирования лазерное излучение модулируется по синусоидальному закону. При этом интенсивность излучения меняется в значительных пределах. В зависимости от дальности до объекта изменяется фаза сигнала, падающего на объект. Отраженный от объекта сигнал приходит на приемное устройство также с определенной фазой, зависящей от расстояния. Погрешность измерений расстояний, обеспечиваемая фазовыми дальномерами, работающими в полевых условиях, при частоте модуляции лазерного излучения 10 МГц составляет около 5 см.

В военных применениях чаще всего используют импульсные дальнометры из-за простоты их схемы, надежности результатов измерения.

Импульсный лазерный дальномер. Импульсный дальномер может считаться самым простым по схемной реализации лазерным дальномером. Он, по сути, повторяет в другом диапазоне длин волн хорошо известный и давно применяемый в радиолокации принцип обнаружения и последующего слежения за объектом.

В сторону возможного нахождения объекта посылается короткий радиоимпульс. Затем приемник РЛС (радиолокационная станция) включается на прием отраженного от объекта сигнала. По задержке отраженного радиоимпульса

относительно зондирующего определяется расстояние до цели. При этом угловые координаты направления посылки радиоимпульса соответствуют угловым координатам обнаруженного объекта. Точность измерения длины определяется длительностью радиоимпульсов. Так в миллиметровом диапазоне длин волн длительность используемых импульсов в настоящее время составляет около 30нс. Это, пожалуй, самые короткие из используемых в радиолокации импульсов.

Замена источника излучения на лазер сопряжена как с достижением новых возможностей в плане измерения дальности до объекта и его локализации в пространстве, так и с появлением ряда ограничений на его использование.

Как уже было сказано выше, импульсный лазерный дальномер, использует в качестве зондирующего короткий импульс электромагнитного излучения, но с длиной волны, лежащей в оптическом диапазоне длин волн. Чаще всего это ближний ИК диапазон.

Возможность использования лазера для локации объекта основана на реализации режима «гигантского» импульса или режима модуляции добротности резонатора. Длительность импульса генерации в этом случае равна нескольким проходам резонатора лазера (резонатор обеспечивает положительную обратную связь). Чем меньше длина резонатора, тем короче генерируемый импульс. Характерные времена импульсов в этом режиме составляют 10-20 нс. Без дополнительных усложнений можно реализовать длительности около 2 нс. Правда, энергия излучения при этом будет ограничена величиной около 10 – 20 мДж.

Прием отраженного сигнала должен осуществляется скоростным фотоприемником с полосой регистрации не менее 100 МГц (эквивалентно 10 нс по времени, 3 м по расстоянию). В противном случае точность измерения упадет. В настоящее время этим задачам в большей степени соответствуют лавинные фотодиоды и *p-i-n* фотодиоды, используемые в скоростных линиях волоконной связи. Чувствительность этих приборов составляет порядка (0,2-0,5) А/Вт. Темновой ток около 1 нА. При наличии усиления они способны детектировать сигналы на уровне меньшем 1 нВт. Возможное использование различных модификаций этих приемников принципиально не меняет ситуацию, так как в их основе лежат те же фотодиоды. Высокоскоростные микроканальные ФЭУ очень дорогие, при этом известные типы работают фактически в видимом диапазоне длин волн (до 0.85 мкм).

Схема импульсного дальмера. Схема импульсного лазерного дальмера включает, в том или ином виде, два независимых канала – канал излучателя и канал приемника. Канал излучателя содержит источник излучения – лазер, и расширитель выходного пучка лазера – телескоп. Необходимость включения в схему дальмера телескопа обусловлена стремлением сократить угловую расходимость выходного излучения лазера. Требуемая расходимость определяется размерами цели (мишени) и расстоянием до нее. Обычно она составляет величину порядка 1 угловой минуты (2.9×10^{-4} рад).

При выборе требуемой величины расходимости обычно принимают в расчет следующие соображения. Желательно иметь на максимальном измеряемом расстоянии размер светового пятна равный размерам мишени. В этом

случае вся посылаемая энергия будет участвовать в формировании отраженного сигнала. Естественно, при этом предполагается, что мы можем обеспечить заведомо лучшую (на порядок) угловую точность наведения излучения на цель. В противном случае, целесообразно увеличить размер пятна на мишени и смириться с потерей части энергии. Если расходимость большая, часть излучения, тем большая, чем больше расстояние до цели, будет расходоваться впустую. Так как расходимость лазера в многомодовом режиме составляет величину порядка 10-20 угловых минут, то увеличение телескопа выбирают обычно 10. Во столько же раз уменьшается расходимость. На выбор, естественно, могут влиять и другие соображения, например, допустимые габариты и т. п.

Приемный канал должен обеспечить регистрацию отраженного от мишени излучения. В его состав, как уже говорилось, входит объектив и фотоприемник. Каким бы сложным не был объектив, это все-таки линза, которая собирает возвратившееся излучение с апертуры объектива на фотоприемнике. Размер фотоприемной площадки известен – 0,1 мм. Угловой размер мишени тоже. Легко определить максимально допустимое фокусное расстояние приемного объектива, поделив первую величину на вторую. Строго говоря, расходимость отраженного излучения больше углового размера мишени, так как говорить о зеркальном отражении от мишени просто невозможно. Играет роль и влияние атмосферы. Обычно фокусное расстояние объектива не превосходит 100 мм. Так как эта величина завязана на конструктивное исполнение, то на ее выбор могут оказывать влияние и другие соображения.

