

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Е.Д. Вовченко, А.П. Кузнецов, А.С. Савёлов

ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 533.9.082.5 (075)
ББК 22.333я7
В 61

Вовченко Е.Д., Кузнецов А.П., Савёлов А.С. ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ: Учеб. пособие. М.: МИФИ, 2008. – 204 с.

В учебном пособии представлен один из важнейших разделов диагностики плазмы – исследование плазмы с помощью лазеров. Излагаются основы лазерной физики, рассматриваются конкретные типы лазеров, нашедших применение в определении параметров, как высоко– так и низкотемпературной плазмы, а также основы физики взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой. Значительная часть излагаемого материала посвящена конкретным методикам. Основная цель учебного пособия – дать будущему молодому специалисту алгоритм выбора диагностической методики (на основе зондирования плазмы лазерным излучением) при наличии у него ограниченной информации о параметрах исследуемой плазмы и с учетом технических и финансовых возможностей научной лаборатории.

В первую очередь книга адресована студентам кафедры «Физика плазмы», изучающим курс «Методы исследования плазмы (лазерная диагностика)». Кроме того, ряд ее разделов содержит информацию, необходимую студентам других кафедр факультета ЭТФ в рамках общих курсов по физике плазмы и студентам факультетов «А» и «Ф», которые специализируются в области применения плазмы в технологических целях. Книга также будет полезна студентам и аспирантам физических факультетов университетов и технических вузов и научным сотрудникам, занимающимся диагностикой плазмы.

Рецензент д-р физ.-мат. наук А.А. Голубев

Подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы МИФИ.

ISBN 978-5-7262-1096-4

© Московский инженерно–физический институт
(государственный университет), 2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	5
Введение.....	7
Глава 1. Принципы работы и устройство лазеров.....	13
1.1. Физические основы работы лазера	13
1.2. Обобщенная принципиальная схема лазера	18
1.3. Методы создания инверсии в активных средах	19
1.4. Оптические резонаторы.....	24
1.5. Эффективность работы лазеров (коэффициент полезного действия).....	28
Глава 2. Основные типы лазеров в диагностике плазмы...	30
2.1. Газовые лазеры	31
2.2. Жидкостные лазеры на красителях.....	42
2.3. Твердотельные лазеры.....	45
2.4. Полупроводниковые инжекционные лазеры.....	48
Глава 3. Распространение электромагнитных волн в плазме.....	50
3.1. Основы электродинамики плазмы.....	50
3.2. Электромагнитные волны в изотропной плазме. Эффективная частота соударений.....	51
3.3. Электромагнитные волны в магнитно-активной плазме.....	56
Глава 4. Диагностические методики, основанные на поглощении, отражении и отклонении зондирующего излучения в плазме.....	58
4.1. Поглощение электромагнитного излучения в плазме	59
4.2. Преломление электромагнитных волн в плазме	60
4.3. Метод теневого фотографирования	61
4.4. Шлирен-метод.....	67
Глава 5. Интерферометрия плазмы.....	70
5.1. Основные оптические схемы интерферометров, применяемые в диагностике плазмы.....	73
5.2. Методы регистрации фазовых сдвигов при интерферометрических измерениях	82

5.3.	Интерферометрия с гетеродинным переносом спектра сигнала на промежуточную частоту	98
5.4.	Интерферометрия с дифференциальной фоторегистрацией.....	99
5.5.	Интерферометрия с квадратурной фоторегистрацией.....	101
5.6.	Активная лазерная интерферометрия.....	107
5.7.	Интерферометры с пассивной и активной стабилизацией измерительного плеча.....	116
5.8.	Двухволновые интерферометры с компенсацией вибропомех в плазменном эксперименте.....	122
5.9.	Дисперсионный интерферометр.....	128
5.10.	Двухволновая диагностика частично ионизованной плазмы.....	130
Глава 6.	Голографические методы исследования плазмы..	136
Глава 7.	Измерение магнитного поля в плазме. Лазерная поляриметрия.....	145
7.1.	Эффект Фарадея и вращение плоскости поляризации.....	145
7.2.	Физические основы поляриметрии света.....	148
7.3.	Лазерные методы исследования магнитных полей в импульсной плазме.....	157
7.4.	Измерения магнитных полей на установках типа токамак.....	163
Глава 8.	Восстановление локальных параметров плазмы по данным интегральных измерений.....	167
Глава 9.	Определение параметров плазмы по рассеянию лазерного излучения.....	172
Приложение 1.	Метрологические характеристики электромагнитного излучения.....	185
Приложение 2.	Детектирование оптического излучения	189
	Список литературы.....	200
	Дополнительная литература.....	201

ПРЕДИСЛОВИЕ

При написании настоящего учебного пособия за основу взят конспект семестрового курса лекций «Методы исследования плазмы. Лазерная диагностика», который один из авторов читает в течение более пятнадцати лет студентам кафедры «Физика плазмы» МИФИ. На них, прежде всего, и ориентировано данное издание. Однако расширение авторского коллектива привело как к количественному увеличению объема представленного материала, так и к качественному его улучшению (во всяком случае, авторы надеются, что это им удалось сделать).

Различные направления диагностических методов с использованием для зондирования плазмы лазерного излучения рассматриваются в книге с различной степенью детализации. Прежде всего, это связано с научными интересами авторов. И именно поэтому лазерная интерферометрия и вопросы, с нею связанные, представлены в учебном пособии наиболее полно. Учитывалась также и практическая распространенность для экспериментального исследования плазмы тех или иных лазерных диагностических методик, их представление в оригинальных публикациях и обзорах в доступных периодических изданиях. Так, в качестве примера можно привести научный журнал “*Journal of Raman Spectroscopy*”, целиком посвященный комбинационному (рамановскому) рассеянию.

Логика и порядок изложения материала определялись как существующим учебным планом для студентов МИФИ, так и стремлением расширить аудиторию читателей с различной степенью подготовки. Поэтому в первых двух главах представлены основные принципы и понятия лазерной физики и рассмотрены конкретные типы лазеров, нашедшие наибольшее применение в диагностике плазмы. В третьей главе рассматриваются основные эффекты распространения электромагнитных волн в плазме. Большая часть книги посвящена изложению материала по конкретным диагностическим методам.

Немаловажным обстоятельством, определившим необходимость издания данного пособия, явилось полное отсутствие учебной литературы, выпущенной в центральных издательствах России, по лазерной диагностике плазмы на русском языке. С момента выхода

в свет известных монографий (не учебников!) [16, 23, 27] прошло более 30 лет. В не менее известные, но имеющие еще более солидный возраст, книги по диагностике плазмы [28–30] включены разделы по лазерной диагностике. В настоящее время в рамках рассматриваемого нами раздела диагностики они представляют скорее исторический интерес. Из более поздних изданий советского периода на русском языке, не потерявших актуальности до настоящего времени, можно выделить [11, 31–33], но в каждом из них излагаются лазерные методы для диагностики плазмы с параметрами ограниченного диапазона. С оригинальными работами последних десяти лет, в том числе, и в области лазерной диагностики плазмы можно ознакомиться в материалах Всероссийских совещаний по диагностике высокотемпературной плазмы и Российских семинаров «Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды», но к разряду учебной литературы и их нельзя отнести также.

Авторы настоящего учебного пособия попытались восполнить обозначенный выше пробел. С признательностью будут восприняты все замечания от наших коллег из ВУЗ'ов и научных центров по содержанию книги и советы по улучшению курса лекций.

Соавторами «за кадром» пособия можно назвать и студентов, которые прослушали лекции и последующее общение с которыми, в том числе и на экзамене, дало возможность модернизировать содержание курса. Авторы благодарны своим коллегам с кафедр «Физика плазмы» и «Лазерная физика», прежде всего Г.И. Козину и О.А. Башутину, в многолетнем сотрудничестве с которыми получены научные результаты, вошедшие и в эту книгу.

ВВЕДЕНИЕ

Начало исследованию плазмы было положено М.В. Ломоносовым и его сподвижником и оппонентом Г.В. Рихманом. Они занимались изучением грозовых явлений еще в первой половине XVIII в. Из-за несовершенства диагностической аппаратуры закончились эти исследования трагически. В 1753 г. Георг Вильгельм Рихман погиб, по одной из гипотез, от шаровой молнии при исследовании с помощью "электрического указателя" (прототипа электроскопа), который не был заземлен. После этого исследования электричества в России на время были запрещены.

В самом начале XIX столетия русский физик Василий Владимирович Петров исследовал созданную им электрическую дугу в атмосфере. Результаты этих работ были им обнародованы в 1803 г. в книге «Известия о гальвани-вольтовых опытах». На современном языке можно сказать, что это были первые опыты с лабораторной плазмой. Но о появлении диагностики плазмы как раздела физики плазмы можно говорить, после того как в 30-х годах XX в. Ирвинг Лэнгмюр ввел сам термин «плазма» для описания состояния вещества в положительном столбе тлеющего разряда.

Однако уже через два десятилетия, когда ведущие государства мира начали вкладывать значительные средства в решение проблемы управляемого термоядерного синтеза (УТС), физика плазмы стала бурно развиваться. Естественно, что сразу же потребовались средства измерения параметров плазменных объектов. Основой первых методик для диагностики плазмы стали экспериментальные приборы, созданные в таких областях науки и техники, как оптика, астрофизика, гидро- и газодинамика, техника СВЧ, техника высоких напряжений, электроника и др. Со временем диагностика плазмы стала важным разделом физики плазмы.

Плазму часто называют «четвертым» состоянием вещества. В состоянии плазмы находятся основные объекты Вселенной – звезды. Ближайшая из них – Солнце, излучение которого является основным источником энергии на Земле. В природе вещество в состоянии плазмы встречается достаточно редко. Плазма обычно образуется при концентрации высокой плотности энергии в малых объемах, например, в виде шаровой (рис. В1) или линейной молнии (рис. В2).

Подавляющее число исследований плазмы проводится в лабораторных условиях. К настоящему времени на созданных установках получено необычайное разнообразие параметров лабораторной плазмы. Так, диапазон изменения электронной концентрации N_e — пятнадцать порядков (от 10^9 см^{-3} в газовом разряде до 10^{24} см^{-3} в лазерной плазме). Температура T изменяется на четыре порядка: от



Рис. В1. Шаровая молния (с гравюры конца XIX в.)

долей и единиц электронвольт (плазмотрон) до десятков килоэлектронвольт (импульсные термоядерные установки). Плазменные объекты имеют характерные размеры ℓ от 10^{-3} см в установках инерциального синтеза (рис. В3), до 10^3 см в тороидальной установке с магнитным полем «токамак» (рис. В4). Время суще-

ствования t короткоживущей плазмы может составлять всего нескольких пико- или даже десятков фемтосекунд (лазерная плазма). В электрическом разряде постоянного тока, с другой стороны, плазма существует стационарно. Возможные значения магнитного поля H также охватывают широкий диапазон: от нуля до нескольких мегаэрстед (плазменный фокус).

Необходимость в получении информации о параметрах столь различающихся плазменных объектов закономерно привела к разработке и внедрению в плазменный эксперимент большого количества диагностических методик. При этом очень важным является отсутствие контакта диагностического инструмента с плазмой, в противном случае возможно изменение ее параметров. Бесконтактные методы являются наиболее предпочтительными в плазменных исследованиях.

Информацию о плазме можно получить, исследуя эмиссию из плазмы различного рода излучений (*пассивная диагностика*), либо

зондируя плазменный объект с помощью внешнего источника излучений (*активная диагностика*).

В свою очередь, среди активных методик выделяются те, в которых взаимодействие электромагнитного излучения с плазмой не приводит к возмущению ее состояния. Однако при этом сама плазма вносит в проходящую через неё электромагнитную волну амплитудные, фазовые и поляризационные искажения, поскольку обладает сильно выраженными дисперсионными свойствами и анизотропией

в магнитном поле. Измерение внесенных искажений позволяет определить основные характеристики плазмы. К ним мы прежде всего будем относить температуру и концентрацию составляющих плазмы частиц.

Среди эффектов взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой, которые нашли применение в диагностике, выделим основные. Это поглощение, отражение, отклонение на градиентах концентрации, рефракция (т.е. изменение длины оптического пути по сравнению с вакуумом или воздухом) и фарадеевское вращение плоскости поляризации, которое появляется при наличии составляющей магнитного поля, параллельной направлению распростране-



Рис. В2. Линейная молния в атмосфере



Рис. В3. Мишенный узел для экспериментов по инерциальному термоядерному синтезу (National Ignition Facility (NIF). Los Alamos)

ния волны. Перечисленные эффекты используют для определения *интегральных* характеристик вдоль направления зондирования плазменного образования. Процесс рассеяния фотонов на свободных электронах или на флуктуациях плотности, хотя и имеет очень низкое сечение, находит широкое применение в диагностике плазмы, так как позволяет получить информацию о локальных значениях параметров плазмы.

60-е годы прошлого столетия были ознаменованы крупным открытием в физике – созданием лазеров. Роль этого события для науки и практики трудно переоценить. На сегодняшний день трудно назвать область человеческой деятельности, где бы они ни использовались. Теодор Мейман, создатель первого в мире лазера, еще на заре лазерной эры утверждал, что «...применение лазеров будет ограничено, в сущности, лишь воображением и изобретательностью инженеров». Очень быстро лазер превратился из объекта исследований в универсальный инструмент, нашедший применение практически во всех областях деятельности человека в науке, промышленности, медицине. Применение лазера как средства

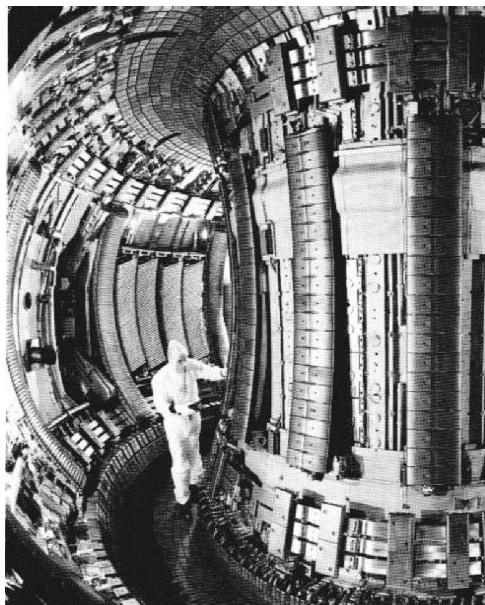


Рис.В4. Камера европейского токамака JET (Joint European Torus) (Англия)

измерения физических величин кардинальным образом изменило экспериментальную технику и многократно повысило возможности экспериментатора и информативность получаемых результатов.

До появления лазеров основными источниками оптического излучения являлись нагретые тела и тела, в которых происходят различные процессы люминесценции. Как тепловое излучение, так и люминесценция происходят при сообщении телу какого-либо вида

энергии. Лазеры в этом отношении не исключение, однако, в них используется принципиально иной способ превращения подводимой энергии в энергию излучения, основанный на явлении вынужденного излучения. Именно за счет использования эффекта вынужденного излучения лазеры обладают высокой монохроматичностью, когерентностью, направленностью и большой спектральной плотностью мощности.

Высокая монохроматичность лазерного излучения позволяет реализовывать интерферометрические и голографические методы диагностики. Применение в плазменных исследованиях монохроматического зондирующего излучения позволяет использовать узкополосные интерференционные светофильтры и выделять информативный сигнал из фоновой засветки сильноизлучающей плазмы.

Высокая степень *монохроматичности* лазерного излучения определяет значительную спектральную плотность излучения. Например, для лазера с выходной мощностью всего $P = 1$ мВт, спектральной шириной линии генерации $\delta\nu = 100$ Гц, радиусом пучка $w = 1$ см и длиной волны $0,63$ мкм спектральная плотность мощности, падающая на единицу поверхности, равна 10^{-5} Вт/(Гц·см²), что в миллион раз превосходит спектральную плотность интенсивности излучения Солнца, равную 10^{-11} Вт/(Гц·см²).

Когерентность. Различают понятия временной и пространственной когерентности. Временную когерентность удобно характеризовать длиной когерентности $l_k = c\tau_k \approx c/\delta\nu$, $\tau_k \approx 1/\delta\nu$. Для непрерывных одночастотных лазеров, например, длина когерентности может достигать чрезвычайно больших величин ($3 \cdot 10^2 \div 3 \cdot 10^8$ см), что существенно превосходит типичные потребности для диагностики лабораторной плазмы. Лучшие тепловые источники, например натриевая лампа, имеют время когерентности $\tau_k \approx 10^{-10}$ с, и, соответственно, малое значение $l_k \approx 3$ см.

Для импульсных лазеров длина когерентности определяется длительностью импульса: $l_k \approx c\tau_{\text{и}}$ и для $\tau_{\text{и}} = 10^{-9}$ с длина когерентности составляет всего ≈ 30 см.

Пространственная когерентность излучения лазеров дает возможность получать световые пучки с высокой степенью их направленности (коллимированности) и позволяет фокусировать их на объекте до чрезвычайно малых размеров. Все это необходимо для

дистанционного анализа изучаемых объектов, обеспечения локальности исследований.

Узкая диаграмма направленности (или малая *расходимость*) позволяет обеспечить высокое пространственное разрешение измерений. Для большинства лазеров расходимость θ составляет сотые доли градуса. Такой пучок можно сфокусировать до очень малых размеров, порядка длины волны: $d \approx F \cdot \theta$ (F – фокусное расстояние линзы) с глубиной резкости $\Delta = \pm 2d/\lambda$, также порядка λ .

Одним из замечательных свойств лазеров и лазерного излучения является возможность получения импульсов *пикосекундной* (10^{-12} с) и *субпикосекундной* ($< 10^{-12}$ с) длительности. В видимой области спектра удалось вплотную подойти к теоретическому пределу по длительности и сформировать импульс с $\tau_n \approx 4,5$ фемтосекунды ($4,5 \cdot 10^{-15}$ с), что составляет всего несколько световых колебаний. Все это дает возможность изучать очень быстрые процессы в импульсной плазме. Однако следует помнить, что чем короче импульс, тем шире его спектр, $\Delta \nu \tau_n \approx 1$ или $\Delta \lambda \tau_n \approx \lambda^2/c$. Так, при $\tau_n = 100$ фс и $\lambda = 500$ нм получаем $\Delta \lambda \approx 8$ нм, а в случае приближения к теоретическому пределу $\tau_n = 2$ фс, ширина спектра $\Delta \lambda \approx 400$ нм перекрывает всю видимую область, т.е. лазер излучает белый свет.

Свойство *перестраиваемости длины волны* лазерного излучения в совокупности с его чрезвычайно высокой монохроматичностью позволяет использовать лазеры в качестве спектрометров ультра-высокого разрешения.

В принципе любой лазер допускает перестройку частоты (длины волны). Правда, для одних лазеров она может быть только дискретной с очень узким диапазоном вблизи отдельных длин волн, а для других – непрерывной в довольно широком диапазоне длин волн.

Использование лазеров в качестве световых источников зондирования в термоядерных исследованиях привело не только к развитию и усовершенствованию традиционной оптической плазменной диагностики и к разработке принципиально новых диагностических методов исследования плазмы, но и инициировало создание новых типов лазеров, например, в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

Глава 1

ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ И УСТРОЙСТВО ЛАЗЕРОВ

В этой главе в краткой форме введены понятия лазерной физики. Авторы стремились к тому, чтобы в достаточной степени изложить основные положения и дать необходимый минимум сведений о принципах работы лазеров и основных их типах, использующихся в диагностике плазмы. Детальные сведения читатель может найти в многочисленных учебниках по лазерной физике и квантовой электронике [1 – 3].

1.1. Физические основы работы лазера

Лазер представляет собой генератор оптических колебаний, использующий энергию индуцировано-излучающих атомов, ионов или молекул в средах с инверсной заселенностью уровней энергии. Такие среды обладают свойством усиливать свет определенных длин волн.

История создания лазера начинается с 1916 г., когда Альберт Эйнштейн впервые ввел представление о вынужденном (индуцированном) испускании и поглощении излучения и предсказал его когерентность вынуждающему излучению, что позже, в 1927 г. было строго обосновано Дираком в созданной им квантовой теории излучения.

Рассмотрим атомы (молекулы) с уровнями энергии E_n и E_m ($n > m$), помещенные в поле теплового излучения. Если атом поглощает фотон с энергией $h\nu = E_n - E_m$, он возбуждается с нижнего энергетического уровня E_m на более высокий уровень E_n (рис. 1.1). Этот процесс называется поглощением. Число фотонов, которое атом (молекула) поглощает в секунду dP_{12}/dt (вероятность поглощения в единицу времени) пропорционально количеству фотонов с энергией $h\nu$ в единице объема и может быть выражено через спектральную плотность энергии поля излучения $\rho(\nu)$ в виде

$$dP_{mn}/dt = B_{mn} \cdot \rho(\nu).$$

(Это утверждение верно в случае, когда спектральная плотность энергии $\rho(\nu)$ в пределах профиля линии постоянна.) Постоянный множитель B_{mn} называется *коэффициентом Эйнштейна для поглощения*.