Увеличение фокусного расстояния сужает приемную диаграмму и повышает отношение сигнал/шум, так как в качестве шума выступает рассеянное атмосферой солнечное излучение с равномерным угловым распределением. Спектральная плотность его известна. Она может служить основой для проведения оценок чувствительности приемной системы. Непосредственное увеличение приемной апертуры объектива не приводит к увеличению отношения сигнал/шум. Принимаемый сигнал растет пропорционально площади входной апертуры, так же возрастает и шум. Естественно, что для увеличения величины принимаемого сигнала, пока он не превышает шумы электронной аппаратуры разумно увеличивать входное отверстие объектива.

Оси приемного канала и канала излучателя должны юстироваться на параллельность с точностью лучшей, чем входная угловая апертура приемника. В этой ситуации отраженное от цели излучение независимо от расстояния до нее всегда будет попадать в приемный канал.

Стоит обратить внимание и на то, что вся оптика дальномера должна просветляться для уменьшения потерь излучения. Что касается приемного канала, то просветление важно и с точки зрения повышения сигнал/шум. Оно может и должно представлять собой узкий спектральный фильтр, выделяющий излучение с длиной волны используемого лазера.

Лазеры для дальномеров. В современных дальномерах стараются использовать малогабаритные лазеры с воздушным охлаждением. Выходные импульсы излучения имеют характерные энергии 10 –20 мДж. Характерная час-

тота повторения импульсов - 1 импульс в несколько секунд, но иногда используют режим работы с большей частотой (в этом случае используют короткие серии импульсов).

Эффективность работы дальномера зависит от ряда параметров. Поэтому при выборе конструктивных решений помимо прочих соображений следует учитывать необходимость обеспечения:

- большой энергии в импульсе;
- максимально-возможного фокусного расстояния приемного объектива и его апертуры;
- максимально-возможного увеличения телескопа;
- минимального уровня темнового тока фотоприемника.

5.2. Дальномеры, применяемые в задачах дистанционного зондирования

Наряду с военными применениями, в последние годы широкое применение получили лазерные дальномеры, используемые для решения задач экологического мониторинга окружающей среды. Они применяются в составе оптических измерительных систем дистанционного зондирования, известных под общим названием *лидары*. В настоящее время существует два основных типа лидаров, основанных на применении лазерных дальномеров – *альтиметры* и *батиметры*.

Альтиметры - это устройства для определения высоты, которые позволяют осуществлять с высоким разрешением измерения топографии поверхностей Земли, Луны и других планет. Альтиметры устанавливаются на борту самолетов, вертолетов и космических летательных аппаратов. При альтиметрических измерениях лазер выполняет роль источника излучения очень высокой яркости и может давать импульсы с пиковой мощностью, превышающей уровень несколько мегаватт, и длительностью всего несколько наносекунд. Усреднение по нескольким выстрелам обычно не требуется, поскольку отраженные лазерные импульсы характеризуются большим отношением сигнал/шум. При использовании твердотельных лазеров с модуляцией добротности и наносекундных электронных счетчиков времени можно достичь метрового и даже субметрового вертикального разрешения с высоты полета в несколько километров и даже с орбитальных высот в несколько сотен километров.

Другой тип лидаров на базе лазерного дальномера – *батиметры* – применяются для измерений рельефа морского дна, а также обнаружения и измерения формы поверхности подводных объектов (подводных лодок, мин, самоходных торпед и т.д.). Возможности применения таких устройств ограничены оптическими свойствами воды (степенью прозрачности для лазерного излучения) конкретного водоема. Характерные глубины, на которых проводятся измерения при помощи батиметров, обычно составляют несколько десятков метров.

Современные альтиметры и батиметры обычно реализуются на базе *Nd:YAG* лазеров с модулированной добротностью и ламповой или диодной накачкой. При этом в первом случае (в альтиметрах), как правило, используются гранатовые лазеры, генерирующие излучение на основной длине волны (1064

нм), а в батиметрах – лазеры с удвоением частоты излучения (длина волны 532 нм). В последнем случае это связано с тем, что вода имеет минимальные потери энергии света в сине-зеленой части спектра. По этой причине в батиметрах целесообразно использовать лазеры с длиной волны излучения вблизи 0.5 мкм.

Характерные параметры излучения лазеров, используемых в альтиметрах и батиметрах, следующие:

- энергия излучения в импульсе – 5-50 мДж,
- длительность импульса - 1-10 нс,
- частота повторения - 20-50 Гц

Излучение лазеров в альтиметрах и батиметрах обычно коллимируют для обеспечения расходимости на уровне 0.1 мрад. Для регистрации отраженного сигнала на длине волны 1.06 мкм используют кремниевые лавинные фотодиоды (ЛФД) с полосой 50-100 МГц, достаточной для регистрации импульсов наносекундной длительности. Обычно лавинный фотодиод в альтиметрах работает в комбинации с малошумящим предусилителем на полевых GaAs-транзисторах, что обеспечивает чувствительность измерений на уровне около 3×10^{-10} Вт. Это почти на порядок величины больше, чем уровень фотонного шума на длине волны 1 мкм, рассчитанный для интервала времени, равного обратной ширине полосы. Квантовый выход ЛФД с предусилителем составляет около 40%.

При работе на длине волны 0.53 мкм обычно применяют ФЭУ, работающие в режиме ограничения фотонным шумом. Квантовый выход таких ФЭУ составляет около 25%.

5.3. Трехмерное лазерное сканирование

Трехмерное лазерное сканирование является новым быстро развивающимся методом лазерных измерений, используемых для решения различных производственных и инженерных задач (проектирование, реконструкция, строительство и т.д.).

В основе метода лазерного сканирования лежит определение координат отдельных регистрируемых точек на поверхности измеряемого объекта по трем измерениям (X , Y и Z), которое выполняются с помощью высокоточного скоростного (десятки тысяч измерений в секунду) лазерного дальномера. Принцип сканирования заключается в том, что после измерения координат отдельной фиксированной точки на поверхности объекта лазерный пучок разворачивается на некоторый заданный угол для того, чтобы перейти на следующий узел мнимой координатной сетки, где вновь производится определение координат. Так продолжается до тех пор, пока не будет просканирована вся поверхность изучаемого объекта.

Следует отметить, что повышение плотности узлов в координатной сетке повышает общее количество отснятых точек, а, следовательно, увеличивает детальность съемки. Координаты отдельных точек, полученные в результате сканирования объекта, объединяются в группы, называемые облаками точек. Количество точек в облаке варьируется от нескольких сотен до сотен тысяч (а порой и миллионов). Измеряя расстояние и зная угол отклонения лазерного луча в го-

горизонтальной и вертикальной плоскостях, можно получить трехмерные координаты каждой отдельной точки в системе координат сканера, а затем с помощью дополнительных операций и специализированного программного обеспечения привязать полученное облако точек к любой другой системе координат.

Первые приборы, работающие по такому принципу, появились в конце 1980-х - начале 1990-х годов. Одним из мировых лидеров по производству коммерческих лазерных сканеров сегодня является американская компания Leica Geosystems. А началось все с того, что в 1992 году специалисты другой американской компании - Cyra Technologies (которая позднее стала одним из подразделений Leica Geosystems) - столкнулись с проблемой создания чертежей сложных производственных объектов. При работе с доступными в то время геодезическими системами съемки местности на создание каждого чертежа затрачивалось огромное количество времени и сил. В итоге это привело к тому, что компания решила разработать свою собственную измерительную систему, которая бы отвечала повышенным требованиям к точности и скорости измерений. Так родилась идея создания трехмерного лазерного сканера.

Работа большинства лазерных сканеров основана на использовании импульсных лазерных дальномеров. Сканирование лазерным пучком осуществляется шаговыми электромоторами с закрепленными на них зеркалами. Одно из зеркал отклоняет луч лазера в горизонтальном направлении, а другое - в вертикальной плоскости (см. рис. 5.1).

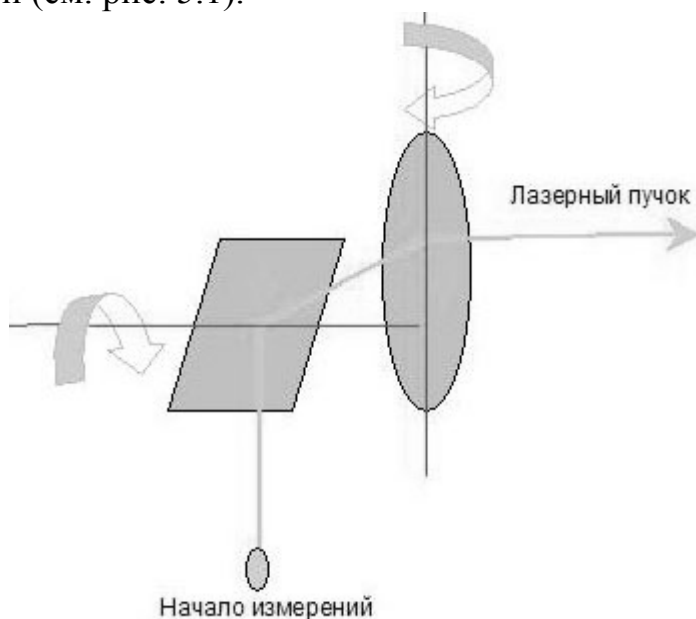


Рис. 5.1. 2-координатное сканирование лазерным пучком

Однако, в последнее время используется и другая система сканирования. В этой системе луч лазера в горизонтальном направлении отклоняется не зеркалом, а с помощью ступенчатого (шагового) вращения сканера вокруг собственной оси. Это позволяет осуществлять съемку всего окружающего сканер пространства. Так, например, в лазерном сканере Leica HDS3000 поле зрения составляет 360° по горизонтали и 270° по вертикали.

Многие современные лазерные сканеры обладают встроенной цифровой фотокамерой, которая служит для фотосъемки окружающего сканер пространства, в результате чего пользователь сможет увидеть на экране панорамную фотографию. В дальнейшем это дает возможность выбрать из общей фотографии только то, что требуется для достижения результата измерений, избежав сканирования ненужных фрагментов, и, как следствие, потерь рабочего времени.

Процесс измерений и обработка их результатов. Технология съемки объектов с применением лазерного сканера в значительной мере зависит от геометрии и типа снимаемого объекта. В ряде случаев для достижения требуемого результата приходится многократно переставлять сканер с места на место, выполняя съемку отдельных деталей и фрагментов объекта. Причиной этого является наличие так называемых "мертвых зон", возникающих из-за многих обстоятельств, например, наличия вблизи снимаемого здания растущих деревьев, близко расположенных автомобилей, других зданий и иных паразитных объектов. В таких случаях приходится значительно увеличивать количество точек съемки.

Естественно, что после завершения процесса съемки возникает необходимость приведения отснятого материала в некую единую систему координат, которая, как правило, задается заказчиком выполняемых работ. С этой целью во время съемки на объекте или рядом с ним устанавливаются специальные марки, с помощью которых производится объединение облаков точек, полученных с мест различных стоянок сканера, при помощи специального программного обеспечения.

Выше отчасти уже был затронут вопрос об обработке данных лазерного сканирования, когда речь шла о регистрации отдельных облаков точек в единую систему координат. Однако технология обработки не ограничивается одной лишь регистрацией. После окончания сканирования получается огромный массив точек, детально описывающий объект съемки. По сути дела, мы получаем его точечную трехмерную модель, отражающую все детали объекта.