Поле излучения может также вынудить атом, находящийся в возбужденном состоянии E_n , совершить переход в нижнее состояние E_m с одновременным испусканием фотона с энергией $h\nu$. Этот процесс называется *вынужденным (индуцированным) излучением*. Вероятность dP_{nm}/dt того, что один атом (молекула) испускает один индуцированный фотон в секунду, есть:

$$dP_{nm}/dt = B_{nm}\rho(\nu).$$

Постоянный множитель B_{nm} называется *коэффициентом Эйнштейна для вынужденного излучения*.

Индукцированные переходы (поглощение и испускание) обладают следующими важными свойствами:

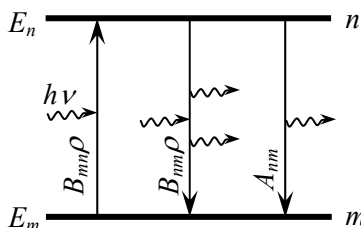


Рис. 1.1. Схема взаимодействия двухуровневой системы с полем излучения

1. Вероятность переходов отлична от нуля только для внешнего поля с резонансной частотой ν , энергия кванта которого совпадает с разностью энергий двух рассматриваемых изолированных состояний с энергиями E_n и E_m , что соответствует постулату Н. Бора: $h\nu = E_n - E_m$.

2. Кванты электромагнитного поля, излученные при индуцированных переходах, полностью тождественны (имеют одинаковую частоту, фазу, поляризацию и направление распространения) квантам поля, вызвавшего эти переходы.

3. Вероятность индуцированных переходов в единицу времени пропорциональна плотности энергии внешнего поля в единичном спектральном интервале $\rho(\nu)$ [Дж/(см³·Гц)]. В лазерной физике *полная тождественность фотонов индуцированного излучения приводит к когерентности усиления и генерации излучения*.

Возбужденный атом может также спонтанно (самопроизвольно) превратить энергию возбуждения в испущенный фотон $h\nu$. Это спонтанное излучение может испускаться в произвольном направлении. Вероятность спонтанного испускания фотона $h\nu = E_n - E_m$ в секунду dP_{nm}^{cn}/dt зависит от структуры атома (молекулы) и рассматриваемого перехода $E_n \rightarrow E_m$:

$$dP_{nm}^{cn}/dt = A_{nm}.$$

Величина A_{nm} называется *коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения*.

Вероятность спонтанных переходов не зависит от внешнего электромагнитного поля, поэтому спонтанное излучение некогерентно по отношению к внешнему полю и играет роль собственных шумов квантовой системы. Кроме того, спонтанное излучение опустошает верхний энергетический уровень, возвращая атом в состояние с меньшей энергией. (Спонтанных переходов снизу вверх не существует.) Время жизни τ_n на уровне E_n – величина, обратная A_{nm} . Например, для атома водорода $\tau_n \sim (10^{-8} \div 10^{-7})$ с.

Между коэффициентами Эйнштейна для индуцированных переходов B_{nm} и B_{mn} выполняется соотношение:

$$g_m B_{mn} = g_n B_{nm},$$

где g_n , g_m – коэффициенты вырождения уровней n , m . То есть в пересчете на одно невырожденное состояние вероятности индуцированных излучения и поглощения равны.

Вероятность спонтанного излучения пропорциональна коэффициенту Эйнштейна для индуцированного излучения (для простоты здесь и далее $g_n = g_m = 1$):

$$A_{nm} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu \cdot B_{nm}.$$

Из требования равновесия между излучением и поглощением следует, что для одной частицы вероятность переходов в единицу времени с испусканием квантов излучения равна:

$$W^{изл} = \left(\frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu + \rho(\nu) \right) B_{nm}.$$

Существенно, что $W^{изл}$ пропорциональна B_{nm} , и, следовательно, там, где запрещены индуцированные переходы, не может быть

спонтанного излучения и, наоборот, где нет спонтанного излучения, не может быть индуцированного излучения.

Если атомы среды находятся в термодинамическом равновесии, то число атомов в каждом энергетическом состоянии можно найти с помощью распределения Больцмана:

$$\frac{N_n}{N_m} = \exp \frac{-(E_n - E_m)}{kT},$$

где T – температура атомов, k – постоянная Больцмана. При равновероятности индуцированных переходов сверху вниз (с излучением энергии) и снизу вверх (с поглощением энергии) в расчете на одну частицу общее число переходов с нижних уровней на верхние превосходит число обратных переходов, потому что внизу частиц больше, чем сверху. Соответственно, равновесная квантовая система поглощает энергию внешнего поля.

Первая попытка экспериментального обнаружения индуцированное излучение относится, очевидно, к 1928 г., когда немецкий физик Р. Ланденбург при изучении отрицательной дисперсии света сформулировал условие обнаружения индуцированного излучения как преобладание его над поглощением (условие инверсии) и отметил, что для реализации этого процесса необходимо специальное *избирательное* возбуждение квантовой системы.

В 1939 г. советский физик В.А. Фабрикант указал на возможность использования вынужденного испускания для усиления электромагнитного излучения при его прохождении через вещество. Если каким-либо путем удалось бы резко нарушить равновесное распределение частиц N по уровням энергии и для пары уровней (n, m) добиться инверсной заселенности, то среда будет не поглощать, а усиливать падающее на нее излучение. Вынужденное испускание света ($n \rightarrow m$) будет превышать поглощение при переходах $m \rightarrow n$.

Квантовую систему можно перевести в состояние с инверсией населённости если сделать так, чтобы $N_n/N_m > 1$.

Для создания инверсии населенности необходимо дополнительное внешнее воздействие. Вне зависимости от конкретного механизма инверсии это внешнее воздействие должно преодолевать процессы, направленные на восстановление равновесной разности

населенностей, что возможно только при затрачивании энергии – *энергии накачки*, поступающей от внешнего источника питания.

Совокупность квантовых частиц с инверсией населенностей, т.е. среда с отрицательными потерями энергии распространяющегося в ней излучения, называется *активной средой*.

Если число возбужденных атомов велико, то спонтанное излучение возбужденных атомов, прежде чем выйдет из объема активной среды, может вызвать вынужденные переходы других возбужденных атомов и вследствие этого усилится. Существенно, что усиление зависит от пути, проходимого волной в среде. Если активную среду поместить, в самом простейшем случае, между двумя параллельными частично пропускающими зеркалами, то в наиболее благоприятные условия попадает волна, распространяющаяся перпендикулярно поверхности зеркал. Усиливаясь, она достигнет зеркала, отразится от него и пойдет в обратном направлении, продолжая усиливаться, затем отразится от второго зеркала и т.д. При каждом проходе интенсивность волны увеличивается в e^{kL} раз, где k – коэффициент усиления [см^{-1}], L – длина пути волны в активной среде в [см]. Если усиление на длине L больше потерь, испытываемых волной при отражении от зеркал, то с каждым проходом волна будет усиливаться всё больше и больше, пока плотность энергии в волне не достигнет некоторого предельного значения, при котором плотность энергии, выделяемая в результате вынужденных переходов, не сравняется с энергией, затрачиваемой на возбуждение атомов.

Явление вынужденного (индуцированного) излучения было вначале использовано для усиления и генерации электромагнитных колебаний в СВЧ диапазоне (длина волны $\lambda \approx 0,04 \div 20$ см). Первый прибор, созданный на этой основе в 1957 г., получил название **мазер** (*maser*) аббревиатура английского выражения "*microwave amplification by stimulated emission of radiation*" усиление микроволн с помощью вынужденного излучения.

Первый лазер на кристалле рубина был создан в 1960 г. Термин **лазер** (*laser*) образовался в результате замены слова *microwave* на *light* свет. Здесь «свет» относится не только к видимой ($\lambda \approx 0,4 \div 0,7$ мкм), но также к ультрафиолетовой УФ ($\lambda \approx 0,01 \div 0,4$ мкм) и инфракрасной ИК ($\lambda \approx 0,7 \div 400$ мкм) областям спектра электромаг-

нитного излучения. Именно за счет использования эффекта вынужденного излучения лазеры обладают высокой монохроматичностью, когерентностью, направленностью и большой спектральной плотностью мощности.

1.2. Обобщенная принципиальная схема лазера

Еще задолго до изобретения лазеров – в начале XX в. при изучении возможности усиления и генерации радиосигналов ($10^6 \div 10^9$ Гц) В. Мейснер предложил использовать усилитель, охваченный положительной обратной связью. Для этого часть выходного сигнала подавалась снова на вход усилителя. Если разность фаз между этими сигналами кратна 2π , то даже на относительно слабых усилителях можно обеспечить высокое общее усиление. Теоретически, при условии, что усиление больше потерь в системе и, если нет ограничения амплитуды сигнала напряжением питания усилителя, выходной сигнал может быть бесконечно большим. В действительности, вследствие эффектов насыщения выходной сигнал принимает хоть и большие, но конечные значения. Одновременно выходной сигнал становится независимым от входного. Усилитель самовозбуждается на частоте, которая определяется набегом фазы в цепи обратной связи, кратным 2π . Таким образом, генерация в усилителе, охваченном положительной обратной связью, возникает без входного сигнала, только за счет собственных шумов (или переходных процессов) усилителя (рис. 1.2).

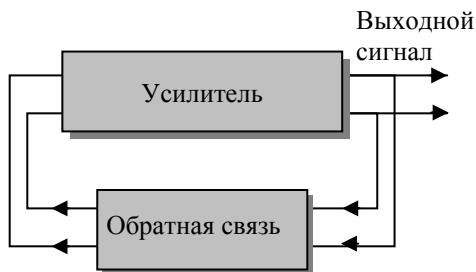


Рис. 1.2. Блок-схема радиогенератора

По аналогии с генераторами радиодиапазона лазер также можно рассматривать как усилитель с положительной обратной связью,

однако из-за высоких частот генерации ($10^{13} \div 10^{16}$ Гц) он имеет и другие конструктивные элементы. По существу, лазер состоит из трех основных компонентов (рис. 1.3):

- активного элемента, усиливающего электромагнитную волну;
- системы накачки, возбуждающей вещество активного элемента, т.е. сообщаящей ему необходимую энергию;
- оптического резонатора, состоящего в простейшем случае из двух расположенных друг против друга зеркал, и формирующего положительную обратную связь.

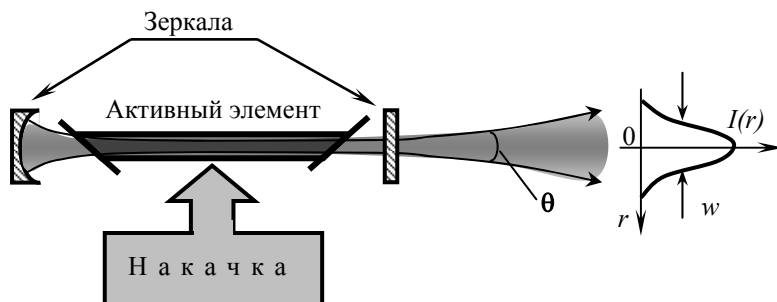


Рис. 1.3. Схема устройства лазера (справа показано распределение интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка)

1.3. Методы создания инверсии в активных средах

Как уже было отмечено, процесс вынужденного испускания является основой лазерного усиления. Кванты электромагнитного поля, излученные при индуцированных переходах, полностью тождественны квантам поля, вызвавшего эти переходы. Чтобы реализовать вынужденное излучение, необходимо квантовую частицу (атом, ион, молекулу) перевести с низкого m в более высокое n возбужденное состояние. Для того чтобы в среде реализовать усиление, необходимо возбудить целый ансамбль частиц. Кроме того, число частиц в возбужденном состоянии (находящихся на верхнем уровне) должно быть всегда больше числа частиц (заселенности) нижнего уровня.

Какие существуют возможности получения такой инверсии населенности? За счет нагрева создать инверсию не удастся, так как

согласно распределению Больцмана для термодинамически равновесной среды уровни с большей энергией заселены меньше, чем ниже лежащие уровни (рис. 1.4). Под действием внешнего электромагнитного излучения резонансного соответствующему переходу $n \rightarrow m$ (энергия фотона $h\nu$ излучения равна разности энергий $E_n - E_m$ соответствующих уровней) можно нарушить термодинамическое равновесие в такой двухуровневой квантовой системе.

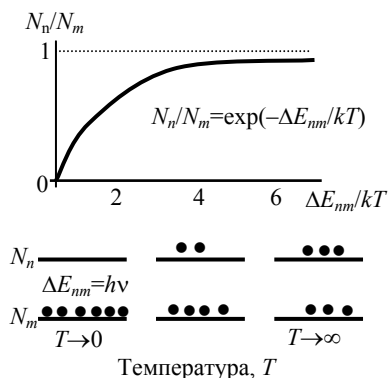


Рис. 1.4. Заселение двухуровневой квантовой системы в термодинамически равновесных средах

Однако за счет того, что процессы вынужденного поглощения и вынужденного излучения равновероятны, облучение светом (оптическая накачка) двухуровневой системы не способно создать инверсию населенностей в среде с постоянным числом частиц¹. Увеличение интенсивности света может привести только к выравниванию населенностей обоих уровней.

По-другому обстоит дело в системах с тремя и четырьмя уровнями.

Трехуровневая схема накачки. Если в системе задействованы три энергетических уровня, а накачка производится с уровня 1 на уровень 3 (рис. 1.5), то при спонтанном распаде верхнего уровня, может быть заселен уровень 2. Если это долгоживущий уровень, то

¹ В лазерах за счет специального механизма сепарации, выделения из всего ансамбля частиц только возбужденных молекул, в двухуровневых системах может быть получена инверсная населенность.

при постоянной мощности накачки величина его населенности увеличивается.

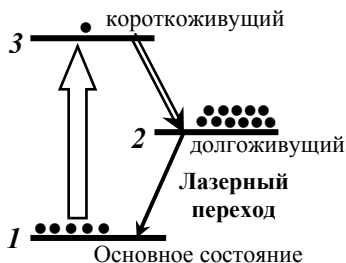


Рис. 1.5. Создание инверсной населенности в активных средах:
трехуровневая схема накачки лазера

При определенной мощности накачки населенность этого уровня может быть, по крайней мере, на короткое время, выше, чем населенность нижнего лазерного уровня. Так как нижним лазерным уровнем служит заселенное основное состояние, с началом генерации инверсия быстро уменьшается, поэтому лазеры, работающие по трехуровневой схеме накачки, как правило, являются импульсными.

Четырехуровневая схема накачки. При условии, что дополнительный уровень 2 является короткоживущим (рис. 1.6), а лазерный переход осуществляется между уровнями 3 и 2, то уровень 2 в режиме лазерной генерации постоянно опустошается и квантовая система переходит в основное (невозбужденное) состояние.

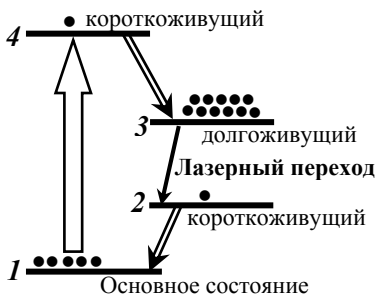


Рис. 1.6. Создание инверсной населенности в активных средах:
четырёхуровневая схема накачки лазера

В этой конфигурации даже при незначительной мощности накачки можно постоянно сохранять инверсию населенности. Лазеры с использованием четырехуровневой схемы работают как в импульсном, так и в непрерывном режиме.

В качестве лазерной среды могут применяться все материалы, в которых можно обеспечить инверсию населенности:

- свободные атомы, ионы, молекулы, ионы молекул в газах или парах;
- молекулы органических веществ (красители), растворенные в жидкостях;
- ионы-активаторы, внедренные в кристаллическую решетку твердых тел;
- легированные полупроводники.

По агрегатному состоянию лазерной активной среды различают **газовые, жидкостные и твердотельные** лазеры. В отдельный класс выделяют лазеры на полупроводниковых структурах (**полупроводниковые** лазеры).

Количество сред, в которых возможна генерация лазерного излучения, и количество лазерных переходов весьма велико. Например, только в атомарном неоне (Ne) получена генерация на более, чем 200 переходах. Выдох человека, состоящий из двуокиси углерода (CO_2), азота (N_2) и водяных паров (H_2O), может быть использован в качестве активной средой для маломощного CO_2 лазера. Даже некоторые сорта джина и тоника способны генерировать лазерное излучение, поскольку содержат достаточное количество хинина, способного флуоресцировать в голубой области спектра.

Инверсия населенности, необходимая для лазерной генерации, как уже было отмечено ранее, достигается за счет сообщения среде энергии в соответствующей форме. Основные методы возбуждения – это возбуждение интенсивным светом (**оптическая накачка**) и **возбуждение электрическим разрядом** в газовых или парообразных средах. В полупроводниковых лазерах возбуждение осуществляется непосредственно при инжекции электрического тока через *p-n* переход. Для возбуждения мощных лазеров могут быть использованы также химические и ядерные реакции.

Оптическая накачка (рис. 1.7) в основном используется в твердотельных лазерах и лазерах на красителях, имеющих широкие по-

лосы поглощения. В качестве источников света при оптической накачке применяются интенсивные лампы-вспышки, непрерывно излучающие лампы высокого давления.

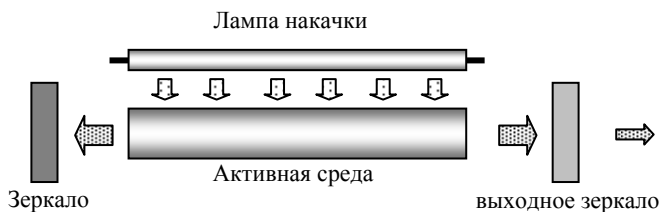


Рис. 1.7. Оптическая накачка твердотельного лазера

Вследствие того, что такие источники света излучают в широком спектральном диапазоне, обычно значительно превышающем полосу поглощения лазерной среды, эффективность накачки невысокая, так как для стимуляции лазерного излучения используется только небольшая часть энергии накачиваемого света. В настоящее время в качестве источников оптической накачки в большинстве случаев применяются лазерные излучатели, длина волны излучения, которых, совпадает с полосой поглощения накачиваемой активной среды.

При возбуждении электрическим разрядом (рис. 1.8) нейтральный газ частично ионизуется и распадается на ионы и свободные электроны. В результате создающегося в разряде электрического поля электроны ускоряются и сталкиваются с атомами или ионами. При этом кинетическая энергия электронов передается партнеру по столкновению.

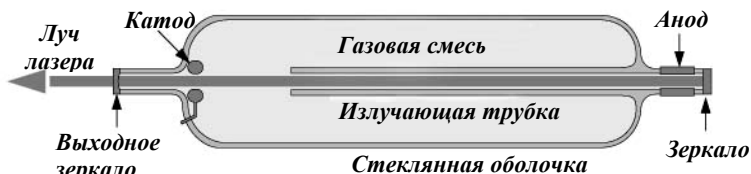


Рис. 1.8. Вариант конструкции газового лазера с электрической накачкой активной среды

Эта энергия непосредственно или опосредованно может быть использована для заселения верхнего лазерного уровня. Для повы-

шения эффективности такого механизма накачки в активную среду часто добавляют буферный газ, имеющий метастабильный (долгоживущий) уровень, который эффективно заселяется при столкновениях с электронами. За счет столкновений второго рода энергия возбуждения буферного газа передается на верхний лазерный уровень.

Для эффективной передачи энергии необходимо, чтобы метастабильный уровень буферного газа и верхний лазерный уровень имели близкие энергии.

1.4. Оптические резонаторы

Если поместить активное вещество в резонатор между двумя параллельными зеркалами, то волна, многократно отражаясь от них, пройдет достаточное для получения большого усиления расстояние, если, конечно, в течение этого времени будет сохраняться инверсная заселенность. Основная функция лазерного резонатора заключается в обеспечении положительной обратной связи.

Лазерный резонатор состоит в большинстве случаев из двух зеркал, расположенных друг параллельно другу. Эти зеркала могут быть как плоскими, так и сферическими (фокусирующими). Соответственно по радиусу кривизны различают разные типы резонаторов: плоскопараллельный, плоскосферический, сферический. В последнем случае если расстояние между зеркалами равно радиусам кривизны зеркал, то такой резонатор называется конфокальным.

Пространственное распределение лазерного излучения в резонаторе описывается распределение амплитуды поля по продольной и поперечным координатам. Обе эти характеристики определяют продольные и поперечные *моды резонатора* и, соответственно, *модовый состав лазерного излучения*.

Как и во всяком другом, в оптическом резонаторе (рис. 1.9) могут быть возбуждены только собственные колебания, у которых целое число полуволн точно совпадает с оптической длиной резонатора. Такое условие является необходимым для того, чтобы на обоих зеркалах электрическое поле электромагнитной волны было равно нулю. Следовательно, для лазерного резонатора должно выполняться условие: $q\lambda/2 = L$, где $q = 1, 2, 3, \dots$ – целые числа; λ – длина волны; L – длина резонатора.

В лазерных резонаторах q очень велико. А разность по частоте $\Delta\nu$ между двумя соседними продольными модами составляет: $\Delta\nu = c/2L$, где c – скорость света. Так, при длине резонатора 50 см расстояние между соседними модами составляет 300 МГц.