Следующий этап работы – это извлечение из полученного набора данных той информации, ведет к получению конечного результата измерений. Этим результатом может быть, например, получение изображения сечения объекта в заданной плоскости или составление его трехмерной модели. Кроме того, можно измерить расстояния между такими точками исследуемого объекта, куда невозможно или даже опасно посылать человека с рулеткой.

По результатам сканирования не составляет большого труда выполнить и чертеж объекта. Это может быть сделано как при помощи специализированной программы, так и стандартного программного обеспечения, например, программы AutoCAD. Наконец, возможно также и создание компьютерной анимации, которая будет включать в себя «облет» полученных облаков точек (т.е. движение вокруг трехмерной модели объекта) и т.д. Все эти действия пользователь производит на экране с компьютера с точечной моделью объекта, которую можно легко поворачивать и перемещать в пространстве.

Следует отметить, что в процессе съемочных работ могут получаться гигантские (состоящие из десятков миллионов точек) массивы данных, которые требуют использования огромных (до нескольких гигабайт) объемов памяти на жестких дисках персональных компьютеров. По этой причине при лазерном сканировании предъявляются очень высокие требования к быстродействию и емкости компьютерных накопителей информации.

Примеры практического использования трехмерного лазерного сканирования. При выборе любого инструмента для работы очень важно четко понимать сферы его возможного применения на практике. Так, зная технические возможности измерительной системы, можно в значительной мере повысить эффективность ее применения. Сказанное в равной степени относится и к трехмерному лазерному сканированию.

Итак, что мы знаем о самом приборе – лазерном сканере? Это измерительный прибор, который в состоянии фиксировать координаты точек на поверхности снимаемого объекта. Фиксация данных происходит очень быстро – со скоростью несколько тысяч точек в секунду. В результате этого за относительно небольшой промежуток времени возможен сбор очень большого объема данных. Результатом работы трехмерной лазерной сканирующей системы являются облака точек, с заданной степенью детализации описывающие исследуемый объект.

Где же можно использовать такой прибор? Одной из сфер применения, где наиболее полно используются возможности лазерного сканера, является архитектура и реставрация исторических объектов. Лазерное сканирование дает возможность провести съемку памятника, фасада исторического здания или археологического объекта в считанные часы.

В качестве другого примера применения лазерных сканеров можно привести съемку объектов нефтегазовой промышленности и энергетического комплекса. Подчас объекты такого рода представляют собой немыслимое переплетение трубопроводов, насосов, вентилях, различных конструкций в виде уголков, балок и многого другого. Такие объекты зачастую эксплуатируются в течение длительного времени, прежде неоднократно подвергались модернизации, которая не всегда отражалась в соответствующих чертежах и планах, а порой бывает и так, что чертежи некоторых узлов безвозвратно утеряны.

Кроме того, на практике нередко возникают ситуации, когда оборудование должно быть модернизировано, но есть сомнения, впишется ли новая техника на место старой, не произойдет ли после этой замены каких-либо накладок? Во всех подобных случаях на помощь может прийти трехмерное лазерное сканирование, которое позволяет ответить на все эти вопросы и оперативно отразить текущее состояние оборудования на экране компьютера.

При таком подходе появляется возможность не только сохранить информацию о снимаемом объекте, но и использовать ее для реконструкции предприятия (см. рис. 5.2). Например, имея информацию в виде облаков точек, мы можем импортировать в программу обработки модель нового оборудования и увидеть, что же получится в дальнейшем. Программа покажет нам все места возможных нестыковок и коллизий. По сути дела, еще на этапе проекта модерниза-

ции предприятия можно будет сделать вывод о том, насколько успешно она завершится. Очевидно, что все это дает колоссальную экономию средств.

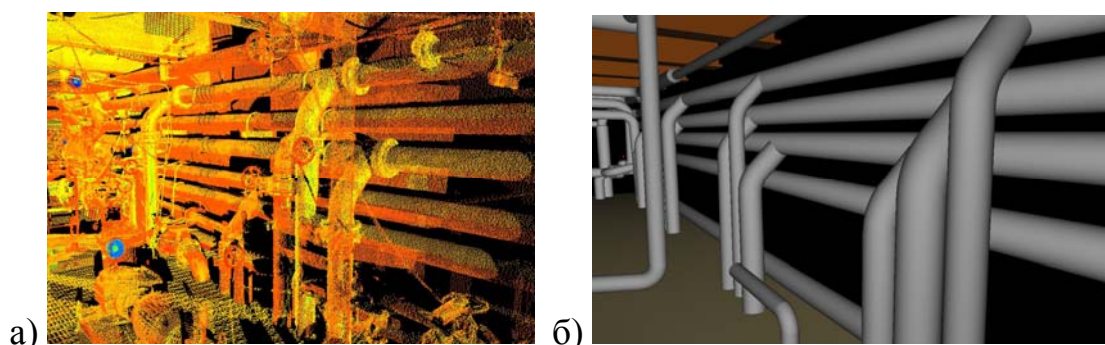


Рис. 5.2. Компьютерное виртуальное изображение фрагмента отсканированного производственного объекта (а) и его реконструкция (б)

Еще одной областью применения 3-мерного лазерного сканирования является съемка угольных карьеров и открытых горных выработок. На предприятиях такого рода крайне актуальна задача оперативного подсчета объема извлекаемого грунта. Эта задача также может быть успешно решена при использовании метода 3-мерного лазерного сканирования. За счет того, что сканер выдает большой объем информации за короткое время, можно не только сократить время проведения полевых работ, но и повысить детальность съемки, что положительным образом скажется и на точности определения объема извлекаемого грунта.

Следует также отметить, что в последнее время появился значительный интерес к использованию метода лазерного сканирования для сохранения объектов культурного и исторического наследия (путем архивирования информации о них). В частности, в настоящее время во многих странах мира ведутся работы по созданию 3-мерных виртуальных копий наиболее ценных произведений искусства, архитектурных памятников и археологических объектов. Такая информация позволяет восстановить памятники в случае их повреждения или утраты (например, в результате в результате актов вандализма, природных катаклизмов и т.д.). В качестве примера на рис. 5.3 приведена фотография и компьютерное изображение виртуальной копии средневековой мраморной статуи, полученное при помощи данного метода.

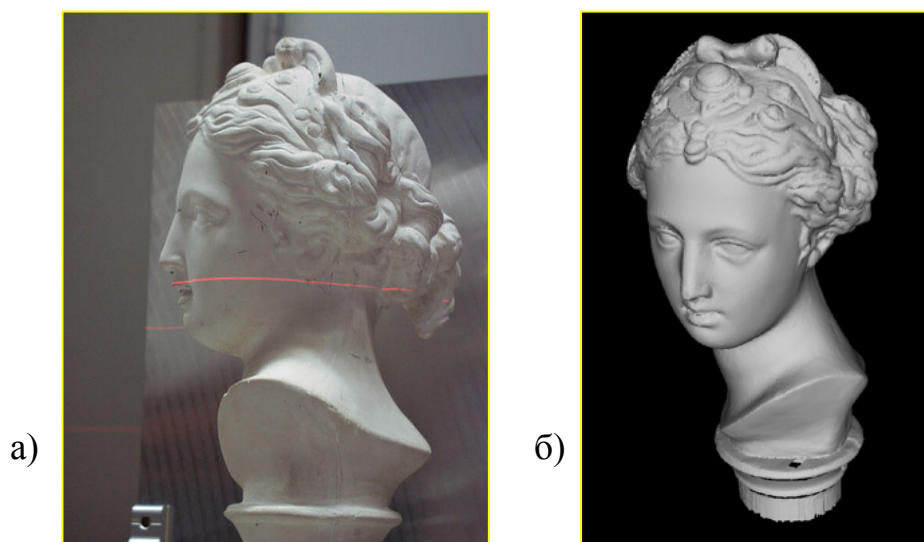


Рис. 5.3. Мраморная статуя (а) и ее виртуальная копия (б), полученная при помощи метода 3-мерного лазерного сканирования

В заключение данного параграфа остается назвать ряд технических параметров, характеризующих описанный выше метод измерений. В современных лазерных сканерах обычно используются импульсные $YAG:Nd$ лазеры (типичные выходные параметры: длина волны излучения – 0,53 мкм, длительность импульса 0,25 нс, средняя мощность – около 1 мВт). Обеспечиваемая лазерными сканерами точность измерений зависит от размеров объекта и может составлять от 50 мкм (при съемке объектов размером около 50x50 см² с расстояния до 1 м) до 1 мм (при съемке объектов размером до 50x50 м² с расстояния до 100 м).

Вопросы для самопроверки

1. Какой тип модуляции лазерного излучения используется в дальнометре?
2. Определите сущность метода импульсного дальнометрирования.
3. Сформулируйте основные параметры, от которых зависит эффективность работы лазерного дальнометра.
4. Выберите характер модуляции сигнала, обеспечивающий минимальную погрешность измерения расстояния
5. На чем основана возможность использования лазера для локации объекта?
6. Какие каналы включает в себя схема импульсного дальнометра?
7. Какие требования предъявляются к лазерам, используемым в дальнометрии?
8. Для решения каких задач применяются лидары?
9. Определите два основных типа лидаров.
10. На базе каких лазеров обычно реализуются лидары?
11. Что лежит в основе метода лазерного сканирования?
12. Как происходит обработка данных лазерного сканирования?
13. Приведите примеры использования трехмерного лазерного сканирования.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Словарь некоторых основных терминов и понятий, употребляемых в тексте.

Адаптивная оптика — раздел оптики, занимающийся разработкой оптических систем с динамическим управлением формой волнового фронта для компенсации случайных возмущений и повышения, таким образом, предела разрешения наблюдательных приборов, степени концентрации излучения на приёмнике или мишени и т. п.

Аморфное состояние — твёрдое некристаллическое состояние вещества, характеризующееся изотропией свойств и отсутствием точки плавления.

Амплитуда колебаний — наибольшее отклонение колеблющейся величины от среднего положения или от некоторого значения, условно принятого за нулевое.

Амплитудно-частотная характеристика — зависимость амплитуды колебания на выходе устройства от частоты входного гармонического сигнала.

Анизотропная среда — среда, макроскопические свойства которой различны в различных направлениях, в противоположность среде изотропной, где они не зависят от направления.

Апертура — действующее отверстие оптической системы, определяемое размерами линз, зеркал или оправ оптических деталей. Угловая апертура — угол α между крайними лучами конического светового пучка, входящего в систему.

Атомный интерферометр — прибор, позволяющий наблюдать стационарную картину интерференции двух сдвинутых по фазе компонент какого-либо состояния атома. В принципе такое устройство аналогично обычному двухлучевому оптическому интерферометру.

Белый свет — электромагнитное излучение определённого спектрального состава, вызывающее у людей с нормальным цветовым зрением нейтральное в цветовом отношении ощущение. Белый свет даёт видимое излучение Солнца, а также излучение непрозрачных твёрдых и жидких тел, нагретых до высокой температуры и имеющих распределение спектра, близкое к солнечному.