Собственные колебания резонатора (моды) характеризуются частотой, направлением распространения и поляризацией, так что типичные свойства излучения, как например, спектральная плотность энергии, монохроматичность и расходимость, определяются селективными свойствами резонатора.

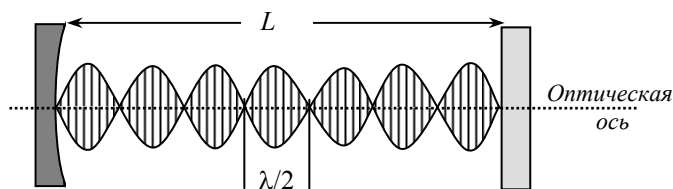


Рис. 1.9. Формирование стоячих электромагнитных волн в оптическом резонаторе лазера. Продольные моды

Из большого количества возможных собственных частот оптического резонатора возбуждаются только те, которые лежат в пределах линии усиления соответствующего лазерного перехода и усиление для которых превышает потери (рис. 1.10).

Количество генерируемых собственных частот в основном определяется отношением полосы усиления лазерного перехода $\Delta\nu_{\text{л}}$ к межмодовому интервалу. Чтобы быть уверенным в том, что возбуждается только одна мода, необходимо выполнение условия: $L < c/2\Delta\nu_{\text{л}}$.

Ширина линии усиления лазерного перехода $\Delta\nu_{\text{л}}$ определяется многими причинами. Даже в идеальном случае, когда отсутствуют какие-либо внешние воздействия на частицу, ее энергетические уровни имеют конечную ширину, которая задается принципом неопределенности $\Delta E \cdot \tau \geq h$ и зависит от времени τ пребывания частицы в данном состоянии. Время жизни состояния, в свою очередь, определяется суммой вероятностей всех спонтанных переходов на расположенные ниже уровни. Наиболее широкими оказываются уровни с малым временем жизни, которые являются исходными

для большого числа оптических переходов. Размытость энергетических уровней не возмущаемых неподвижных атомов приводит к тому, что излучаемые и поглощаемые в этих условиях спектральные линии (так называемые естественные линии) также имеют конечную ширину, причем неопределенность в значении частоты перехода между двумя уровнями определяется суммарной шириной комбинирующих уровней, например, $\Delta\nu_{32} = (\Delta E_3 + \Delta E_2) / h$.

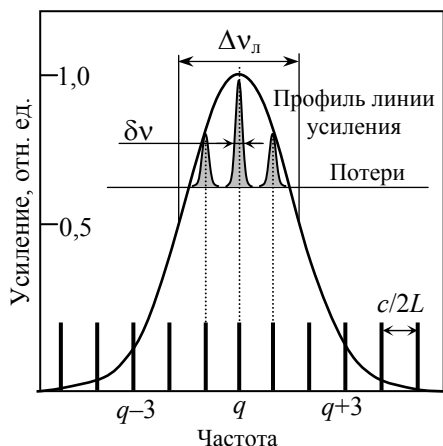


Рис. 1.10. Возникновение спектра генерации. Только там, где усиление внутри линии усиления больше, чем потери, продольная мода участвует в генерации

За счет коллективных взаимодействий при столкновениях атомов или молекул в газовых или жидких средах неоднородности кристаллических полей в твердых телах и других процессов ширины линий оказываются много больше естественной. Так, например, для He-Ne лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) ширина линии усиления определяется доплеровским сдвигом частот переходов при тепловом движении атомов и составляет величину $\Delta\nu_{\text{л}} = 1,4 \cdot 10^9$ Гц. Поэтому длина резонатора такого лазера, работающего в одномодовом режиме, должна быть менее 20 см.

Для каждой продольной моды существует в общем случае несколько конфигураций пространственного распределения амплитуды поля по поперечным координатам: поперечные моды TEM_{mn} (m, n – целые числа). Низшая (основная) мода TEM_{00} . При генерации

произвольной поперечной моды лазерный пучок расщепляется на $(m+1) \cdot (n+1)$ лучей (рис. 1.11).

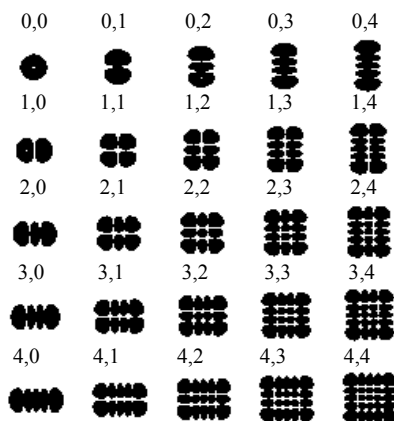


Рис. 1.11. Многомодовые режимы генерации лазера.
Интенсивность в поперечном сечении пучка

Лазеры, как правило, излучают в основной (аксиальной) моде TEM_{00} , распределение интенсивности в поперечном сечении которой описывается гауссовой функцией:

$$I(r,z) = I_0(z) \exp\{-2[r/w(z)]^2\},$$

где $I_0(z)$ – интенсивность в центре пучка ($r = 0$); $w(z)$ – радиус пучка лазера, при котором $I(z) = I_0(z) \cdot \exp(-2)$.

Характерный вид распределения показан на рис. 1.3 (справа). Угол расходимости пучка:

$$\theta = \lambda/\pi w(0),$$

где $w(0)$ – радиус пучка в наиболее узкой его части, $z = 0$.

Параметры $w(0)$ и θ задаются, в основном, параметрами резонатора. При достаточном удалении от лазера

$$w(z) = \lambda z/\pi w(0) = z\theta.$$

Расширение пучка с помощью соответствующей оптической системы позволяет уменьшить расходимость.

1.5. Эффективность работы лазеров (коэффициент полезного действия)

Коэффициент полезного действия (КПД) лазеров (т.е. отношение мощности (энергии) лазерного излучения к мощности (энергии), затраченной для ее получения) зависит от его типа. Например, в ионных лазерах необходимо ионизовать, а потом и возбудить ионизованную частицу. Но для лазерного перехода можно использовать лишь малую долю энергии накачки. Существенно более высокую эффективность имеют молекулярные лазеры (например, CO_2 лазер), работающие на колебательно-вращательных переходах основного электронного состояния.

Рекордсменом в эффективности преобразования электрической энергии в световую является полупроводниковый лазер, КПД которого достигает 70% и более. В качестве примера на рис. 1.12 приведены соотношения энергий накачки и генерации газовых лазеров. Однако реальный технический КПД лазеров за счет всевозможных потерь энергии при ее трансформации оказывается существенно

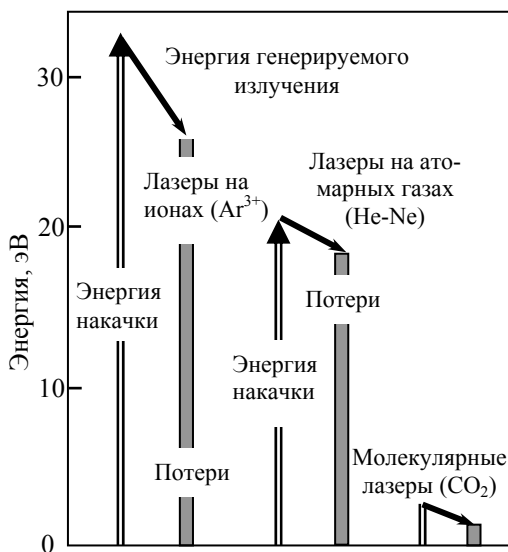


Рис. 1.12. Несколько примеров соотношения энергии накачки и энергии генерируемого излучения

меньше физического, определяемого отношением энергий генерации к энергии накачки.

Развитие и совершенствование лазерной техники в 90-е гг. XX в. привели к распространению твердотельных лазеров, включая неодимовые лазеры (Nd:YAG), в которых ламповый источник света заменен полупроводниковыми лазерами (диодами). С такой накачкой технический КПД Nd:YAG лазера возрастает более чем на порядок.

Лазеры с полупроводниковой накачкой потребляют значительно меньше электроэнергии, им не требуются интенсивное внешнее водяное охлаждение, в конструкции этих лазеров отсутствуют сменные компоненты (в ламповой системе, например, лампу накачки приходится заменять по истечении (200 – 1000) ч работы). Ресурс работы лазеров с полупроводниковой накачкой достигает 100000 ч, что позволяет строить надежные лазерные системы, эксплуатировать которые могли бы операторы, не являющиеся специалистами в лазерной технике.

Глава 2

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ В ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ

В диагностике плазмы лазеры начали использоваться почти сразу после их появления, т.е. почти полвека назад. Основные области их применения: интерферометрия, в том числе голографическая, поляриметрия, лазерное рассеяние и лазерная флуоресценция. Лазер может использоваться как внешний осветитель для классических интерферометров, так и являться составной частью детектирующей системы, когда исследуемая плазма тем или иным образом влияет на характеристики излучения самого лазера.

В табл. 2.1 приведены длины волн лазеров, которые нашли наиболее широкое применение для исследования плазмы, соответствующие им значения электронных концентраций $N_e^{\text{крит}}$, при которых электромагнитная волна не проникает в плазму, и тип накачки для возбуждения активной среды оптического квантового генератора («источником света» является лампа–вспышка либо другой – более коротковолновый лазер).

Таблица 2.1. Основные типы лазеров в диагностике плазмы

Лазер (активная среда)	Длина волны, (мкм)	$N_e^{\text{крит}}$, (см^{-3})	Тип накачки
$\text{C}^{12}\text{H}_3\text{F}$	496	$4,6 \cdot 10^{15}$	Источник света
HCN	337	$9,9 \cdot 10^{15}$	Источник света, электрический или ВЧ- разряд
CH_3OH	118,8	$8,0 \cdot 10^{16}$	Источник света, электрический или ВЧ- разряд
CO_2	10,6	$1,0 \cdot 10^{19}$	Электрический разряд
He-Ne	3,39	$9,8 \cdot 10^{19}$	электрический или ВЧ- разряд
$\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$	1,06	$1,0 \cdot 10^{21}$	Источник света
Al_2O_3 (рубин)	0,694	$2,3 \cdot 10^{21}$	Источник света
He-Ne	0,633	$2,8 \cdot 10^{21}$	Электрический разряд
Ag^+	0,488	$4,7 \cdot 10^{21}$	Электрический разряд
N_2	0,337	$9,9 \cdot 10^{21}$	Электрический разряд

Многообразие параметров плазмы требует привлечения для ее диагностики широкого ассортимента лазеров и лазерных систем. Это наиболее простые и надежные с большим сроком службы газоразрядные лазеры; перестраиваемые в широком диапазоне длин волн жидкостные лазеры на красителях; высокоинтенсивные твердотельные лазеры, в том числе со сверхкороткой длительностью импульсов; малогабаритные полупроводниковые лазеры. Все эти лазеры перекрывают широкий диапазон длин волн от 100 нм до 1 мм; уровни выходной мощности непрерывных лазеров и средней мощности импульсных лазеров составляют от нескольких милливатт до десятков и сотен ватт; энергия в импульсе изменяется в пределах от нескольких миллиджоулей до нескольких джоулей; длительности импульсов – от нескольких миллисекунд (10^{-3} с) до десятков фемтосекунд; ширина спектра излучения – от нескольких герц до десятков гигагерц (10^9 Гц); угловая расходимость – от десятков градусов у полупроводниковых лазеров до долей миллирадиана у газовых.

2.1. Газовые лазеры

К газовым – относятся лазеры, активная среда которых находится в газовой фазе. Это могут быть собственно газы, т.е. вещества, пребывающие в газообразном состоянии при нормальном атмосферном давлении и комнатной температуре, или пары, т.е. вещества, существующие при нормальных условиях в твердой или жидкой фазе. В последнем случае вещество искусственно нагревается до образования газообразной активной среды.

В газовых средах инверсия возникает на возбужденных состояниях изолированных атомов, ионов или молекул. Ширина линии генерации газового лазера минимальна среди всех видов лазеров и может быть в ряде случаев меньше долей герца. Газовая среда обладает гораздо большей оптической однородностью, поэтому потери на рассеяние в ней минимальны и, соответственно, в газовых лазерах можно получить наименьший угол расхождения пучка.

Относительно небольшая плотность активных частиц в газовой среде имеет и определенный минус, так как выполнить условие генерации для среды с малой плотностью активных частиц можно только при наличии среды большой протяженности. Поэтому газо-

вые лазеры имеют гораздо большие размеры, чем твердотельные или полупроводниковые лазеры. В зависимости от используемой газообразной среды и поставленных задач длина разрядных трубок газовых лазеров меняется от нескольких сантиметров до нескольких метров, а выходные мощности – от долей ватта до киловатт.

Область длин волн, в которой работают газовые лазеры, простирается от ультрафиолетовой ($\sim 0,2$ мкм) до далекой инфракрасной области спектра (400 мкм), частично захватывая даже миллиметровую область спектра.

Газовые лазеры принято разделять на три группы:

- 1) лазеры на атомарных газах;
- 2) ионные лазеры;
- 3) молекулярные лазеры.

Лазеры на атомарных газах, как правило, работают на переходах в инфракрасной области спектра. Излучение ионных лазеров приходится, в основном, на видимую область спектра и частично захватывает ультрафиолетовую (УФ). Хотя для молекулярных лазеров имеется несколько переходов в видимой и УФ областях спектра, основная часть их работает в ИК с длинами волн больше 5 мкм.

В подавляющем большинстве случаев в газовых лазерах накачка среды осуществляется за счет газового разряда, создаваемого непосредственно в самой активной среде.

Лазеры на атомарных газах. Наиболее простыми и доступными среди газоразрядных лазеров, да и среди всех лазеров, являются *гелий–неоновые* (He-Ne) лазеры, работающие на возбужденных атомах неона. Активная среда He-Ne лазера представляет собой смесь атомарных газов гелия и неона в соотношении 6 : 1, содержащуюся в стеклянной трубке под низким давлением (обычно $1 \div 10$ мм рт. ст). Собственно лазерный переход происходит в неоне, гелий является буферным газом и обеспечивает эффективную накачку. В высоковольтном электрическом разряде вследствие соударений с электронами значительная часть атомов гелия переходит в верхние метастабильные состояния 2^1S_0 и 2^3S_0 (рис. 2.1). Возбужденные атомы гелия неупруго сталкиваются с атомами неона, находящимися в основном состоянии, и передают им свою энергию.

Уровни $2S$ и $3S$ неона расположены на $0,05$ эВ выше метастабильных возбужденных уровней гелия.

Недостаток энергии компенсируется за счет кинетической энергии соударяющихся атомов. На уровнях $2S$ и $3S$ неона возникает инверсная населенность по отношению к уровням $3P$ и $2P$. При переходах атома неона из метастабильных уровней $3S$ и $2S$ в состояния $3P$ и $2P$ возможно испускание индуцированного излучения. С нижних уровней лазерных переходов атом неона быстро переводится на метастабильный уровень $1S$, а его освобождение возможно при соударении со стенками газоразрядной трубки.

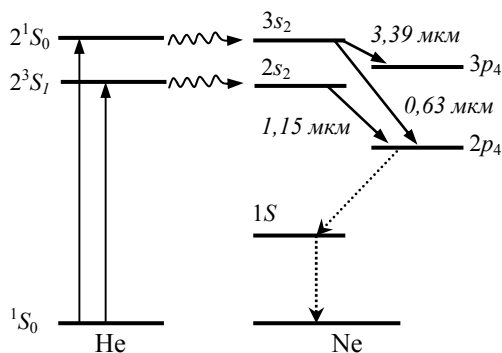


Рис. 2.1. Схема энергетических уровней He-Ne лазера

He-Ne лазеры могут работать на многих линиях в видимой и ближней ИК области спектра (всего более 130 линий). Наиболее интенсивными являются линии с длинами волн $632,8$; $1152,3$ и $3391,2$ нм.

Уровень выходной мощности P изменяется от долей до десятков милливатт на каждой линии. На длине волны $632,8$ нм предельная мощность с единицы длины активного элемента равна 50 мВт/м.

He-Ne лазеры характеризуются высокой стабильностью параметров излучения и значительным сроком службы (до 10000 ч). Для большинства He-Ne лазеров характерным является режим работы на основной, поперечной моде; диаметр пучка для лазеров с $\lambda = 632,8$ нм обычно составляет $0,5 \div 0,8$ мм для маломощных и

около 2 мм — для более мощных, расходимость излучения $\theta \approx 1 \div 3$ мрад.

При всех достоинствах He-Ne лазеров они имеют ряд существенных недостатков, к которым можно отнести малый коэффициент полезного действия (КПД), порядка 0,1 %, и малый уровень выходной мощности.

Более значительными КПД и уровнями средней мощности обладают импульсные атомарные лазеры, использующие пары атомов в качестве рабочей среды, — это лазеры на так называемых самоограниченных переходах. Интересными с точки зрения диагностики импульсной плазмы является *лазер на парах меди*, генерирующий интенсивное излучение в видимом диапазоне спектра. Наиболее интенсивная — зеленая линия медного лазера с $\lambda = 510,5$ нм (ее интенсивность составляет примерно 70 % от общей интенсивности). Длина волны желтой линии этого лазера равна 578,2 нм. Инверсия в этих лазерах создается импульсным газовым разрядом в смеси паров металла и буферного газа (гелия или неона).

Средняя мощность у медных лазеров, составляет $P_{\text{ср}} \approx 8 \div 40$ Вт, частота следования импульсов $f \approx 2 \div 20$ кГц, их длительность $\tau \approx 5 \div 50$ нс, мощность в импульсе $P_{\text{и}}$ достигает 200 кВт. Энергия импульса $E_{\text{и}} = P_{\text{и}}\tau_{\text{и}} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ Дж. КПД медного лазера порядка 1 %, Расходимость излучения $\theta \approx 2$ мрад.

Ионные лазеры. Среди *ионных лазеров на благородных газах* наибольшее распространение получили аргоновые (Ar) и криптоновые (Kr) лазеры, для возбуждения которых используется дуговой разряд. Они являются самыми мощными газовыми лазерами непрерывного действия видимого и ближнего УФ диапазонов спектра. Суммарная мощность на многих линиях Ar лазера вблизи 500 нм достигает $10 \div 20$ Вт, а в области 350 нм — $1 \div 2$ Вт. Мощность излучения Kr лазера вблизи 650 нм не превышает 1 Вт. Основные длины волн излучения Ar лазера перекрывают диапазон $351,1 \div 514,5$ нм (10 линий), Kr лазера — $350,7 \div 799,3$ нм (14 линий). Низкий КПД ионных лазеров, который не превышает 0,1 %, требует использования мощных источников питания и эффективного охлаждения активного элемента. Удельная выходная мощность на каждой из основных линий генерации Ar лазера составляет примерно

5 Вт/м при отношении тока разряда к диаметру рабочего капилляра 25 А/мм. Диаметр пучка излучения равен 2 мм, $\theta \approx 0,6$ мрад.

Ионные лазеры на парах металлов также являются прекрасными источниками непрерывного излучения в видимой и ближней УФ областях спектра. Поскольку в качестве рабочего вещества могут быть использованы пары многих металлов (Cd, Zn, Se, Te и т.д.), то набор длин волн оказывается существенно шире, чем у He-Ne и Ar лазеров. Лазеры работают при наличии вспомогательного газа, в качестве которого обычно применяют гелий. Наибольшее распространение получили He-Cd и He-Se лазеры катафорезного типа, в которых подачу паров и их равномерное распределение внутри активного элемента обеспечивает процесс направленного движения атомов активного вещества под действием приложенного постоянного напряжения (катафорез). Обычно возбуждение этих лазеров осуществляется продольным тлеющим разрядом постоянного тока с такими же примерно параметрами, как при возбуждении He-Ne лазера. Принудительное охлаждение не требуется. Излучение He-Cd лазера происходит на синей линии с $\lambda = 441,6$ нм и УФ линии с $\lambda = 325,0$ нм, а излучение He-Se лазера – более чем на 19 линиях, перекрывающих почти весь видимый диапазон.

He-Cd лазер весьма перспективен для интерферометрических применений. Мощность излучения промышленных лазеров на $\lambda = 441,6$ нм составляет $8 \div 100$ мВт, на $\lambda = 325,0$ нм – $1 \div 20$ мВт, расходимость $\theta \approx 0,4 \div 1,0$ мрад. Срок службы лазеров от 2000 до 5000 ч.

Молекулярные лазеры. Молекулярные лазеры ИК диапазона работают на колебательно-вращательных переходах молекул CO_2 и CO и широко используются в диагностике плазмы. CO_2 - лазер имеет один из самых высоких КПД (около 30%) среди всех лазеров. В качестве лазерной среды применяется смесь гелия, азота и диоксида углерода. Лазерный переход происходит между двумя колебательными состояниями молекулы CO_2 , азот обеспечивает эффективную накачку, а гелий – эффективный теплоотвод.

Механизм образования инверсии населённостей состоит в следующем: ускоряемые электрическим полем электроны газоразрядной плазмы при столкновениях возбуждают колебания молекул N_2 , которые, в свою очередь, сталкиваясь с молекулами CO_2 , возбуж-

дают их. Молекула CO_2 представляет собой линейную молекулу с тремя основными типами колебаний (рис. 2.2). Лазерное излучение возникает при переходах между колебательно-вращательными уровнями в основном электронном состоянии (рис. 2.3). Из-за расщепления колебательных уровней на различные вращательные уровни молекулы CO_2 возможно большое количество переходов в диапазоне 9,6 и 10,6 мкм.

Перестройка линий генерации обычно осуществляется с помощью дифракционной решетки, используемой в качестве одного из зеркал лазера.

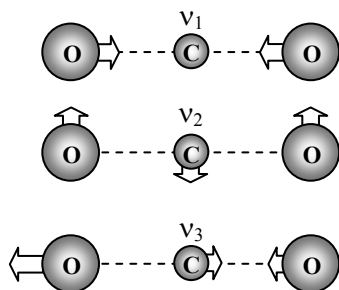


Рис. 2.2. Три фундаментальные моды колебаний молекулы CO_2 : v_1 – симметричная валентная мода, v_2 – деформационная мода, v_3 – асимметричная валентная мода

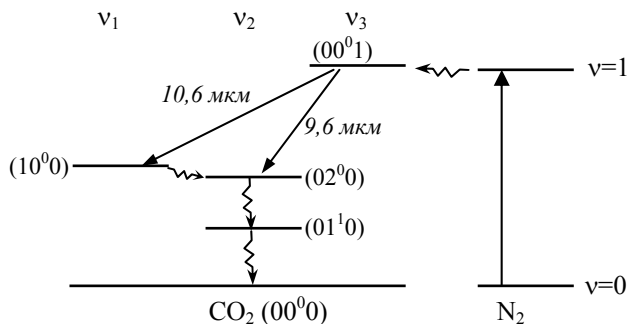


Рис. 2.3. Упрощенная схема энергетических уровней CO_2 - лазера

Наибольшее усиление имеют линии, длина волны которых близка 10,6 мкм, поэтому лазер без дисперсионного элемента работает на этой длине волны. Для возбуждения лазера обычно используется продольный тлеющий разряд постоянного тока. Выходная

мощность лазеров малой и средней мощности составляет $5 \div 40$ Вт, расходимость – $1 \div 5$ мрад.

СО - лазер работает в интервале длин волн $5 \div 6,5$ мкм. Он обладает еще большим КПД ($50 \div 75$ %), сравнимыми с СО₂ - лазером уровнями мощности, также может перестраиваться в широком диапазоне длин волн. Рабочая смесь газов содержит гелий, азот, ксенон и кислород.

Импульсные газовые лазеры УФ-диапазона. Импульсные газовые лазеры с генерацией в ультрафиолетовой области спектра необходимы для исследования плотной плазмы и, прежде всего, на установках инерциального термоядерного синтеза. В качестве лазеров, в которых осуществляется прямая генерация УФ излучения наносекундной длительности, могут использоваться газовые лазеры на молекулярном азоте (N₂) и *эксимерные* лазеры на *димерах и галоидах благородных газов* (например, Xe₂; Ar₂; Kr₂; XeCl; XeF; KrCl). С помощью этих лазеров получают прямую генерацию УФ излучения наносекундной длительности.

Азотные лазеры нашли более широкое применение в диагностике плазмы, чем эксимерные. Азотные лазеры формируют более короткий лазерный импульс (~ 1 нс), они нетоксичны, имеют более простую конструкцию и, соответственно, значительно меньшую стоимость, что позволяет создавать на их основе многоканальные системы зондирования. Эксимерные лазеры в диагностических системах используются в первую очередь, благодаря большой мощности излучения, для накачки активной среды лазеров на красителях, а также для исследования лазерно-индуцированных процессов.

Остановимся на устройстве и принципе действия N₂-лазера с поперечной накачкой. Работа УФ азотного лазера ($\lambda = 337$ нм) основана на использовании перехода между рабочими состояниями $C^3\pi_u$ и $B^3\pi_g$, которые имеют время жизни $\tau_C \sim 40$ нс и $\tau_B \sim 10$ мкс, соответственно (рис. 2.4). Поскольку $\tau_C < \tau_B$, получение инверсной заселенности верхнего рабочего состояния $C^3\pi_u$ возможно только при импульсном возбуждении активной среды лазера. Азотный лазер относится к типу лазеров на *самоограниченных* переходах (самоограниченными называются переходы на метастабильный уро-

вень, который служит нижним рабочим состоянием лазера). Импульс лазерного излучения всегда формируется на фронте импульса тока в обычном газовом разряде.

Время, в течение которого может существовать инверсная заселенность, чрезвычайно мало и ограничено величиной $\tau_c \sim 40$ нс, которая уменьшается при увеличении давления азота. Из этого следует, что возбуждение активной среды лазера необходимо производить сильноточным наносекундным разрядом. Плотность разрядного тока обычно составляет величину 10^4 А/см², длительность фронта импульса тока $\tau_f \sim 10$ нс. При этих условиях создается инверсная заселенность уровня $C^3\Pi_u$ с высокой плотностью накачки активной среды и становится возможным получение лазерной генерации без применения зеркал резонатора (режим *сверхсветимости* или *суперлюминесценции*). Азотный лазер может работать в импульсно–периодическом режиме с частотой следования импульсов от единиц герц до нескольких килогерц.

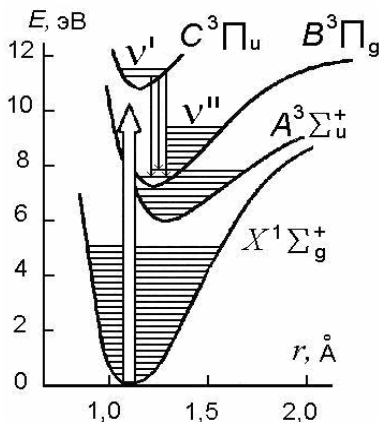


Рис. 2.4. Схема термов и колебательных уровней лазера на молекулярном азоте (по горизонтальной оси отложено расстояние между ядрами)

Мощность генерации азотного лазера растет при увеличении скорости возбуждения и повышении рабочего давления. Однако по ряду причин эффективность азотного лазера остается достаточно низкой (КПД $\sim 0,1\%$). Значение полученной энергии генерации $\sim 0,01 \div 1$ мДж. Длительность лазерного импульса изменяется от нескольких сотен пикосекунд ($P \sim 1$ атм) до $t_n \sim 20$ нс ($P \sim 0,1$ атм).

Увеличению скорости нарастания тока препятствует паразитная индуктивность электрической цепи системы возбуждения, которая не позволяет вводить в разрядный объем электрическую энергию за время меньшее нескольких наносекунд.

Существуют два типа газового разряда, которые используются для возбуждения активной среды импульсного газового лазера: продольный и поперечный. При продольном возбуждении ток протекает в направлении формирования лазерного излучения, при поперечном направлении – перпендикулярно.

Азотные лазеры с продольным возбуждением работают при низком давлении ($1 \div 30$ Торр) и длине разрядного промежутка $20 \div 50$ см. Использование в системе возбуждения высоковольтного импульсного трансформатора приводит к затягиванию лазерного импульса ($\tau_{\text{и}} \sim 10$ нс).

Наибольший интерес для диагностики плазмы представляет ТЕА азотный лазер – лазер с поперечным возбуждением при атмосферном давлении (*Transverse Electrical discharge in gas at Atmospheric pressure*). Он имеет короткий импульс ($\tau_{\text{и}} \sim 1$ нс), высокую мощность и может работать без зеркал резонатора. Конструкция электроразрядного модуля ТЕА азотного лазера показана на рис. 2.5. Его назначение – формирование объемного разряда для накачки активной среды лазера.

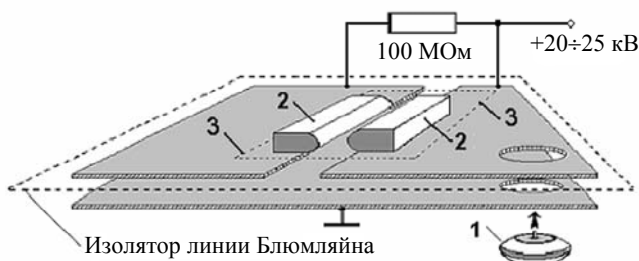


Рис. 2.5. Электроразрядный модуль ТЕА азотного лазера: 1 – управляемый разрядник; 2 – электроды; 3 – место расположения разрядного объема

Электроразрядный модуль состоит из плоской формирующей линии Блюмляйна, управляемого разрядника, электродной системы и разрядного объема. Применение формирующей линии Блюмляйна, которая представляет из себя лист двухстороннего фольгиро-

ванного гетинакса, способного выдерживать рабочие напряжения до 30 кВ, обеспечивает высокую скорость нарастания разрядного тока.

Для уменьшения суммарной индуктивности разрядного контура, электроды и разрядник установлены непосредственно на формирующую линию. Электроды изолируются от окружающего воздуха с помощью негерметизированного объема, через который свободно протекает газообразный азот, вытесняя воздух. Управляемый пробой в разряднике приводит к появлению перенапряжения на газоразрядном промежутке лазера и формированию сильноточного объемного безыскрового разряда.

Экимерные лазеры являются одними из самых мощных источников ультрафиолетового излучения. Диапазон рабочих переходов различных типов эксимерных лазеров перекрывает область от вакуумного ультрафиолета до видимого излучения ($\sim 120 \div 350$ нм). Первый эксимерный лазер был представлен Н.Г. Басовым, В.А. Даниличевым и Ю.М. Поповым в Физическом институте им. П.Н. Лебедева в 1971 г. Лазер использовал димер ксенона (Xe_2), возбуждаемый пучком электронов. В дальнейшем стали использовать смеси благородных газов с галогенами (например, XeBr), что было запатентовано в 1975 году Джорджем Хартом и Стюартом Сирлесом из исследовательской лаборатории ВМС США.

Термин «эксимер» получен от английского словосочетания *excited dimer* – возбуждённая двухатомная молекула. Эксимерные молекулы – это молекулы, существующие только в возбужденном состоянии (рис. 2.6). Это объясняется тем, что инертные благородные газы, такие как ксенон или криптон, обычно не образуют химических соединений. В возбуждённом состоянии (вызванном электрическим разрядом) они могут образовывать молекулы друг с другом (димеры) или с галогенами, такими как фтор или хлор. Поэтому образование молекул в возбуждённом связанном состоянии автоматически создаёт инверсию населённостей между двумя энергетическими уровнями. Такая молекула, находящаяся в возбуждённом состоянии, может отдать свою энергию в виде спонтанного или вынужденного излучения, в результате чего молекула переходит в основное состояние, а затем очень быстро (в течение пикосекунд) распадается на составляющие атомы.

Несмотря на то, что термин димер относится только к соединению одинаковых атомов, а в большинстве эксимерных лазеров используются смеси благородных газов с галогенами (табл. 2.2), название прижилось и используется для всех лазеров аналогичной конструкции.

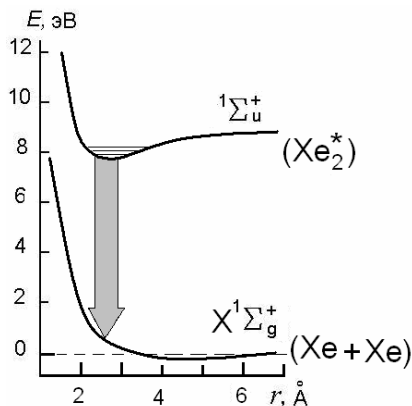


Рис. 2.6. Схема термов и колебательных уровней эксимерного Xe_2 лазера.
(по горизонтальной оси отложено расстояние между ядрами)

Типичные характеристики: энергия в импульсе $W_{\text{и}} \sim 10 \div 10^4$ Дж при возбуждении электронным пучком, $W_{\text{и}} \sim 0,1 \div 1$ Дж при возбуждении электрическим разрядом (с КПД до 10%), длительность лазерного импульса $t_{\text{и}} \sim 10 \div 100$ нс.

Таблица 2.2. Параметры некоторых эксимерных лазерных сред

Эксимерная молекула		Длина волны в центре линии перехода, нм	Ширина полосы усиления, нм
Тип молекулы	Химическая формула		
Димеры	Ar_2	126,1	8,0
	Kr_2	146,7	13,8
	Xe_2	172,0	20,0
Галоиды	ArF	193,3	1,5
	KrCl	222,0	5,0
	KrF	248,4	4,0
	XeCl	308,0	2,5
	XeF	352,1	1,5

Ещё одним достоинством данного класса лазеров является то, что они эффективно работают при различных способах накачки, а системы накачки являются универсальными для получения генерации на различных молекулах при замене рабочей смеси.

2.2. Жидкостные лазеры на красителях

Используя в качестве активного элемента жидкость, можно сочетать высокую концентрацию активных частиц (как в твердом теле) с хорошей однородностью (как в газе) и возможностью непрерывной замены отработанного вещества. Это позволяет получить высокую выходную мощность при относительно небольших размерах кюветы с активным веществом.

Наиболее распространены **жидкостные лазеры на органических красителях**. Эффект генерации раствора красителя впервые обнаружили в 1965 г. П. Сорокин с сотрудниками в лаборатории фирмы ИВМ в ходе исследования ряда красителей, используемых в пассивных затворах для рубиновых лазеров. Красители – сложные органические соединения с полосой поглощения шириной $100 \div 200$ нм в видимой области спектра. Полосы поглощения и люминесценции определяются электронными переходами между уровнями 1 и 2 (рис. 2.7).

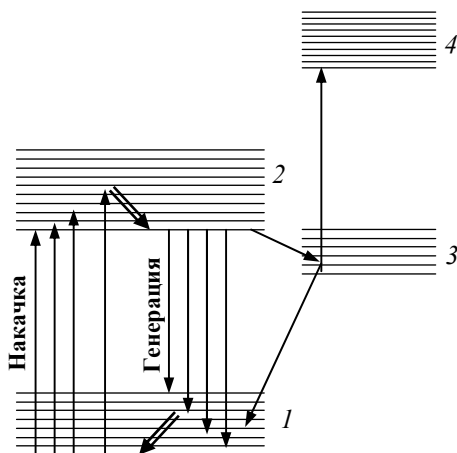


Рис. 2.7. Упрощенная схема энергетических уровней красителя в растворе

Накачка красителя осуществляется светом с частотой, попадающей в область полосы поглощения. Время жизни возбужденной молекулы красителя порядка $10^{-8} \div 10^{-9}$ с. Для обеспечения генерации необходимо чтобы инверсия была создана за более короткое время.

В молекулах красителей имеются метастабильные состояния 3, заселение которых приводит к конкурирующему поглощению генерируемого излучения с переходом молекулы в более высокое состояние 4. Для того чтобы метастабильные уровни не успевали заселиться, время, за которое происходит накачка, должно быть меньше $\tau_{23} = 10^{-3} \div 10^{-7}$ с.

Для создания инверсии необходима фокусировка излучения лазерной накачки, поскольку требуется высокая плотность мощности порядка 1 МВт/см².

Так как большинство лазеров на красителях обладают исключительно высоким коэффициентом усиления малого сигнала, требуется лишь небольшой объем активной среды. Однако поглощение интенсивного излучения и последующий нагрев малого объема красителя, а также быстрое заселение метастабильного состояния 3 приводят к необходимости непрерывной и быстрой замены вещества в рабочем объеме. Если этого не делать, происходит термическое разложение красителя, что, в свою очередь, увеличивает потери излучения в системе. Поэтому обычно в лазерах используют струю раствора красителя, которая из специального сопла выпускается в воздух, где образует ровный ламинарный слой, через который и проходит излучение лазера накачки.

Необходимое охлаждение облучаемого объема красителя происходит за счет быстрой его прокачки. В максимуме полосы усиления красителя родамина 6G (рис. 2.8) мощность генерации достигает 3 Вт, для других красителей она не превышает $100 \div 200$ мВт.

Мощность лазеров накачки обычно составляет $5 \div 7$ Вт. При использовании Ar и Kr лазеров диапазон длин волн лазера на красителях составляет $400 \div 1000$ нм.

Плавная перестройка длины волны излучения для одного типа красителя в пределах нескольких десятков нанометров осуществляется с помощью дисперсионных элементов внутри резонатора (рис. 2.9).

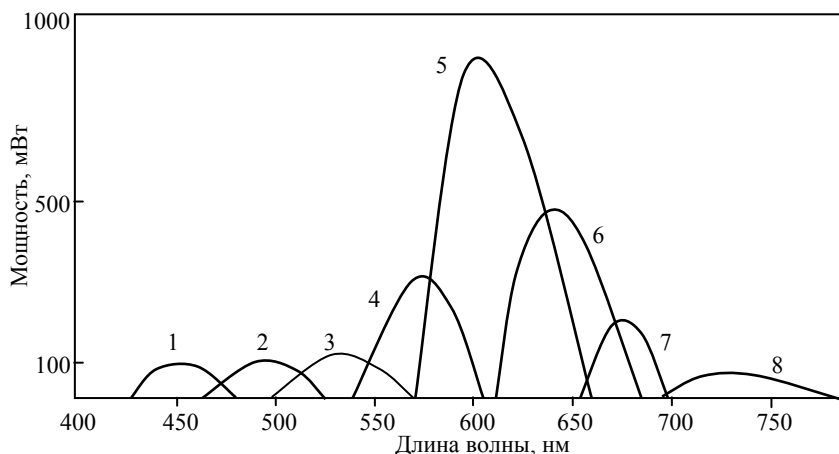


Рис. 2.8. Спектры излучения некоторых красителей:
 1 – кумарин 120; 2 – кумарин 102; 3 – кумарин 7; 4 – родамин 110;
 5 – родамин 6G; 6 – родамин В; 7 – перхлорат крезила фиолетового;
 8 – перхлорат нильского голубого

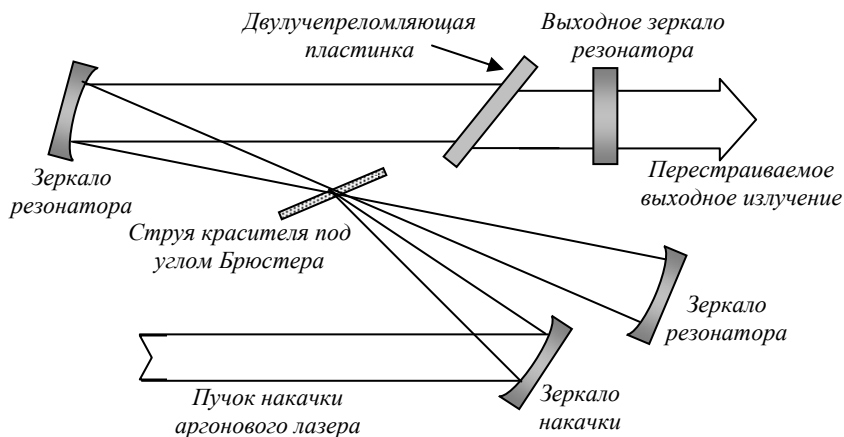


Рис. 2.9. Вариант конструкции непрерывного лазера на красителе с накачкой аргоновым лазером

Перестройка частоты лазерного излучения осуществляется с помощью частотно-селективных элементов типа призмленного устройства.

В некоторых случаях для увеличения дисперсии используют систему из нескольких призм, работающих вблизи угла Брюстера.

Иногда коэффициент усиления красителя бывает настолько высок, что роль диспергирующего элемента (и одновременно «глухого» зеркала) может выполнять дифракционная решетка.

Заменой красителей и источников накачки можно осуществить перестройку длины волны во всем спектральном диапазоне от УФ до ближнего ИК. Лазеры на красителях являются уникальными перестраиваемыми источниками когерентного излучения.

2.3. Твердотельные лазеры

Твердотельными называются лазеры, активной средой которых является либо диэлектрический кристалл, либо стекло. Активными центрами в таких лазерах являются, как правило, примесные ионы, введенные в кристалл. Обычно такой ион принадлежит одной из групп переходных элементов Периодической системы элементов Менделеева (например, ионы переходных металлов, особенно Cr^{3+} , или ионы редкоземельных элементов Nd^{3+} , Er^{3+} и др.).

В 1960 г. американским физиком Т. Мейманом был запущен первый лазер, в котором инверсная населенность возбуждалась в кристаллах рубина, облучаемых излучением ксеноновой лампы-вспышки. Рубиновый кристалл представляет собой кристалл оксида алюминия Al_2O_3 с небольшой добавкой $\approx 0,05\%$ хрома. При добавлении хрома прозрачные кристаллы рубина приобретают розовый цвет и поглощают излучение в двух полосах (синей и зеленой областях спектра). Всего кристаллами рубина поглощается около 15% энергии света лампы-вспышки, что в конечном итоге приводит к инверсной населенности между уровнями 3 и основным уровнем 1 ионов хрома Cr^{3+} (рис. 2.10). Безызлучательные переходы $3 \rightarrow 2$ происходят за малое время ($\sim 10^{-8}$ с). Избыток энергии передается колебаниям кристаллической решетки. Время жизни ионов Cr^{3+} на уровнях 3 составляет $\sim 10^{-3}$ с. За время, не превышающее это значение, необходимо перевести больше половины ионов Cr^{3+} на уровни 3. Недостатком 3^x уровневой системы являет-

ся то, что нижним уровнем лазерного перехода является основное состояние в данном случае иона хрома Cr^{3+} . Поэтому, для создания инверсии необходимо возбудить по меньшей мере половину ионов Cr^{3+} . Для этого необходимы высокие мощности накачки.