Взаимодействие световых волн — связано с энергообменом в нелинейной среде световых волн разных частот и разных направлениях распространения и приводит к ряду нелинейных оптических явлений, в частности к генерации гармоник.

Волновая оптика — раздел физической оптики, изучающий совокупность явлений, в которых проявляется волновая природа света

Волновод — искусственный или естественный канал, способный поддерживать распространяющиеся вдоль него волны, поля которых сосредоточены внутри канала или в примыкающей к нему области.

Волновой коллапс — явление самопроизвольной концентрации (обычно с последующей диссипацией) волновой энергии в малой области пространства.

Волновой пучок — пучок бегущих волн, создающих волновое поле, ограниченное в поперечном сечении. Обычно это набор плоских волн, волновые векторы которых составляют небольшие углы с направлением геометрического лу-

ча — прямолинейного в однородных средах и криволинейного в плавно неоднородных.

Волновой фронт — поверхность, на всех точках которой волна имеет в данный момент времени одинаковую фазу.

Голограмма (от греч. holos — весь, полный и gramma — черта, буква, написание) — запись волнового поля на чувствительном материале в виде интерференционной картины, образованной смещением этого волнового поля с опорной волной.

Голографическая память. Трёхмерные голограммы имеют большую информационную ёмкость и ассоциативный характер памяти. В основе этого лежит селективность трёхмерной записи, т. е. способность голограммы взаимодействовать только с теми компонентами восстанавливающего излучения, которые присутствовали на этапе их записи.

Голографическая интерферометрия — получение и интерпретация интерференционных картин, образованных волнами, из которых, по крайней мере, одна записана и восстановлена голографически.

Голографическое распознавание образов — отнесение изображения (или его части) к одному из заранее определённых классов.

Дилатометрия — раздел физики и измерительной техники, изучающий зависимость изменения размеров тела от температуры, давления, электрических и магнитных полей, ионизирующих излучений и т. д. Дилатометрические исследования основаны на определении теплового расширения тел и его различных аномалий (при фазовых переходах и др.).

Дисперсия — зависимость фазовой скорости гармонической волны от частоты этой волны.

Диссипация энергии (от лат. dissipatio - рассеяние) — переход части энергии упорядоченного процесса в тепловую (у физических систем, напр., электрического тока), или переход части механической энергии в другие формы за счет наличия сил сопротивления (у механических систем).

Диэлектрическая проницаемость — величина, характеризующая диэлектрические свойства среды — её реакцию на электрическое поле. В соотношении $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$, где \mathbf{E} — напряжённость электрического поля, \mathbf{D} — электрическая индукция в среде, Д. п. — коэффициент пропорциональности ε . В большинстве диэлектриков при не очень сильных полях Д. п. не зависит от поля \mathbf{E} . В сильных электрических полях (сравнимых с внутриатомными полями), а в некоторых диэлектриках в обычных полях зависимость \mathbf{D} от \mathbf{E} — нелинейная. Величина Д. п. существенно зависит от типа вещества и от внешних условий (температуры, давления и т.п.). В переменных электрических полях Д. п. зависит от частоты поля \mathbf{E} .

Дифракция света — в узком, но наиболее употребительном смысле — огибание лучами света границы непрозрачных тел (экранов); проникновение света в область геометрической тени. В широком смысле дифракция света — проявление волновых свойств света в предельных условиях перехода от волновой оптики к геометрической.

Длина волны — пространственный период волны, т. е. расстояние между двумя ближайшими точками гармонической бегущей волны, находящимися в одинаковой фазе колебаний или удвоенное расстояние между двумя ближайшими узлами или пучностями стоячей волны. Длина волны λ связана с периодом колебания T и фазовой скоростью v_ϕ распространения волны в данном направлении соотношением $\lambda = v_\phi T$.

Керра эффект - Возникновение двойного лучепреломления в оптически изотропных веществах, например жидкостях и газах, под воздействием однородного электрического поля. Магнитооптический К. э. состоит в том, что плоско поляризованный свет, отражаясь от намагниченного ферромагнетика, становится эллиптически поляризованным; при этом большая ось эллипса поляризации поворачивается на некоторый угол по отношению к плоскости поляризации падающего света.

Лазер с распределенной обратной связью — такой лазер, резонатор которого состоит из периодической структуры, играющей роль распределенного отражателя на длине волны излучения лазера.

Линейная среда — среда, параметры которой (плотность, упругость, проводимость и т.д.) при распространении в ней волновых возмущений можно считать постоянными, не зависящими от амплитуд волн.

Монохроматическое излучение (от греческого *monos* - один, единый и *chroma* - цвет), электромагнитное излучение одной определенной и строго постоянной частоты (длины волны). Происхождение термина "монохроматическое излучение" связано с тем, что различие в частоте (длине) световых волн воспринимается человеческим глазом как различие в цвете.

Нелинейная оптика — раздел оптики, связанный с изучением и применением явлений, обусловленных линейным откликом вещества на световое поле

Нелинейная среда — среда, отклик которой на действие внешнего возмущения нелинейно зависит от амплитуды возмущения. В нелинейной среде не выполняется принцип суперпозиции: отклик на сумму возмущений не равен сумме откликов на отдельные возмущения.

Нелинейные колебания и волны — процессы в колебательных и волновых системах, не удовлетворяющие принципу суперпозиции. Нелинейные колебания или волны в общем случае взаимодействуют между собой, а их характеристики (частота, форма колебаний, скорость распространения, вид профиля волн и др.) зависят от амплитуды.

Обратная связь — это процесс, приводящий к тому, что результат функционирования какой-либо системы влияет на параметры, от которых зависит функционирование этой системы.

Обратная связь отрицательная — тип обратной связи, при котором входной сигнал системы изменяется таким образом, чтобы противодействовать изменению выходного сигнала. Отрицательная обратная связь делает систему более устойчивой к случайному изменению параметров.

Обратная связь положительная — тип обратной связи, при котором изменение выходного сигнала системы приводит к такому изменению входного сигнала, которое способствует дальнейшему отклонению выходного сигнала от пер-

воначального значения. Системы с сильной положительной обратной связью проявляют тенденцию к неустойчивости, в них могут возникать незатухающие колебания.

Обращение волнового фронта — автоматическое формирование с помощью различных физических механизмов и схемных решений т. н. обращённого пучка, в той или иной мере соответствующего обращённой во времени картине распространения падающего (входного) пучка.

Обращение времени (Т-отражение) — операция замены времени $t \rightarrow -t$, сопоставляющая какому-либо движению (или эволюции) системы другое движение, в котором система последовательно в обратном порядке проходит те же состояния, что и в исходном движении (но с изменёнными на противоположные значениями векторов скорости частицы, моментов, напряжённости магнитного поля и других величин, меняющих знак при такой операции).

Оптическая активность — свойство некоторых веществ вращать плоскость поляризации проходящего через них света; частное, наиболее заметное и распространённое проявление гиротропии.

Оптическая анизотропия — различие оптических свойств среды, связанное с зависимостью скорости световых волн от направления распространения и их поляризации. Оптическая анизотропия проявляется в двойном лучепреломлении, дихроизме, вращении плоскости поляризации, а также в деполяризации при рассеянии света в среде, в поляризованной люминесценции и т. д.

Оптическая локация — обнаружение, определение координат и распознавание различных объектов с помощью электромагнитных волн оптического диапазона. Оптическая локация как самостоятельная область науки и техники возникла и определилась с появлением лазеров в начале 60-х годов.

Оптическая обработка информации — обработка информации с использованием оптического излучения как носителя информационного сигнала и оптических элементов обработки.

Оптическая ось кристалла — направление в кристалле, вдоль которого скорости распространения необыкновенного и обыкновенного лучей равны, т. е. в этом направлении не наблюдается двойное лучепреломление.

Оптически активные вещества – вещества вращающие плоскость поляризации проходящего через них света.

Оптические преобразователи частоты — оптические устройства для преобразования частоты лазерного излучения на основе нелинейной зависимости поляризации P среды от напряжённости электрического поля E световой волны, распространяющейся в ней.

Оптический резонатор — совокупность нескольких отражающих элементов, образующих открытый резонатор.

Парамагнетик – вещество, намагничивающееся во внешнем магнитном поле по направлению вектора магнитной напряжённости поля. В отсутствии внешнего магнитного поля атомы имеют собственные магнитные моменты, но их ориентация хаотична.

Плазма – частично или полностью ионизованный газ, в котором плотности положительных или отрицательных зарядов практически одинаковы.

Планарная технология (от англ. planar-плоский), совокупность способов изготовления полупроводниковых приборов и интегральных схем путем формирования их структур только с одной стороны пластины (подложки), вырезанной из монокристалла. П.т. - основа микроэлектроники, методы П. т. используют также для изготовления др. твердотельных приборов и устройств (напр., лазеры).

Пластичность кристаллов — свойство кристаллических твёрдых тел необратимо менять свои размеры и форму в поле механических напряжений.

Плоскопараллельная пластинка — слой однородной прозрачной среды с показателем преломления n , ограниченный параллельными плоскостями на расстоянии d друг от друга.

Фарадея эффект - один из эффектов магнитооптики. Заключается во вращении плоскости поляризации электромагнитного излучения, распространяющегося в веществе вдоль силовых линий постоянного магнитного поля, проходящих через это вещество.

Список рекомендуемой литературы

1. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. СПб: Лань, 2006. 487 с.
2. Голубев В.С., Лебедев Ф.В. Физические основы технологических лазеров. М., Высшая школа, 1987. 191 с.
3. Юу, Френсис Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию. Пер. с англ. М.: Сов.радио, 1979. 304 с.
4. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 264с.
5. Лазерные измерительные системы. Под ред. Д.П.Лукьянова. М.: Радио и связь, 1981. 456с.
6. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. Пер с англ. М.: Мир, 1982. 256 с.
8. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990. 350 с.
9. Голографические оптические элементы и системы. Отв. ред. Ю.Н.Денисюк. СПб: Наука, 1994. 134 с.
10. Солименко С., Крозиляни Б., Порто П.Ди. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. Пер. с англ. Под ред. В.С.Летохова. М.: Мир. 1989. 420 с.
12. Дмитриев В.Г. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта М.: Физматлит, 2003. 256 с.
15. Коломийцев Ю.В. Интерферометры. Основы инженерной теории. Применение. Л.: Машиностроение, 1976. 295 с.
16. Дубнищев Ю.Н. Колебания и волны. Новосибирск: Сиб.унив., 2004. 328 с.
17. Молотков И.А., Вакуленко С.А., Бисярин М.А. Нелинейные локализованные волновые процессы. М.: Янус-К, 1988. 176 с.
18. Регистрирующие среды для голографии. Под ред. Н.И.Кириллова и В.А. Барачевского. Л.: Наука, 1975. 166 с.
19. Тараненко В.Г., Шанин О.И. Адаптивная оптика. М.: Радио и связь. 1990. 111 с.
20. Коронкевич В.П., Хэнов В.А. Современные лазерные интерферометры. Новосибирск: Наука, 1985. 182 с.