Наиболее широкое применение из всех твердотельных лазеров находят лазеры на алюмоиттриевом гранате $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ с неодимом (Nd:YAG). Легче всего возбуждается линия с $\lambda = 1064$ нм, генерация возможна также на линиях с $\lambda = 946$; 1319 и 1833 нм.

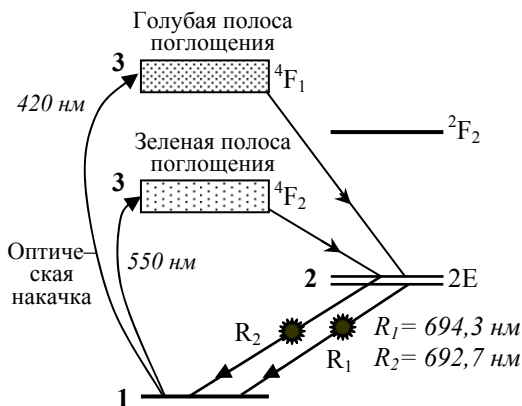


Рис. 2.10. Упрощенная схема энергетических уровней для Cr^{3+} в Al_2O_3 (рубиновый лазер)

Существенными преимуществами Nd:YAG лазера являются простота и компактность конструкции и высокая средняя мощность излучения. Эффективность Nd:YAG лазера $2 \div 25\%$ определяется, в основном, типом накачки. Наибольшая эффективность достигается при накачке полупроводниковым лазером с длиной волны 0,8 мкм.

Nd:YAG лазер работает по четырехуровневой схеме (рис. 2.11). Генерация осуществляется на переходах ионов неодима (Nd^{3+}), которые вводятся в различные кристаллические решетки. В лазерах стержни кристалла имеют типичный диаметр $3 \div 7$ мм и длину $9 \div 150$ мм.

Лазеры на алюмоиттриевом гранате работают как в импульсном, так и в непрерывном режимах со средней выходной мощностью до 1 кВт.

С помощью нелинейных оптических кристаллов излучение этого лазера (длина волны 1,064 нм) может быть преобразовано в излучение более высоких гармоник с длинами волн 532 нм (2-я гармоника), 355 нм (3-я гармоника), 266 нм (4-я гармоника). В подобных твердотельных лазерных установках кроме элементов для преобразования частоты используются специальные электрооптические устройства формирования лазерного импульса наносекундной длительности.

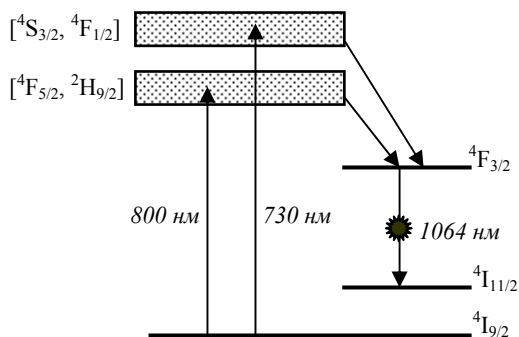


Рис. 2.11. Упрощенная схема энергетических уровней кристалла Nd:YAG

Конструкция твердотельных лазеров с преобразованием частоты сложна и имеет много оптических элементов. Однако, благодаря прогрессу в промышленном производстве твердотельной лазерной техники, лазеры на Nd:YAG с преобразованием частоты имеют высокое качество излучения и активно используются для диагностики плазмы. Из-за большой стоимости твердотельного лазера диагностические установки, как правило, оснащаются одним источником излучения. Для формирования нескольких каналов лазерного зондирования применяют оптические схемы деления и задержки исходного излучения.

Если для накачки твердотельных лазеров используется лампа-вспышка с длительностью импульса $t_n \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ с, то импульс генерации длится примерно такое же время. Незначительное запаздывание начала генерации по сравнению с накачкой обусловлено тем, что для развития генерации необходимо превысить некоторое «пороговое» значение инверсии населённостей, после чего усиление за один проход активной среды начинает превышать суммар-

ные потери энергии за счёт отражения луча от зеркал резонатора, паразитного поглощения и рассеяния света. При достаточно больших мощностях накачки порог генерации достигается за время $t \ll t_n$. Такой режим работы лазера, когда длительность лазерного импульса $t_l \sim t_n$, называется *режимом свободной генерации*. Для ряда применений важно сократить длительность импульса t_l , так как при заданной энергии импульса пиковая мощность лазера обратно пропорциональна длительности импульса генерации. С этой целью применяется *метод модулированной добротности*. Суть его заключается в том, что предварительно производят оптическую накачку, искусственно препятствуя возникновению генерации. Этого можно достичь, например, размещением внутри резонатора оптического затвора. При закрытом затворе генерация невозможна, и энергия накапливается в резонаторе в виде нарастающего количества возбуждённых атомов. Если затем быстро открыть затвор, то запасённая энергия возбуждения высвечивается в виде короткого светового импульса. Длительность такого «гигантского» импульса t_l определяется или скоростью открывания затвора или, если эта скорость достаточно велика, временем установления электромагнитного поля в резонаторе.

2.4. Полупроводниковые инжекционные лазеры

Полупроводниковые лазеры отличаются от газовых и твердотельных тем, что излучающие переходы происходят в полупроводниковом материале не между дискретными энергетическими состояниями, а между парой широких энергетических зон. Переход электрона из зоны проводимости в валентную зону с последующей рекомбинацией приводит к излучению, лежащему в относительно широком спектральном интервале и составляющему несколько десятков нанометров, что намного шире полосы излучения газовых или твердотельных лазеров.

Полупроводниковый лазер представляет собой полупроводниковый диод с *p-n* переходом, в области которого при пропускании инжекционного тока в прямом направлении создается инверсия населенности. В лазерах наиболее часто используются двойные гетероструктуры, когда в диоде создаются два перехода между различными материалами. Для расширения спектрального диапазона и

снижения пороговой накачки используют разнообразные тройные и четверные соединения. На сегодняшний день серийно производящиеся полупроводниковые лазеры работают при комнатной температуре в диапазоне длин волн от 420 нм до 30 мкм (рис. 2.12).

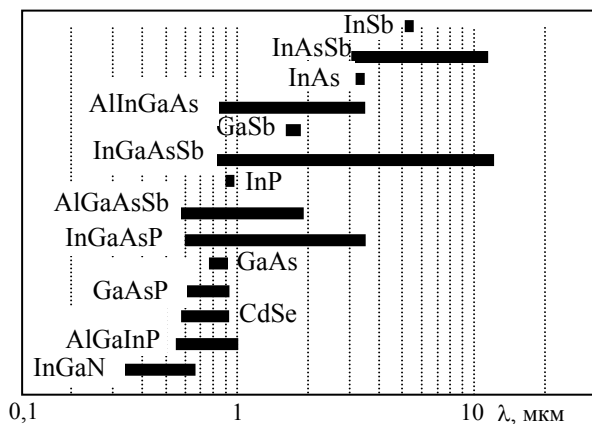


Рис. 2.12. Перекрытие спектра длин волн активными материалами в полупроводниковых лазерах

Если первые инжекционные лазеры имели сравнительно небольшую мощность ($3 \div 5$ мВт), то в настоящее время созданы лазеры, которые могут давать непрерывное излучение мощностью до нескольких ватт.

Одним из основных достоинств полупроводниковых лазеров для многих практических приложений является их высокая надежность. Так, в волоконно-оптических линиях связи расчетное время работы передающих лазеров не менее 25 лет. В связи с тем, что излучающий элемент достаточно тонок, луч на выходе диода из-за дифракции имеет значительную расходимость излучения по сравнению с другими лазерами ($20 \div 40^\circ$ в плоскости, перпендикулярной плоскости активного слоя, и $5 \div 10^\circ$ – в плоскости этого слоя). Для компенсации этого эффекта и получения сфокусированного луча необходимо применять собирающие линзы. Для многомодовых лазеров наиболее часто применяются цилиндрические линзы. При использовании симметричных линз сечение луча будет эллиптическим, так как расхождение в вертикальной плоскости превышает расхождение в горизонтальной.

Глава 3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

3.1. Основы электродинамики плазмы

Распространение зондирующей электромагнитной волны в плазме обычно описывают на основе уравнений электродинамики сплошных сред [4]. Для поперечной волны с напряженностью $E = E_0 e^{i(\omega t - kx)}$, где ω – частота, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число электромагнитной волны, волновое уравнение принимает вид (при $\text{div } \vec{E} = 0$):

$$\Delta E + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'(\omega) E = 0, \quad (3.1)$$

где c – скорость света, $\varepsilon' = \varepsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega}$ – комплексная диэлектрическая проницаемость (ε – диэлектрическая проницаемость, σ – проводимость).

Физический смысл имеют показатель преломления n и показатель поглощения χ . Эти величины связаны с комплексной диэлектрической проницаемостью соотношением: $\varepsilon' = (n - i\chi)^2$. После соответствующих подстановок из (3.1) получают дисперсионное уравнение, связывающее параметры плоской поперечной волны и плазмы

$$k = \frac{\omega}{c} (n - i\chi). \quad (3.2)$$

Длина электромагнитной волны λ отличается от длины волны в вакууме λ_0 и равна $\lambda = \lambda_0/n$, а фазовая скорость – $v_\phi = c/n$. Таким образом, при распространении зондирующей электромагнитной волны плазма вносит в нее амплитудные, определяемые коэффициентом поглощения χ , и фазовые, величина которых определяется показателем преломления n , изменения.

Подставив (3.2) в выражение для волны, распространяющейся в направлении x , получим:

$$E = E_0 \cdot \exp \left[i\omega \left(\frac{nx}{c} - t \right) \right] \cdot \exp \left(-\frac{\chi\omega}{c} \cdot x \right),$$

откуда видно, что первый множитель (вещественная часть выражения) определяет скорость распространения света $v = c/n$ в среде с показателем преломления n , а мнимая часть (второй экспоненциальный множитель) – затухание волны в пространстве. Коэффициент поглощения α , характеризующий скорость затухания интенсивности света в среде и фигурирующий в законе Ламберта–Бера $I(x) = I_0 \cdot \exp(-\alpha x)$, связан с показателем поглощения χ (поскольку $I \sim E^2$) соотношением:

$$\alpha = \frac{2k\omega}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda}.$$

3.2. Электромагнитные волны в изотропной плазме. Эффективная частота соударений

При распространении электромагнитной волны в сильноионизованной, столкновительной равновесной плазме вдоль магнитного поля

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_{He} - i\nu_{эф})}, \quad (3.3)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m_e}}$ – электронная плазменная частота (e и m_e – за-

ряд и масса электрона), $\nu_{эф} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{2\pi}{m_e}} \frac{e^4 Z^2}{T_e^{3/4}} N_e \Lambda$ – эффективная частота электронных кулоновских столкновений (Z – заряд иона, Λ – кулоновский логарифм). В полностью ионизованной плазме кулоновский логарифм Λ обычно $\sim 10 \div 15$, $\omega_{He} = eH / m_e c$ – электронно-циклотронная частота (H – напряженность магнитного поля).

В случае слабоионизованной плазмы $\nu_{эф}$ в основном определяется частотой столкновений электронов с нейтральными частицами

$$\nu_{эф}^{e,a} = \frac{8\sqrt{2}\pi}{3} a^2 \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}} N_a,$$

где N_a – плотность нейтральных частиц сорта «а», a – размеры частиц.

В отсутствии магнитного поля и при условии пренебрежения соударениями $\omega \gg v_{эф}$, выражение (3.3) упрощается и совпадает с классической формулой для электронного газа:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (3.4)$$

Для интересующего нас случая оптических частот ($\omega \gg \omega_p$) выполняется неравенство $\varepsilon(\omega) \gg 0$ и с учетом того, что $\varepsilon = n^2$, получим (после разложения в ряд и ограничившись первым членом) известную формулу:

$$(n-1)_e \approx -\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = -\frac{e^2 \lambda^2}{2\pi m c^2} N_e = -4,49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e. \quad (3.5)$$

При прохождении излучения через плазменный объект размером ℓ оптическая длина пути будет равна $n\ell$, а ее изменение $\Delta(n\ell)$ по сравнению с оптической длиной в отсутствие плазмы будет:

$$\Delta(n\ell) = n\ell - \ell = -4,49 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda^2 \cdot \int_0^\ell N_e d\ell. \quad (3.6)$$

Таким образом, измерение этого изменения, проведенное, например, методами интерферометрии, даст значение $\int_0^\ell N_e d\ell$, называемой линейной плотностью (в см^{-2}).

В условиях экспериментального зала фазовый сдвиг δ , измеряемый интерферометрическими методами, определяется как изменением показателя преломления n самой плазмы размером ℓ вдоль зондирующего луча, так и изменением геометрической длины ΔL плечей интерферометра, вызванной вибрациями оптических элементов, и может быть записан в виде:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \int_\ell (n - n_0) d\ell + \Delta L. \quad (3.7)$$

Для газов при температурах менее 10^4 °К вклад в n вносят и нейтральные атомы в основном состоянии. В видимом диапазоне для большинства газов изменение показателя преломления за счет взаимодействия волны с ними можно записать в виде, известном как формула Коши:

$$(n-1)_a = \frac{e^2}{2\pi mc^2} \left\{ \sum_k f_{1,k} \lambda_{1k}^2 + \frac{\sum_k f_{1,k} \lambda_{1k}^4}{\lambda^2} \right\} N_a = \left\{ A + \frac{B}{\lambda^2} \right\} \frac{N_a}{N_L}. \quad (3.8)$$

Здесь λ_{1k} и $f_{1,k}$ – длина волны и сила осциллятора, соответствующие переходу между 1-м и k -м уровнями; N_L – число Лошмидта; N_a – концентрация атомов в нормальном состоянии. Для видимой области спектра $B/\lambda^2 \ll A$ и рефракция атомов и молекул практически не зависит от длины волны. Величины A и B для различных атомов приведены в книге В. Аллена «Астрофизические величины».

Выражение (3.8) можно записать в следующем виде:

$$(n-1)_a = 2\pi\alpha_a N_a = C_a N_a, \quad (3.9)$$

где α_a – поляризуемость и $C_a = A/N_L$ – рефракция в расчете на один атом в см^3 .

На рис. 3.1 представлена расчетная зависимость соотношения вкладов электронов и атомов для ряда газов (водорода, аргона, ксенона и воздуха) в показатель преломления в зависимости от длины

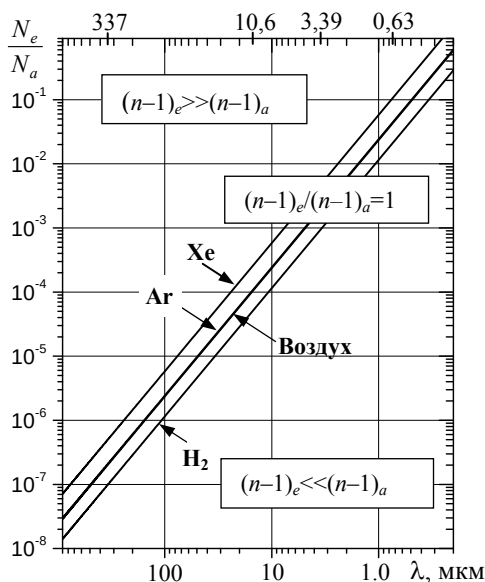


Рис. 3.1. Относительный вклад электронов и атомов в показатель преломления в зависимости от состава плазмы и длины волны зондирующего излучения

волны зондирующего излучения в пренебрежении различием в поляризуемости атомов, ионов и возбужденных частиц. При расчете использованы параметры A и B газов находящихся в нормальных условиях (0°C , 760 мм. рт. ст.).

В области расположенной выше линий $(n-1)_e/(n-1)_a=1$, преобладающий вклад в величину показателя преломления плазмы, а значит и в изменение оптической длины пути, вносят электроны, ниже – атомы соответствующих газов.

Большей наглядностью обладает табл. 3.1, в которой для двух газов (водорода и ксенона) и для двух длин волн излучения He-Ne лазера приведена степень ионизации плазмы (в %), при которой вклады электронов и нейтралов в показатель преломления равны.

Нейтральные атомы благородных газов по сравнению другими элементами таблицы Менделеева дают максимальный относительный вклад в показатель преломления.

Второй вывод: чтобы не учитывать вклад нейтралов необходимо для зондирования использовать излучение ИК-диапазона.

Таблица 3.1. Степень ионизации плазмы (в %), при которой сравниваются вклады электронов и нейтралов в показатель преломления

Газ \ λ , мкм	0,63	3,39
H	3 %	0,1 %
Xe	15 %	0,5 %

В общем случае сдвиг фазы электромагнитной волны в плазме определяется как:

$$\delta(x, y) = -4,49 \cdot 10^{-14} 2\pi\lambda \int_{z_1}^{z_2} N_e(x, y, z) dz + \frac{4\pi^2}{\lambda} \sum_k C_k \int_{z_1}^{z_2} N_k(x, y, z) dz + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L, \quad (3.10)$$

где z_1 и z_2 – координаты границ плазмы вдоль распространения зондирующей волны.

Рассмотрим электрические свойства плазмы в зависимости от частоты. Ограничимся наиболее интересным для термоядерного синтеза случаем высокоионизованной и высокотемпературной

плазмы, когда $v \ll \omega_p$. В этом случае можно выделить три области соотношений между характерными частотами (плазменной частотой ω_p , частотой кулоновских столкновений v и частотой зондирующей волны ω):

1.	$\omega \ll v \ll \omega_p$	(3.11,а)
2.	$v < \omega < \omega_p$	(3.11,б)
3.	$v \ll \omega_p < \omega$	(3.11,в)

Магнитное поле в нашем рассмотрении пока отсутствует и величиной ω_{He} в (3.3) мы пренебрегаем.

Тогда в первом случае (3.11,а) проводимость – в основном действительная величина и описывается обычным для элементарной кинетической теории проводников выражением. Длина затухания волны, как и в металлических проводниках, напоминает скин-слой с той разницей, что в плазме с увеличением температуры проводимость увеличивается, а значит, и уменьшается длина проникновения волны в плазму. Выражение для глубины проникновения ρ выглядит следующим образом:

$$\rho = \frac{c}{\chi\omega} \approx \frac{c}{\omega_p} \cdot \left(\frac{2v}{\omega} \right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{\omega}{2v} \right), \quad (3.11,а)$$

т.е. $\rho \sim \omega^{-1/2}$ и зависит от температуры, так как $v = f_{(T)}$.

Во втором случае (средних частот зондирования) получаем, что глубина проникновения такой волны практически постоянна и соизмерима с длиной волны плазменных колебаний в свободном пространстве:

$$\rho \approx c / \omega_p. \quad (3.11,б)$$

И, наконец, когда справедливо соотношение (3.11,в), диэлектрическая проницаемость плазмы (3.3) становится положительной действительной величиной, и волна распространяется в плазме почти без затухания. Для этого случая выражение для ρ выглядит следующим образом:

$$\rho = \frac{c}{\omega_p} \cdot \frac{2\omega^2}{v \cdot \omega_p} \cdot \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2}. \quad (3.11,в)$$

Все три рассмотренных случая хорошо иллюстрируются графиком зависимости $\rho = f(\omega/\omega_p)$ для двух значений температур T_e , где δ выражена в единицах (c/ω_p) (рис. 3.2).

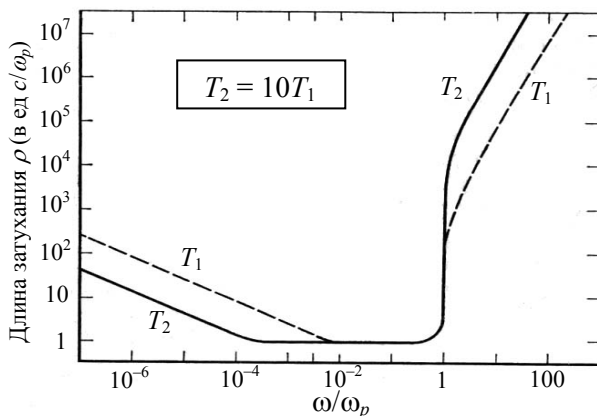


Рис. 3.2. Глубина проникновения электромагнитной волны $\rho = f(\omega/\omega_p)$ в плазму для двух значений температур T_e , (ρ выражена в единицах c/ω_p)

3.3. Электромагнитные волны в магнитно-активной плазме

Необходимость учета влияния магнитного поля в плазме, а значит вклада электронно-циклотронной частоты в диэлектрическую проницаемость (3.3), может появиться при распространении электромагнитной волны вдоль магнитного поля. Знаки ($\pm$) перед ω_{He} в выражении (3.3) для $\epsilon(\omega)$ относятся к различным направлениям вращения круговых поляризаций, а это приводит к различию в фазовых скоростях распространения для них. Формально линейно поляризованную волну можно разложить на две волны, поляризованные по кругу. Такая волна рассматривается как суперпозиция двух волн равной амплитуды, вращающихся в противоположные стороны. Тогда, после распространения обеих волн через магнито-активную плазму (вдоль $\vec{H}$), на выходе из нее, из-за разных скоростей между ними, появляется разность фаз. Сложение двух волн с круговой поляризацией снова даст линейно поляризованную волну, но из-за появившейся разности фаз $\Delta\varphi$ между ними плоскость по-

ляризации (в которой колеблется вектор $\vec{E}$ электромагнитной волны) повернется на угол $\theta = \Delta\varphi/2$. Явление вращения плоскости поляризации получило название – эффект Фарадея.

Из рис. 3.3 можно понять принятые знаки, обозначения и названия для различных направлений вращения вектора поляризации. Правополяризованной волне соответствует знак «-», направление вращения ее вектора поляризации совпадает с направлением вращения электрона в магнитном поле.

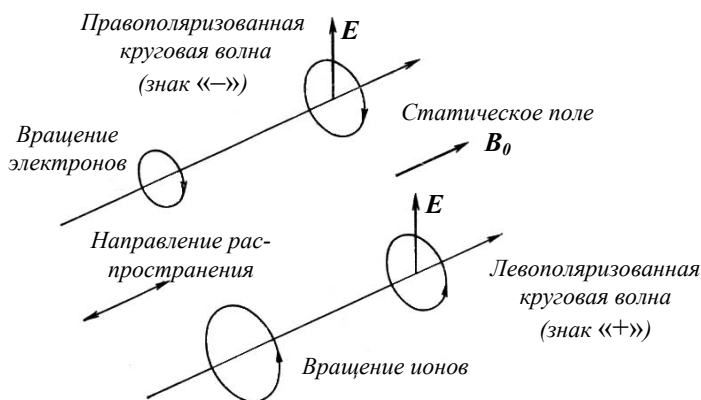


Рис. 3.3. Распространение электромагнитной волны вдоль магнитного поля

Направление вращения вектора поляризации левополяризованной волны «+» совпадает с направлением вращения иона в магнитном поле.

Таким образом, измерение угла поворота плоскости поляризации может дать информацию о величине и направлении магнитного поля в плазме.

Глава 4

ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ МЕТОДИКИ, ОСНОВАННЫЕ НА ПОГЛОЩЕНИИ, ОТРАЖЕНИИ И ОТКЛОНЕНИИ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

Перейдем к рассмотрению эффектов, которые сопровождают распространение электромагнитной волны через плазму, и того, каким образом их можно использовать для определения параметров зондируемой плазмы.

Среди эффектов взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой, которые нашли применение в диагностике, мы уже выделяли:

- поглощение;
- отражение;
- отклонение на градиентах концентрации;
- рефракцию, т.е. изменение фазовой скорости распространения волны в плазме $v_{\phi} = c/n$ по сравнению с вакуумом или воздухом, где показатель преломления $n = 1$;
- изменение поляризационного состояния при наличии в плазме магнитного поля;
- процессы рассеяния фотонов в плазме.

Плазма при частоте зондирующего излучения ω большей плазменной частоты ω_p ведет себя как диэлектрик и электромагнитная волна в плазме распространяется. Глубина проникновения в плазму, когда электронная частота столкновений ν_{ei} в плазме не превышает ω , составляет небольшую величину $\rho \approx c/\omega_p$.

В главе 2 (табл. 2.1) приведены значения длин волн излучения лазеров, которые нашли наиболее широкое применение при исследовании плазмы, и соответствующие им значения электронных концентраций $N_e^{\text{крит}}$, при которых электромагнитная волна не проникает в плазму. Условие $\omega = \omega_p$, при котором электронная концентрация достигает этого значения, следует из выражения 3.4 (при $\omega < \omega_p$ показатель преломления n становится мнимым числом). Значение

$$N_e^{\text{крит}} = \frac{\pi \cdot m_e c}{e^2 \lambda^2} = 1,115 \cdot 10^{13} \lambda^{-2}, \quad (4.1)$$

где $[\lambda] = \text{см}$, а $[N_e] = \text{см}^{-3}$.

4.1. Поглощение электромагнитного излучения в плазме

На использовании эффекта *поглощения* основывается один из методов диагностики плазмы. Плазму просвечивают направленным лучом электромагнитного излучения. Если волна проходит через плазму и обнаруживается приемником, помещенным с другой стороны, то концентрация плазмы ниже критической для данного значения λ . Отсутствие («запирание») сигнала означает, что концентрация плазмы выше $N_e^{\text{крит}}$.

Для большинства методов на основе активного лазерного зондирования поглощение является «мешающим» фактором. На практике, для того чтобы поглощение в плазме не влияло на интенсивность прошедшего света, максимальное значение N_e^{max} исследуемой плазмы должно быть в 2÷3 раза меньше $N_e^{\text{крит}}$.

На рис. 4.1 приведена характерная для импульсной плазмы временная зависимость изменения плотности (быстрое нарастание концентрации и более медленное убывание) и интерференционные сигналы при различных абсолютных значениях N_e . Кривая (в) соответствует близкому, но не равному $N_e^{\text{крит}}$, значению электронной плотности, что приводит к уменьшению амплитуды интерференционного сигнала, и полному его исчезновению (г) во временном интервале $t_1 - t_2$, когда $N_e \geq N_e^{\text{крит}}$.

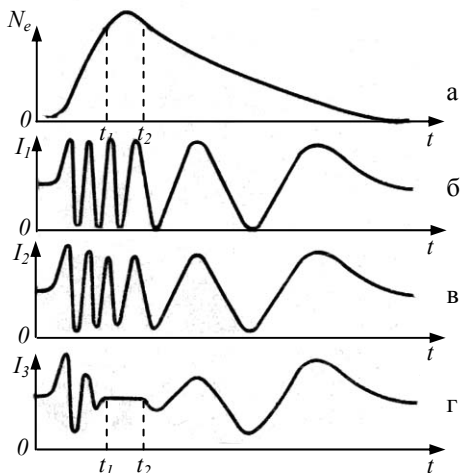


Рис. 4.1. Изменение во времени плотности плазмы (а) и интерференционного сигнала: (б) без поглощения, (в) с незначительным поглощением, (г) при отсечке волны в интервале времени $t_1 - t_2$

Если для длины волны зондирующего излучения концентрация плазмы достигает значения $N_e^{\text{крит}}$, то положение слоя внутри плазмы с такой плотностью можно определить по *отраженному* от него сигналу, измерив время между моментом генерации импульса

излучения и прихода на детектор отраженного. Но для этого необходимо, чтобы как временное разрешение регистрирующей аппаратуры, так и длительность зондирующего импульса, были существенно меньше времени распространения волны от источника до плазменного объекта и обратно.

Обе методики (по поглощению и отражению) применялись на заре термоядерных исследований, когда величины N_e в плазме были невысоки, а для зондирования использовалось излучение микроволнового диапазона [5]. В настоящее время эти методы находят применение при исследовании околоземной плазмы в радио- и микроволновом диапазонах.

4.2. Преломление электромагнитных волн в плазме

Явление *отклонения* зондирующего излучения от первоначальной траектории на градиентах плотности имеет те же физические основы, что и преломление света на границе двух диэлектрических сред с разными коэффициентами преломления (рис. 4.2) [6].

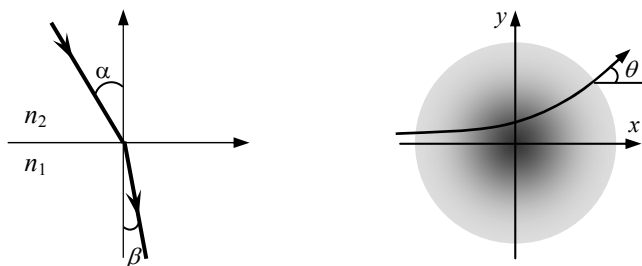


Рис. 4.2. а) преломление света на границе двух диэлектрических сред с разными коэффициентами преломления $n_1 > n_2$; б) отклонение зондирующего излучения в неоднородной плазме

Угол отклонения зондирующего луча на градиентах плотности плазмы $\theta \sim \int_0^R \frac{dN_e}{dy} dx$ может принимать такие значения, что ограни-

чение на величину λ сверху для данного N_e из-за этого явления будет более жестким, чем может возникнуть из-за поглощения (4.1). Так, в случае параболического профиля плотности максимальный

угол отклонения определяется выражением $\theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{N_e^0}{N_e^{\text{крит}}}\right)$,

где N_e^0 – плотность плазмы в центре плазменного образования. Для $N_e^0 = N_e^{\text{крит}}/3$ получим величину $\theta_{\max}=19,4^\circ$, что делает невозможными интерферометрические измерения еще до того, как амплитуда прошедшего сигнала начнет уменьшаться из-за эффекта поглощения.

4.3. Метод теневого фотографирования

Теневые методы давно и успешно применяются в различных областях науки и техники для получения изображения прозрачных, но оптически неоднородных объектов, для которых характерно изменение в пространстве оптического показателя преломления. Приведем лишь несколько характерных примеров. В оптике – это контроль производства оптических элементов. В аэродинамике и баллистике – исследования обтекания тел газовыми потоками. В физике горения и взрыва – определение температурных полей и скачков плотности в газовых средах.

В обычных условиях «почти прозрачные» объекты сами по себе не видны или видны очень плохо, поскольку они практически не отражают, не преломляют и не поглощают свет. Однако при их освещении параллельным пучком света на экран проецируется теневая картина, на которой неоднородности можно наблюдать даже при небольшом различии между показателями преломления исследуемого объекта и окружающего его воздуха. Это и есть классический *теневого метод*² (рис. 4.3).

² К сожалению, не существует единой терминологии в области теневых методов. Их называют «шлирными», «методами Теплера», «стриоскопическими», «методами Фуко», «теневыми». Наиболее часто под теневыми – понимают метод визуализации неоднородности за счет введения дополнительной диафрагмы, приводящей к фазовым или амплитудным изменениям части светового пучка, которые вызывают перераспределение освещенности в плоскости изображения, позволяющие судить о характере и некоторых параметрах исследуемой неоднородности [7]. Однако в физике плазмы традиционно используется несколько другая классификация теневых методов, которой мы и будем придерживаться.

Он основан на освещении объекта вспомогательным источником направленного излучения. Световой пучок расширяется до необходимого размера с помощью формирующей оптики и направляется на экран, образуя равномерно освещенное поле визуализации в отсутствии неоднородности. Прохождение параллельного пучка света через неоднородность вызывает отклонение оптических лучей. Их траектории определяются принципом Ферма – световой луч распространяется по такому пути, для прохождения которого ему требуется минимальное время. Отклонение лучей от своего первоначального направления приводит к их смещению на экране и перераспределению интенсивности в поле визуализации. Благодаря изменениям интенсивности на экране формируется изображение неоднородностей – теневая картина.

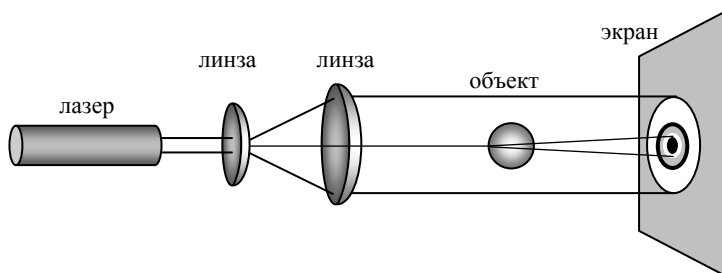
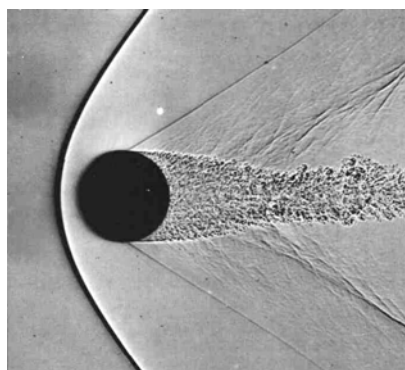


Рис. 4.3. Теневого метод

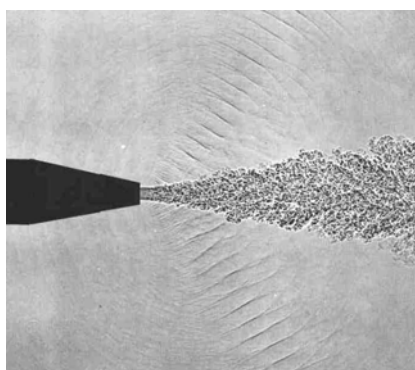
Для стационарных объектов, параметры которых не изменяются во времени, изображение неоднородностей можно наблюдать непосредственно на экране. В случае быстротекущих процессов для визуализации неоднородностей применяется метод теневого фотографирования. Объект освещается импульсным источником излучения, а теневая картина фиксируется обычными методами фотографической или фотоэлектронной регистрации изображения. По такой теневой фотографии (тенеграмме) можно с большой точностью определить форму и границы неоднородности. Наиболее четко фиксируются объекты с резким изменением показателя преломления. Например, ударные волны, высокоскоростные газовые струи, вихри, зоны турбулентности и т.д. Кроме того, для получения качественного изображения импульсный источник подсветки должен обладать высокой яркостью и очень короткой длительно-

стью излучения, определяющей экспозицию. Выбор момента экспозиции обеспечивается синхронизацией между источником излучения и исследуемым объектом.

Характерные примеры теневых фотографий приведены на рис. 4.4. На левой фотографии изображен шар диаметром 12 мм, зафиксированный при его движении в воздухе. Перед шаром отчетливо наблюдается головная ударная волна, а за шаром – область турбулентности (фото А.С. Charters). На правой фотографии показана ламинарная струя гелия, которая вытекает из сужающегося сопла в воздух и быстро становится турбулентной. В начале турбулентной области формируются слабые ударные волны (фото J. H. Woolley).



а) движение шара в воздухе



б) вытекание струи из сопла

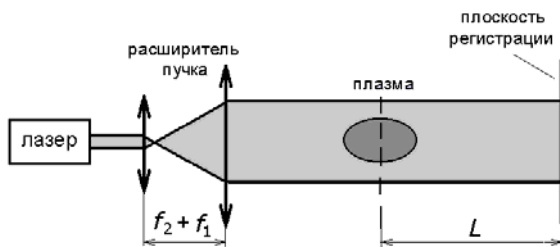
Рис. 4.4. Теневые изображения газовых потоков

Высокоскоростная теньевая фотография широко используется и для исследования плазмы. Первые эксперименты по визуализации быстротекущих процессов в плазме были выполнены с помощью искровых источников подсветки. Однако появление лазеров значительно расширило возможности теневого метода. Лазеры быстро вытеснили искровые источники в системах визуализации, а активное развитие лазерной техники привело к созданию новых уникальных диагностических комплексов. В настоящее время лазерными системами теневого фотографирования оснащены практически все крупные установки, на которых проводятся исследования импульсной плазмы.

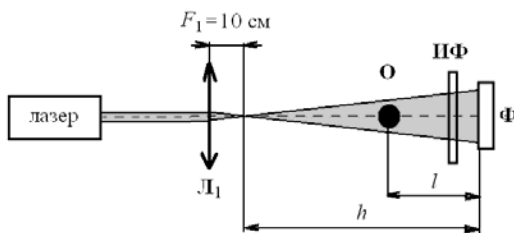
Анализ теневых изображений дает качественную информацию о распределении показателя преломления n в плазменном объекте. В первую очередь определяются координаты областей плазмы с резким изменением величины n (ударные волны, границы турбулентностей и др.), а также зоны непрозрачности. Теневым методом позволил обнаружить турбулентности θ -пинча. С его помощью исследовалась сжатая плотная плазма в сильноточных импульсных разрядах типа Z -пинч. Чрезвычайно полезна информация, полученная с помощью теневого фотографирования при исследовании динамики взаимодействия интенсивного лазерного излучения с мишенями. Теневым методом обладает высокой наглядностью и информативностью.

Перейдем к рассмотрению особенностей реализации этой методики в плазменном эксперименте. Проведение теневых исследований предполагает, что поглощением зондирующего излучения можно пренебречь. Кроме того, длина волны зондирующего излучения должна быть много меньше характерного размера исследуемой неоднородности. В этом случае распространение зондирующих лучей подчиняется законам геометрической оптики. Оптические схемы теневого фотографирования разнообразны и отличаются друг от друга элементами формирующей оптики, системами регистрации изображения и методами защиты от собственного излучения плазмы.

Прямо-теневое изображение получают при отсутствии каких-либо оптических приборов между оптической неоднородностью, освещаемой пучком света, и плоскостью регистрации. В схеме изображенной на рис. 4.5,а зондирование осуществляется параллельным пучком, расширенным до требуемого размера поля визуализации с помощью телескопической системы. В методе **светящейся точки** (рис. 4.5,б) прямо-теневое изображение получают при освещении объекта расходящимся пучком, который формируется из лазерного пучка с помощью короткофокусной линзы. Теневое изображение плазмы регистрируют в плоскости перпендикулярной к направлению зондирования на фотослой или двухкоординатный ПЗС-детектор. Для защиты теневых фотографий от собственного излучения плазмы применяется интерференционный фильтр (ИФ) с максимумом пропускания на рабочей длине волны λ лазерного источника.



а) зондирование параллельным пучком



б) метод «светящейся точки»

Рис. 4.5. Оптические схемы визуализации неоднородности прямо-теневым методом

В прямо-теновом методе с осесимметричной неоднородностью относительные изменения освещенности экрана описываются соотношением:

$$\frac{\Delta I}{I} \approx L \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \right) dz, \quad (4.2)$$

т. е. определяются второй производной от показателя преломления, проинтегрированной по линии наблюдения.

Прямо-теневая методика особенно удобна для визуализации ударных волн, турбулентных струй и т.д., где изменение второй производной велико. Перед ударной волной $\partial^2 n / \partial x^2 > 0$ и лучи расходятся, образуя на экране область с пониженной освещенностью; за ударной волной лучи сходятся и увеличивают освещенность. Поэтому изображение ударной волны на прямо-теновом снимке состоит из двух характерных полос – темной и светлой (см. рис. 4.4, а). Темная полоса всегда относится к переднему фронту волны – области низких давлений. В общем случае, при образова-

нии прямо-теневого изображения, неоднородность выглядит на экране всегда в виде темного участка. Светлые же участки изображения на экране образуются лучами, пришедшими из других областей пространства после отклонения их другими неоднородностями. Там, где отклонения не очень велики, светлые полосы располагаются рядом с темными. Такого эффекта можно достигнуть при соответствующем выборе расстояния между изучаемой неоднородностью и экраном.

Приведем пример, иллюстрирующий информативность прямо-теневого метода. На рис. 4.6 представлены теневые фотографии, визуализирующие динамику процессов в канале ТЕА азотного лазера.

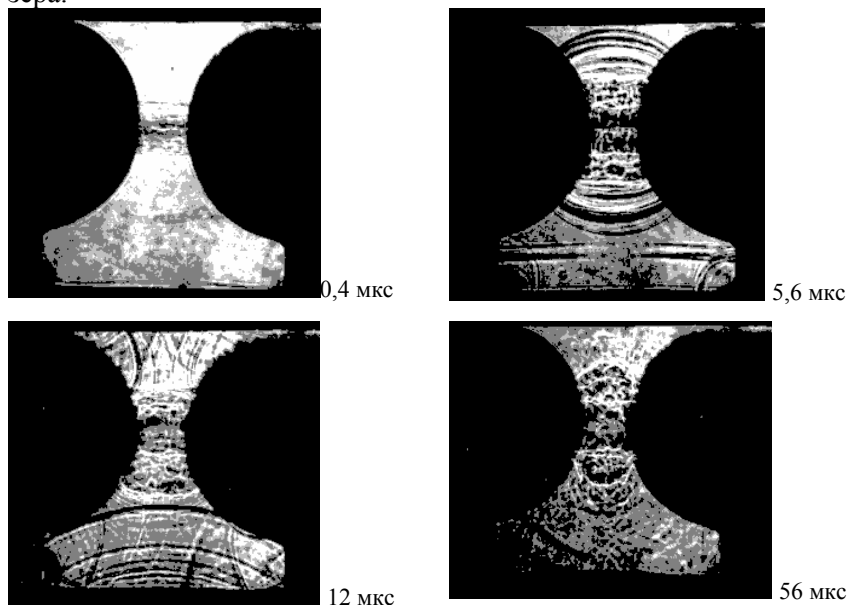


Рис. 4.6. Визуализация послепробойных процессов в электроразрядном канале ТЕА азотного лазера

На ранних стадиях ($t = 0,2 \div 12$ мкс) наблюдается резкое расширение плазменного канала и формирование первичной ударной волны. При её отражении от стенки лазерной кюветы формируются вторичные ударные волны. На более поздней стадии ($t > 50$ мкс) однородность нарушается, в остывающем канале воз-

никает интенсивное вихревое движение. Хорошо видны области турбулентных пульсаций, постепенно увеличивающиеся в размерах.