КАФЕДРА ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ЭКОЛОГИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

Лазерные технологии не случайно называют технологиями XXI века. Открытые при нашей жизни лазеры уже сегодня широко проникли в медицину, биологию, экологию, промышленность, строительство, транспорт, связь, шоу–бизнес и другие сферы жизни. Лазерные принтеры, лазерные CD–диски, лазерные торговые сканеры и лазерные шоу сегодня известны всем. Менее известны широкой публике, но не менее важны лазерные технологии при лечении болезней глаз, сосудов, опухолей, в микроэлектронике для нанесения и структурирования тонких пленок, для резки и сварки брони, закалки инструментальных сталей, декоративной обработки дерева, камня и кожи, и т.д., а в ближайшей перспективе — для избавления человечества от очков и морщин (да, да — сотни операций по лазерной полировке роговицы глаза и кожи уже проведены), разработка реакций лазерного управляемого термоядерного синтеза и лазерных реактивных двигателей, создание трехмерных объектов за счет прямой трансформации виртуального (компьютерного) образа в материальный объект при взаимодействии лазерного излучения с веществом и многое, многое другое.

История кафедры ЛТ и ЭП делится на 3 разных периода:

Период I — с момента появления лаборатории лазерной технологии в ЛИТМО в 1965 г. до момента организации кафедры охраны труда и окружающей среды (ОТ и ОС) с отраслевой лабораторией лазерных технологий (ОЛЛТ) в 1982 г.

Период II — период развития кафедры ОТ и ОС и ОЛЛТ — 1982–1988 гг.

Период III — с момента создания на базе кафедры ОТ и ОС и ОЛЛТ кафедры лазерных технологий — 1988 г., в дальнейшем преобразованной в кафедру лазерных технологий и экологического приборостроения и по настоящее время.

Охарактеризуем периоды 1, 2 и 3 фактами.

1976 г. — научные работы ОЛЛТ по физическим основам лазерной обработки тонких пленок удостоены Премии Президиума АН СССР за лучшую научную работу в области «Фундаментальных проблем микроэлектроники».

1983, 1984 гг. — работы кафедры удостоены Премий Минвуза СССР за лучшую научную работу.

1986 г. — работы кафедры совместно с рядом других организаций удостоены Государственной Премии СССР.

1988 г. — кафедра ОТОС с лабораторией ЛТ по инициативе ректора ЛИТМО преобразована в выпускающую кафедру «Лазерных технологий» и начинается систематический выпуск специалистов по специальности 07.23 «лазерная техника и лазерные технологии».

1996 г. — кафедра ЛТ переименована в кафедру ЛТ и ЭП и осуществляет выпуск специалистов как лазерным технологиям, так и по специальности «инженер–педагог» со специализацией «экология».

С 2000 г. — лаборатория и кафедра ЛТ признаны Ведущей научной школой Российской Федерации по «Фундаментальным основам лазерных микротехнологий».

2001 – 2007 г. — этот статус ежегодно подтверждается.

- За период времени с 1988 по 2005 г. кафедра выпустила более 300 специалистов в области лазерных технологий;
- За тот же период времени сотрудниками и аспирантами кафедры защищены 2 докторские и более 20 кандидатских диссертаций;
- По результатам работ кафедры издано 9 монографий;
- Результаты исследований сотрудников кафедры изложены более чем в 500 научных статьях и 50 патентах и авторских свидетельствах;
- В настоящее время кафедра активно сотрудничает с университетами и институтами Германии (BIAS, FHS Emden), Китая (HUST), Франции (ENISE), Италии (Lecce University) и др.

В последние годы по приглашению различных зарубежных организаций прочтен ряд курсов лекций по лазерным технологиям.

Основные научные направления кафедры

- 1). Лазерная обработка пленочных элементов.
- 2). Лазерное локальное осаждение тонких пленок.
- 3). Лазерные технологии прецизионной размерной обработки.
- 4). Создание новых оптических материалов и элементов микро– и нанооптики на базе лазерных технологий.
- 5). Лазерные технологии элементов фотоники и волоконно–оптических устройств.
- 6). Создание теории субдлинноволновых источников излучения и разработки методов изготовления и контроля ближнепольных зондов.
- 7). Лазерное медицинское оборудование и инструмент.
- 8). Фундаментальные исследования в области взаимодействия лазерного излучения с веществом: лазерная абляция и конденсация металлических и композиционных пленок и эффекты самоорганизации.
- 9). Лазерный трехмерный синтез объемных моделей.
- 10). Физико–математическое моделирование в задачах дистанционного лазерного зондирования морской среды.

Заведует кафедрой лазерных технологий и экологического приборостроения Заслуженный деятель науки России, Лауреат Государственной Премии СССР, действительный член Академии Инженерных Наук РФ, д.т.н., профессор В.П.Вейко. Среди преподавателей кафедры Почетный работник высшей школы, д.т.н., профессор Е.Б.Яковлев, д.т.н., профессор Е.А.Шахно, Почетный работник высшей школы, к.ф.–м.н., доцент Г.Д.Шандыбина, к.т.н., доцент В.В.Барановский, к.ф.–м.н., доц. Ю.И.Копилевич, к.ф.–м.н., доцент А.Н.Проценко.

Галина Дмитриевна Шандыбина, Вадим Александрович Парфенов
Информационные лазерные технологии. Учебное пособие.

Компьютерный набор и верстка Г.Д.Шандыбина
Дизайн обложки кадр из DVD-видео, предоставленный Г.А.Шафеевым
Редакционно–издательский отдел СПб ГУ ИТМО
Зав. отделом Н.Ф.Гусарова
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.
Подписано в печать.

Отпечатано на ризографе Заказ №. Тираж 100 экз.