Оценку пространственного разрешения для метода *«светящейся точки»* можно получить из соотношения

$$\Delta x_{\min} = \frac{\rho \cdot L}{h}, \quad (4.3)$$

где ρ – размер точечного источника света, L и h – расстояния от плоскости регистрации изображения до объекта и точечного источника, соответственно (рис. 4.5, б).

Теневой метод мало эффективен для визуализации областей постепенного расширения или сжатия, в которых изменение второй производной показателя преломления мало

4.4. Шлирен-метод

В 1857 г. французский физик Леон Фуко предложил оригинальный способ контроля точности изготовления зеркал для телескопов. В фокусе исследуемого сферического зеркала он поставил непрозрачную пластинку с острой кромкой – нож Фуко. Экран перекрывал весь световой пучок для зеркала со строго сферической поверхностью. Если же поверхность зеркала отличалась от сферической, то часть света уже не попадала в фокус и, пройдя мимо кромки ножа, освещала затемненную часть экрана. Таким образом, нож Фуко отсекал «паразитную» засветку, увеличивая контраст и оставляя на экране только изображение неоднородности.

В 1864 г. этот метод усовершенствовал немецкий физик Август Теплер. Он предложил использовать схему с ножом Фуко для исследования неоднородностей в прозрачных средах. Теплер назвал этот способ шлирен-методом, от немецкого слова «schlieren», означающего неоднородности ("шлиры") в стекле. Метод Теплера дает возможность видеть не вторую производную от показателя преломления, а первую, то есть градиенты. Кроме того, при использовании фотометрии и эталона освещенности с помощью шлирен-метода можно вычислять абсолютные значения плотности.

В шлирен-методе (рис. 4.7) исследуемый объект проецируется на экран с помощью объектива L_3 . Роль источника света выполняет щель S . Линзы L_1 и L_2 строят изображение этой щели в плоскости N , где помещается нож Фуко (визуализирующая диафрагма).

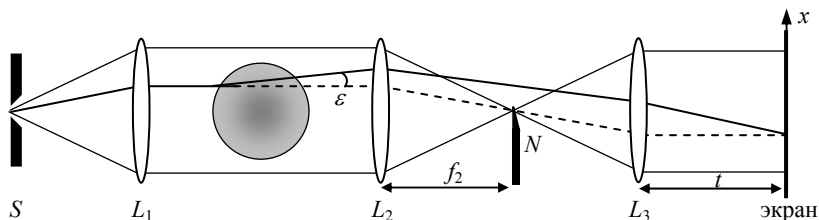


Рис. 4.7. Оптическая схема шлирен-метода

В отсутствие неоднородности нож полностью или частично перекрывает изображение щели. Отклонение лучей в исследуемом объекте приводит к смещению изображения щели и увеличению освещенности соответствующих участков на изображении объекта. Освещенность экрана при этом возрастает пропорционально угловому отклонению луча ϵ_x в направлении, перпендикулярном кромке ножа. В то же время угол отклонения ϵ_x пропорционален градиенту показателя преломления, проинтегрированному по линии наблюдения. В соответствии с этим изменение освещенности экрана описывается выражением

$$\frac{\Delta I}{I} \approx \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial y} \right) dz. \quad (4.4)$$

Рассмотренная выше схема получения шлирен-фотографии далеко не единственная. Различные методики отличаются друг от друга формой визуализирующей диафрагмы (нож Фуко, фазовый нож, криволинейная диафрагма, штриховая решетка), ее расположением и способом расшифровки полученных изображений.

Шлирен-метод дает более контрастное изображение, чем теневая фотография. Например, его применяют для исследования распределения плотности воздушных потоков, образующихся при обтекании моделей в аэродинамических трубах. Следует отметить,

что шлирен-метод широко используют и в исследованиях лазерной плазмы.

Закончим рассмотрение методов визуализации прозрачных неоднородностей анализом фотографий на рис. 4.8.

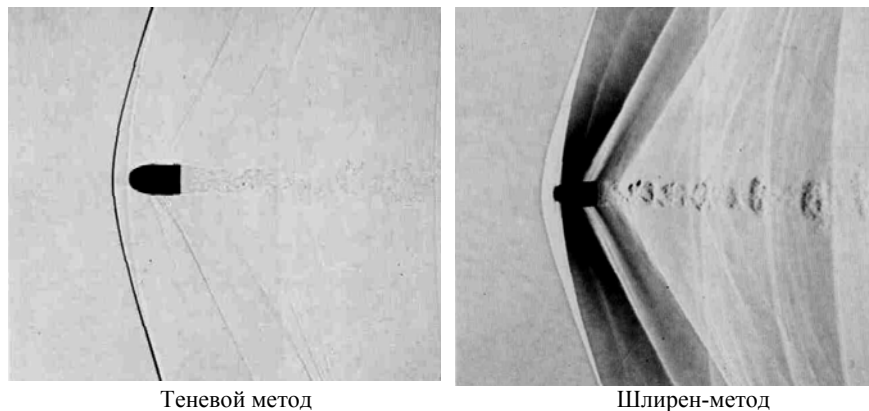


Рис. 4.8. Визуализация полета пули в воздухе

На них показаны волновая картина и след винтовочной пули, летящей в атмосферном воздухе со скоростью, несколько превышающей скорость звука. Левая фотография получена теневым методом, чувствительным к изменениям второй производной плотности газа. Правая, шлирен-фотография, показывает градиенты плотности по нормали к кромке ножа, которая здесь вертикальна.

Глава 5 ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ПЛАЗМЫ

Наибольшее применение для исследования плазмы нашло явление *рефракции* электромагнитной волны – изменения фазовой скорости распространения волны в плазме $v_\phi = c/n$ по сравнению с вакуумом, где показатель преломления $n = 1$. Получить информацию о величине набега фазы при распространении зондирующей электромагнитной волны в плазме можно с использованием явления *интерференции* [8].

Явление интерференции света состоит в том, что при наложении двух световых волн происходит перераспределение световой энергии в пространстве – интенсивность поля в точке наблюдения оказывается не равной сумме интенсивностей складываемых волн. В одних местах пространства возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. В результате на экране наблюдаются светлые и темные области, образующие систему интерференционных полос (рис. 5.1).

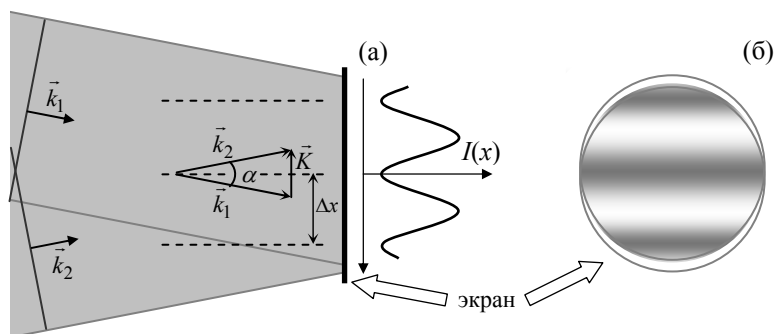


Рис. 5.1. Плоскости равных интенсивностей (а) и освещенность экрана (б) при интерференции плоских волн

Вид интерференционной картины определяется конфигурацией волновых поверхностей интерферирующих световых волн. Сложение двух плоских волновых фронтов, распространяющихся под углом друг к другу, на экране даст систему параллельных чередующихся темных и светлых полос. Расстояние между соседними темными (или светлыми) полосами называется *шириной интерферен-*

ционной полосы. Направление интерференционных полос совпадает с линией пересечения волновых поверхностей.

Рассмотрим, как в этом случае происходит формирование интерференционной картины. Пусть в какую-либо точку плоскости экрана, положение которой задается радиус-вектором $\vec{r}$ приходят две плоские, монохроматические волны частотой ω , характеризующиеся волновыми векторами $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ (рис. 5.1), и описываемые уравнениями:

$$\begin{aligned}\vec{E}_1(x, t) &= \vec{E}_{10} \cos(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r}_1 + \varphi_1); \\ \vec{E}_2(x, t) &= \vec{E}_{20} \cos(\omega t - \vec{k}_2 \vec{r}_2 + \varphi_2).\end{aligned}\quad (5.1)$$

По принципу суперпозиции, напряженность результирующего поля равна векторной сумме: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$. В результате сложения двух гармонических колебаний одинаковой частоты получается колебание той же частоты, неизменная во времени амплитуда которого зависит от соотношения фаз $\delta_1 = \vec{k}_1 \vec{r}_1 + \varphi_1$ и $\delta_2 = \vec{k}_2 \vec{r}_2 + \varphi_2$ складываемых колебаний и поэтому в разных точках наблюдения имеет, вообще говоря, разные значения.

Из-за очень высокой частоты оптических колебаний напряженность поля $\vec{E}$ невозможно измерить непосредственно. Все приемники излучения измеряют энергетические величины (интенсивность света или освещенность поверхности), усредненные за промежуток времени, много больший периода оптических колебаний. Поэтому экспериментально наблюдаемые величины пропорциональны среднему значению квадрата напряженности электрического поля $\langle E^2 \rangle$ за время, определяемое инерционностью приемника излучения:

$$\langle E^2 \rangle = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2 \langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle.$$

Выражение для результирующей интенсивности помимо суммы интенсивностей каждой из волн содержит еще одно слагаемое, пропорциональное $2 \langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle$, называемое *интерференционным членом*.

Скалярное произведение $\vec{E}_1 \vec{E}_2$ равно нулю, если складываемые волны линейно поляризованы в ортогональных направлениях. Да-

лее будем считать, что оба вектора $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ в точке наблюдения совершают колебания вдоль одной прямой. Вводя интенсивности волн, пропорциональные квадратам их амплитуд, для интенсивности результирующего колебания получаем

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta), \quad (5.2)$$

где $\delta = \delta_2 - \delta_1$.

Интенсивность зависит от положения точки наблюдения, характеризуемого радиус-вектором $\vec{r}$. Поверхности равных интенсивностей определяются уравнением $(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}$ и определяют собой плоскости, перпендикулярные вектору $\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$. Интенсивность максимальна там, где косинус в (5.2) принимает значение +1, и минимальна при -1. Расстояние Δx между соседними плоскостями максимальной (или минимальной) интенсивности определяется условием $\vec{K} \Delta x = 2\pi$. Модули волновых векторов $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ одинаковы и равны $k = 2\pi / \lambda$, поэтому $K = 2k \sin(\alpha / 2)$, где α – угол между k_1 и k_2 , т.е. между направлениями интерферирующих волн. Таким образом,

$$\Delta x = \lambda / [2 \sin(\alpha / 2)] \approx \lambda / \alpha. \quad (5.3)$$

Последнее приближенное выражение справедливо, когда волны распространяются под малым углом друг к другу ($\alpha \ll 1$).

Если на пути волн поместить плоский экран, то плоскости равной интенсивности пересекут его по параллельным прямым, т.е. на экране будут наблюдаться чередующиеся светлые и темные *интерференционные полосы*.

При распространении волн до точки встречи в разных средах с показателями преломления n_1 и n_2 , оптическая разность хода $\Delta(n\ell) = (n_2 - n_1)\ell$ связана с δ следующим соотношением

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta(n\ell).$$

В случае сложения некогерентных волн начальная разность фаз ($\varphi_2 = \varphi_1$) меняется хаотически и среднее значение $\cos(\delta)$ равно нулю, а суммарная интенсивность равна сумме интенсивностей каждой из волн $I = I_1 + I_2$.

5.1. Основные оптические схемы интерферометров, применяемые в диагностике плазмы

Несмотря на все разнообразие схем, собственно интерферометры, созданные за более чем вековую историю их развития, можно разделить:

- по количеству лучей, участвующих в формировании интерференционной картины, на двухлучевые и многолучевые;
- по способу регистрации фазовых сдвигов интерференционных полос на приборы с визуализацией интерференционного поля и с фотоэлектрическим смешением сигналов.

Двухлучевые интерферометры. Наибольшее распространение в диагностике плазмы из двухлучевых интерферометров получили *однопроходный* интерферометр Маха-Цендера (Mach-Zehnder) (рис. 5.2) и *двухпроходный* – Майкельсона (Michelson) (рис. 5.3 а,б).

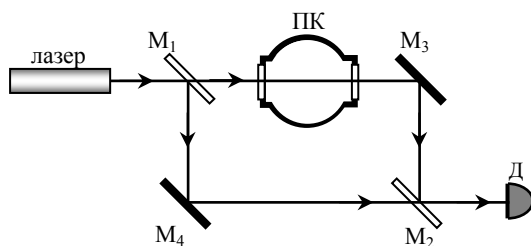


Рис. 5.2. Оптическая схема двухлучевого интерферометра Маха-Цендера. М – зеркала, ПК – плазменная камера, Д – детектор

В интерферометре Майкельсона один из интерферирующих пучков дважды проходит через плазму, что приводит к двукратному увеличению фазового сдвига. Недостатком интерферометра Майкельсона является его связь с лазером из-за обратного отражения половины мощности генерации, что требует применения оптической развязки. Обычно для этой цели применяются поляризатор *1* совместно с ромбом Френеля или четвертьволновой фазовой пластинкой *2*, ориентированной под углом 45° к плоскости поляризации лазерного излучения (рис. 5.3, а) [9]. На крупномасштабных установках с небольшим пространственным градиентом показателя преломления плазмы исключить воздействие отраженного излуче-

ния на лазер можно параллельным сдвигом пар интерферирующих лучей при использовании призматических отражателей (рис. 5.3, б), широко использующихся в интерферометрах перемещений.

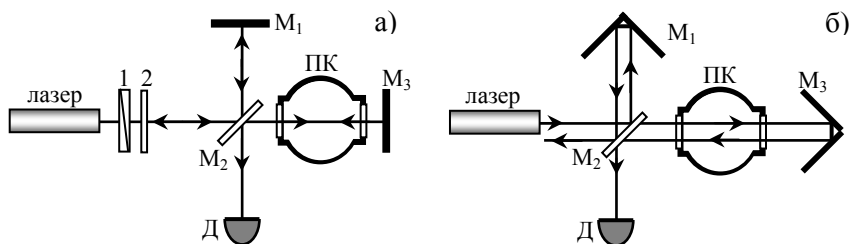


Рис. 5.3. Варианты оптической схемы двухлучевого интерферометра: Майкельсона. М – зеркала, ПК – плазменная камера, Д – детектор, 1 – поляризатор, 2 – четвертьволновая фазовая пластинка

В двухлучевых интерферометрах осуществляется амплитудное деление исходного светового пучка на два, распространяющихся в двух пространственно разнесенных плечах: измерительном, в которое помещается исследуемая плазма, и опорном. После совмещения на зеркалах M_2 эти пучки в плоскости детектора формируют интерференционную картину, распределение интенсивности в которой определяется выражением

$$I = I_{\Sigma} \cdot [1 + p \cos(\delta)] . \quad (5.4)$$

Здесь $I_{\Sigma} = I_1 + I_2$ (I_1 и I_2 – интенсивности интерферирующих пучков); p – контраст интерференционных полос, определяемый отношением интенсивностей пучков $m = I_1/I_2$ и функцией их взаимной когерентности $\gamma_{1,2}$:

$$p = \frac{2\sqrt{m}}{m+1} \cdot \gamma_{1,2} . \quad (5.5)$$

Величина $\gamma_{1,2}$ в общем случае определяется свойствами источника излучения (его пространственной и временной когерентностью), а также геометрией интерференционной схемы (разностью оптического хода в плечах интерферометра).

Количество полос интерференции на единицу интерференционного поля $\nu_{\text{пр}}$ (пространственная частота) определяется углом α между интерферирующими лучами, и длиной волны λ :

$$v_{np} = \frac{1}{d} = \frac{2 \sin(\alpha/2)}{\lambda}, \quad (5.6)$$

где d – расстояние между максимумами двух соседних полос.

Результирующая интерференционная картина будет наблюдаться на фоне регулярной системы равноотстоящих друг от друга параллельных полос (*полосы конечной ширины*). Шаг этих полос определяется величиной угла α , а ориентация полос зависит от способа их создания. В этом случае если размеры интерференционного поля превышают размеры фазового объекта, то неоднородности в объекте проявляются в виде искривления опорной системы полос. Знак изменения набега фазы, то есть направление счета полос, задается направлением сдвига оптических элементов схемы при создании системы опорных полос.

В случае, когда $\alpha = 0$ (*режим бесконечно широкой полосы*), результирующая интерференционная картина представляет собой одну единственную полосу – темную или светлую, в зависимости от соотношения фаз интерферирующих волн. При таком способе настройки изменения в объекте проявятся в появлении замкнутых интерференционных полос как оконтуривающих неоднородность, так и находящихся внутри нее. Однако расшифровать такую интерференционную картину можно только *a priori* зная знак изменения набега фазы при переходе от одной полосы к другой.

Если теперь в измерительном плече поместить плазменный объект, показатель преломления n которого отличается от первоначального показателя преломления среды n_0 , то оптическая длина пути nL , проходимого светом в измерительном плече изменится на

$$\Delta(n\ell(x, y)) = \int_{z_1}^{z_2} [n(x, y, z) - n_0] dz. \quad (5.7)$$

В результате между интерферирующими лучами появится дополнительная разность фаз $\delta = 2\pi n\ell / \lambda$, которая приведет к смещению интерференционных полос. Измерение сдвигов полос относительно их положения в отсутствие плазмы позволяет получить двумерную картину распределения оптической длины пути.

Измерения больших и малых концентраций плазмы имеют свои особенности, связанные с методикой регистрации сдвига интерференционной полосы. В случае больших фазовых сдвигов, существ-

венно превосходящих длину волны зондирующего излучения, измерения обычно производят в режиме счета максимумов интерференции (рис. 5.4). Точность измерений в этом случае равна порядка одной интерференционной полосы. Для того чтобы в этом случае повысить точность определения электронной концентрации, как видно из (3.10), необходимо использовать как можно большую длину волны зондирующего излучения. Ограничение сверху на выбор длины волны зондирующего излучения налагает не только частота отсечки. Более жестким ограничением является отклонение зондирующего луча на градиентах плотности плазмы.

Изменение угла между интерферирующими лучами вследствие рефракции может приводить либо к ошибке в измерениях, вследствие изменения ширины интерференционных полос, либо вообще к разъюстировке оптической схемы.

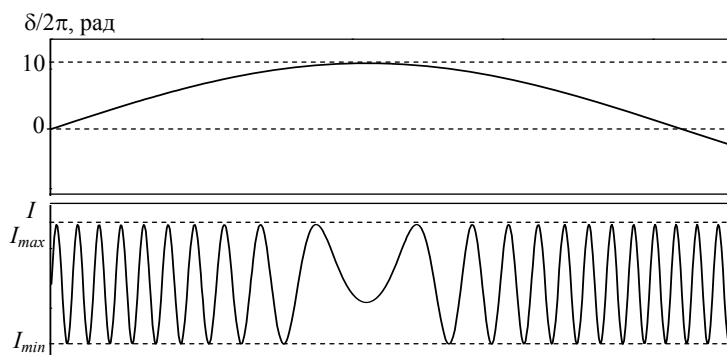


Рис. 5.4. Разность фаз (вверху) и изменение интенсивности света в интерференционной картине (внизу) при параболическом изменении показателя преломления среды

При работе с плазмой низкой плотности требуется измерять изменение интенсивности при смещении интерференционной полосы в пределах одного максимума аппаратной функции интерферометра (рис. 5.5). Такие измерения требуют предварительной градуировки (измерения диапазона изменения интенсивности между минимумом и максимумом, что соответствует изменению фазового сдвига на $\pi/2$) и определения рабочей точки (положения начальной

разности фаз относительно максимума аппаратной функции интерферометра).

Минимальная измеряемая концентрация плазмы соответствует такому смещению интерференционной полосы, которое еще может быть зарегистрировано. Чувствительность двухлучевых интерферометров, т. е. отношение относительного изменения интенсивности в полосе $dI/\Delta I^{max}$ (dI – абсолютное изменение интенсивности, $\Delta I^{max} = I_{max} - I_{min}$ – максимальное значение изменения интенсивности) к изменению оптической длины пути $\Delta(n\ell)$ в плазме, вызвавшей это изменение, можно определить из (5.4).

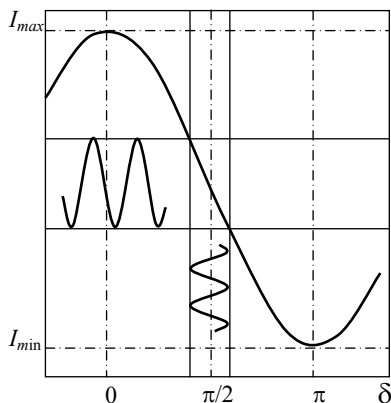


Рис. 5.5. Аппаратная функция двухлучевого интерферометра и принцип измерения малых фазовых сдвигов (модуляция фазы происходит по гармоническому закону)

Распределение освещенности в интерференционной картине при контрасте $p = 1$ и $I_{min} = 0$ имеет вид $I = I_{max} \cos^2(\delta)$, соответственно дифференцируя его по δ , получим

$$dI/d\delta = -2I_{max} \sin(\delta). \quad (5.8)$$

Выражение (5.8), определяющее величину дифференциальной чувствительности интерферометра, имеет максимум при $\delta = \pm \pi/2$, что соответствует интенсивности, равной половине максимальной. Соответственно максимальная чувствительность измерения величины изменения оптической толщины $\Delta n\ell$ двухлучевыми интерферометрами при работе в максимуме крутизны аппаратной функции в окрестности $\delta = \pm \pi/2$ (см. рис. 5.3) определяется минимально

регистрируемой относительной величиной изменения интенсивности dI/I_{max}

$$d(\Delta(n\ell)) = \frac{dI}{I_{max}} \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (5.9)$$

Обычно для настройки на максимум крутизны аппаратной функции одно из зеркал интерферометра устанавливают на пьезоэлектрическом сдвигателе, что позволяет управлять положением рабочей точки интерферометра.

На рис. 5.6 приведена зависимость электронной плотности плазмы для различных фазовых сдвигов δ в единицах интерференционной полосы в зависимости от длины волны зондирующего излучения (линейный размер плазмы 1 см).

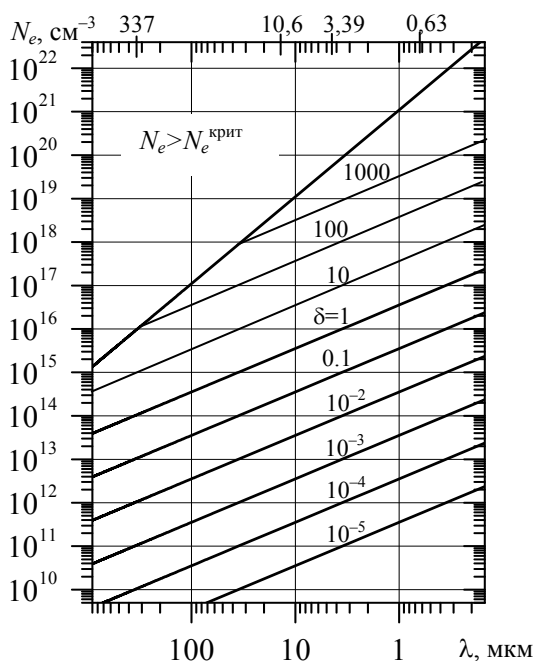


Рис. 5.6. Зависимость электронной плотности от длины волны зондирующего излучения для различных фазовых сдвигов δ (линейные размеры плазмы 1 см)

Как видно из рисунка, верхний предел измерений возрастает с уменьшением длины волны зондирующего излучения, в то же время чувствительность измерений, как и следовало ожидать, растет

при переходе в более длинноволновый спектральный диапазон. Однако на практике часто оказывается, что низкая эффективность технических средств регистрации излучения в ИК диапазоне: малая спектральная чувствительность, высокий уровень тепловых шумов и т. д., приводит к необходимости перехода в видимый диапазон спектра. Вследствие более высокого отношения сигнала к шуму систем регистрации при измерениях малых изменений интенсивности интерференционного поля, такой переход может дать существенный выигрыш в минимально регистрируемой величине электронной плотности плазмы.

Многолучевые интерферометры. Как следует из (5.9), для повышения чувствительности измерений малых сдвигов интерференционных полос необходимо повысить крутизну аппаратной функции интерферометра dI/I_{max} . Это может быть достигнуто использованием пассивных многолучевых интерферометров типа Фабри-Перо или кольцевого резонатора (рис. 5.7) [10].

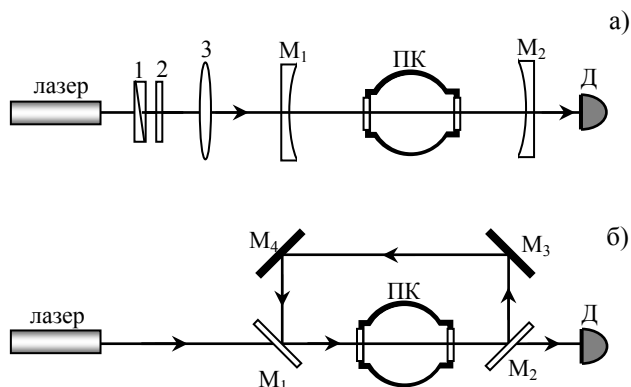


Рис. 5.7. Оптические схемы многолучевого интерферометра типа Фабри-Перо (а) и кольцевого резонатора (б). M_{1-4} – зеркала, 1 – поляризатор, 2 – четвертьволновая фазовая пластинка, 3 – линза, ПК – плазменная камера, Д – детектор

В многолучевых интерферометрах ширина максимумов интерференции Δ существенно меньше расстояния между ними, что позволяет измерять фазовый сдвиг с более высокой точностью по сравнению с двухлучевыми схемами (рис. 5.8, а). Так, например, уже сразу после появления первых лазеров А. Джаван измерил

смещение одного зеркала оптического резонатора Фабри-Перо относительно другого с разрешением 10^{-13} см. Совершенствование этого метода привело к тому, что уже в 1996 г. на модели лазерно-интерферометрической гравитационно-волновой антенны удалось достичь разрешения разницы амплитуд колебаний между двумя парами зеркал двух резонаторов Фабри-Перо на уровне $\approx 2 \cdot 10^{-16}$ см.

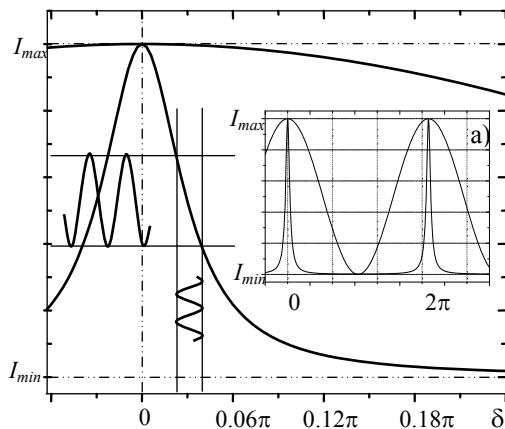


Рис. 5.8. Аппаратная функция многолучевого интерферометра (а) $\rho = 0,9$ и принцип измерения малых фазовых сдвигов. Модуляция фазы происходит по гармоническому закону

В интерферометрах типа Фабри-Перо, используемых в диагностике плазмы, обычно размеры зеркал малы по сравнению с расстоянием между ними, поэтому на поперечное распределение поля существенное влияние оказывают дифракционные потери электромагнитных волн на краях зеркал. По этой причине однородность волн в интерферометре нарушается, и возникают условия для возбуждения колебаний со сложной поперечной структурой. В этой ситуации прямое освещение лазером интерферометра приводит к возникновению в нем набора поперечных мод и эффективная функция пропускания системы становится непригодной для измерений из-за ее сложности. Поэтому при работе с такими интерференционными системами необходимо согласование волнового фронта лазерного излучения с интерферометром. Для гауссового распределения поля по сечению зондирующего лазерного пучка

необходимо, чтобы кривизна волнового фронта и размеры каустики поля на входе в интерферометр совпадали с кривизной фронта и размером каустики поля соответствующей моды интерферометра на входном зеркале M_1 (рис. 5.7, а). В случае одной основной (аксиальной) моды согласование эквивалентно тому, что резонатор лазера и пассивный интерферометр имеют общую оптическую ось, а изображение перетяжки гауссова пучка лазера совмещено с перетяжкой основной моды резонатора интерферометра. Такое согласование осуществляется, например, с помощью линзы 3 или другой более сложной оптической системы.

Интерференционная картина в многолучевом интерферометре формируется за счет когерентного сложения большого числа лучей при многократном отражении от зеркал интерферометра, имеющих высокий коэффициент отражения. Распределение интенсивности в проходящем свете в зависимости от разности фаз интерферирующих лучей δ имеет вид

$$I = I_0 \frac{(1 - \rho)^2}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2(\delta/2)}, \quad (5.10)$$

где I_0 – интенсивность падающего на интерферометр света, ρ – амплитудный коэффициент отражения зеркал интерферометра. Крутизна аппаратной функции (функции пропускания) определяется эффективным числом лучей, участвующих в интерференции, т.е. числом проходов волны внутри интерферометра

$$N_{эф} = \pi\sqrt{\rho}/(1 - \rho). \quad (5.11)$$

Ширина интерференционной полосы, выраженная в долях разности фаз, определяется коэффициентами отражения зеркал:

$$\Delta = \frac{1 - \rho}{\sqrt{\rho}}. \quad (5.12)$$

Чувствительность многолучевого интерферометра определим, продифференцировав (5.10) по δ . В точке с максимальной крутизной аппаратной функции $I \approx 0.5 \cdot I_{max}$

$$d\delta = 2 \frac{1 - \rho}{\sqrt{\rho}} \frac{dI}{I_{max}}. \quad (5.13)$$

Соответственно чувствительность к изменению оптической длины $\Delta n\ell$ в плазме имеет вид:

$$d(\Delta n \ell) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1-\rho}{\sqrt{\rho}} \frac{dI}{I_{\max}}. \quad (5.14)$$

Из сравнения (5.9) и (5.14) видно, что многолучевые интерферометры позволяют зарегистрировать изменение оптической толщины плазмы в $\sqrt{\rho}/[2(1-\rho)]$ раз меньшее, чем двухлучевые.

Временное разрешение интерферометров определяется временем формирования интерференционной картины. Если в двухлучевых интерферометрах быстроедействие по существу ограничено линейными размерами установки и равно времени одного (в интерферометре Маха-Цендера), или двух (в интерферометре Майкельсона) проходов излучения в измерительном плече, то в многолучевых интерферометрах временное разрешение в $N_{\text{эф}}$ раз хуже.

Использование многолучевых интерферометров в диагностике плазмы в некоторых случаях может быть ограничено тем, что за счет поглощения зондирующего излучения плазмой или деградации поверхности зеркал эффективное число проходов волны внутри резонатора оказывается небольшим. Это приводит к существенному уменьшению крутизны аппаратной функции, по сути, приближая ее к двухлучевым схемам.

5.2. Методы регистрации фазовых сдвигов при интерферометрических измерениях

Присутствие плазмы в диагностическом канале лазерной интерферометрической установки приводит к дополнительному набегу фазы, т.е. фазовому сдвигу между интерферирующими лучами. В свою очередь, фазовый сдвиг вызывает смещение интерференционных полос и, кроме того, связан с интегральными характеристиками плазмы: средним значением показателя преломления вдоль направления зондирования и линейной плотностью. Методы регистрации фазовых сдвигов можно разделить на две группы:

- с визуализацией поля;
- с фотоэлектрическим смещением.

В основе методов визуализации интерференционного поля лежит получение *интерферограммы* – фотографической или электронной записи оптической интерференционной картины, которая

формируется в плоскости перпендикулярной направлению зондирования и представляет собой систему полос. Появление плазмы вызывает сдвиги и сгущения интерференционных полос относительно их положения в отсутствии плазмы.

Интерферометрические измерения с пространственным разрешением возможны лишь при диаметре интерференционного поля превышающем размеры исследуемой плазмы. При выполнении этого условия определение величины сдвига в различных точках интерферограммы позволяет восстанавливать пространственное распределение линейной плотности плазмы. Исходя из предположения о симметрии плазмы, возможен также переход и к локальным значениям плотности. Для изучения эволюции импульсной плазмы применяются специальные методы скоростной фотографии, обеспечивающие регистрацию интерферограмм с изменением задержки между кадрами.

В методах с фотоэлектрическим смещением интенсивность излучения в какой-то точке интерференционного поля с помощью фотоприемника преобразуется в электрический сигнал. Регистрация этого сигнала с временным разрешением позволяет проследить за поведением средней линейной плотности плазмы во времени, но лишь в выбранной точке. Для получения пространственного распределения необходимо поочередное проведение измерений в различных точках интерференционного поля или применение нескольких каналов зондирования. Методы с фотоэлектрическим смещением широко применяются в диагностике плазмы благодаря своей высокой чувствительности. Кроме того, активное развитие электроники и радиотехники открывает возможности для дальнейшего повышения точности измерения фазового сдвига.

Двухлучевая интерферометрия с визуализацией поля излучения. Лазерная интерферометрия с визуализацией поля излучения является одним из наиболее информативных методов исследования импульсной плазмы высокой плотности. Суть метода – регистрация изображения интерференционной картины, полученной при интерференции двух пучков: опорного и предметного. Для их формирования, как правило, используются интерферометры Маха-Цендера или Майкельсона. Прохождение через плазму только одного предметного пучка приводит к появлению добавочного фазо-

вого сдвига δ , который вызывает соответствующее смещение (или искривление) интерференционных полос. Зондирующее излучение, прошедшее через плазму, несет информацию о пространственном распределении ее показателя преломления, основной вклад в который вносит концентрация электронов. Наряду с качественными оценками показателя преломления возможно проведение количественных расчетов линейной плотности плазмы, определяемой интегрально вдоль направления зондирования. Наличие априорной информации о симметрии плазмообразования позволяет перейти к определению локальной плотности (см. главу 8).

Метод визуализации интерференционного поля широко применяется для исследования достаточно плотной импульсной плазмы, как правило, имеющей небольшие размеры (например, лазерная плазма, Z- и θ -пинчи). Наоборот, препятствием к применению метода является большой размер исследуемой плазмы. Обычно отсчет величины смещения полос ведется относительно части интерференционного поля не возмущенного плазмой (рис. 5.9). По этой причине максимальный поперечный размер диагностируемой плазмы будет ограничен диаметром интерференционного поля. Создание же интерферометров с диаметром поля более 10 см представляет сложную техническую задачу. Кроме того, трудности с визуализацией плазмы большого размера возникают и при увеличении апертуры рабочего поля, поскольку в этом случае существенно уменьшается интенсивность зондирующего излучения лазера. При этом, обычно, возникает необходимость в подавлении собственного излучения плазмы, что достигается пространственной и спектральной фильтрацией (рис. 5.10). Например, при исполь-

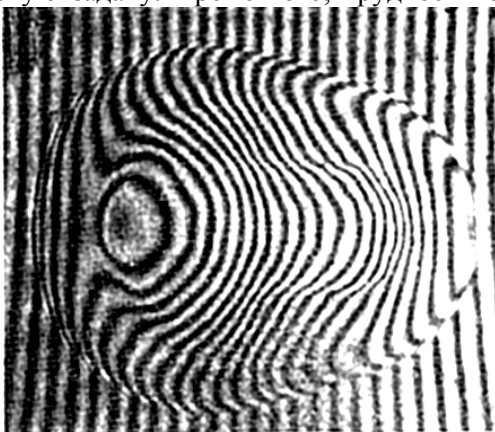


Рис. 5.9. Интерферограмма лазерной искры в водороде при давлении от 2 до 10 атм. Интерферограмма получена с помощью лазера на красителе $\lambda = 0,6573$ мкм

зовании ахроматической линзы (диаметр 260 мм) и установленной в её фокальной плоскости диафрагмы (диаметр 0,4 мм) удастся ослабить излучение плазмы примерно в $4 \cdot 10^5$ раз. Дополнительное применение интерференционного светофильтра ослабляет излучение плазмы еще на несколько порядков.

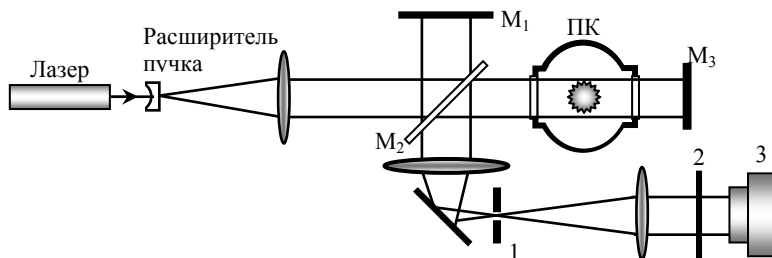


Рис. 5.10. Оптическая схема интерферометра с визуализацией интерференметрического поля. $M_{1,3}$ – зеркала интерферометра, ПК – плазменная камера, 1 – диафрагма, 2 – интерференционный светофильтр, 3 – камера фотохронографа

При определении величины фазовых сдвигов важным и достаточно трудоемким процессом является обработка интерферограммы. Шаг обработки зависит от количества детектируемых градаций на одной интерференционной полосе. Наименьшее количество градаций, равное двум, соответствует положениям максимумов и минимумов интенсивности. Для повышения точности и достоверности измерений используются фотографические методы с последующей денситометрической обработкой полученного изображения. Однако в настоящее время для этих операций все шире применяется цифровая фототехника и компьютеры. Использование фоторегистраторов на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС), сопряженных с компьютерами позволяет привлечь для обработки двухмерных интерференционных картин цифровые алгоритмы обработки и анализа изображений и существенно повысить точность измерений.

Максимальная электронная концентрация, которая может быть измерена методами визуализации интерферограмм ограничивается пространственным разрешением оптической системы и детектора (фотопленка, фотокатод ЭОП, ПЗС матрица). Сгущение интерференционных полос, хорошо заметное на рис. 5.9, соответствует области с высоким градиентом электронной плотности. Изменение

ширины интерференционной полосы Δx соответствует изменению направления луча после прохождения через область плазмы размером ℓ со значительным градиентом электронной плотности на угол $\alpha \approx K\lambda^2 \ell \text{ grad } N_e$, где $K = 4,49 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-3}$. Максимальный градиент электронной плотности, в области которого еще возможны интерферометрические измерения

$$(\text{grad } N_e)_{\max} \approx 4 \cdot 10^{13} A (\lambda L)^{-3/2},$$

где A – коэффициент определяющий пространственное разрешение оптической схемы. При $A = 5$, $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, $L = 0,1 \text{ см}$ получим $(\text{grad } N_e)_{\max} \approx 10^{22} \text{ см}^{-4}$.

Основным требованием при выборе оптической схемы регистрации интерферограмм является максимальное повышение ее пространственного разрешения (т.е. коэффициента A), что непосредственно связано как с формированием и передачей изображения объекта, так и с условием разрешения интерференционных полос в области высоких градиентов.

Точность измерения малых плотностей плазмы (фазовый сдвиг меньше ширины интерференционной полосы) ограничивается погрешностью микрофотометрирования интерферограмм³. Так, для фотоматериалов на линейном участке характеристической кривой связь между регистрируемой относительной вариацией интенсивности в интерференционной картине $dI/I_{\max}$ с изменением оптической плотности почернения ΔD для малых фазовых сдвигов опре-

деляется выражением $\frac{dI}{I_{\max}} \approx \frac{2,3\Delta D}{\varepsilon}$, где ε – коэффициент контра-

стности фотоматериала. Если исходить из погрешности микрофотометрирования в 1%, то для $\varepsilon = 2$ минимально регистрируемая вариация интенсивности $dI \approx 0,02 I_{\max}$. При использовании двухлучевого интерферометра фазовый сдвиг составит $\delta_{\min} \approx 2 \cdot 10^{-2} \pi$ рад, что для зондирующего излучения длиной волны 0,63 мкм, дает предельно измеримую электронную плотность $(N_e)_{\min} \approx 1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

³ На точность измерений существенное влияние оказывает также качество интерференционной картины. Оно определяется величиной видности $\gamma = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$, где $I_{\max}$ и $I_{\min}$ – максимальная и минимальная интенсивности соответственно. Величина γ зависит от когерентных свойств излучения, а также относительных интенсивностей интерферирующих пучков.

Следует отметить, что регистрация изображения интерференционной картины в фиксированный момент времени обеспечивает только пространственное разрешение измерений и, очевидно, не дает временного разрешения. Для получения информации о временном изменении пространственного распределения показателя преломления плазмы требуется многокадровая регистрация. Для этого обычно используется покадровая съемка плазменного объекта с изменением задержки зондирующего излучения относительно момента образования плазмы. В случае диагностики однократных процессов с плохой повторяемостью регистрируемых параметров необходимо применение методов многокадрового зондирования.

В диагностических установках для многокадрового лазерного зондирования плазмы используется излучение рубинового лазера, а также третьей или четвертой гармоники мощного Nd-лазера. При этом формирование последовательности лазерных импульсов осуществляется с помощью оптических линий задержки (рис. 5.11).

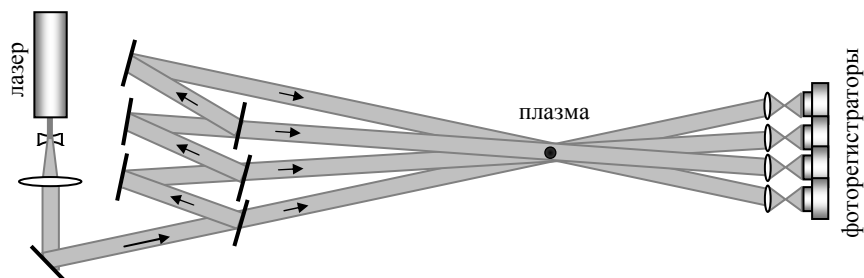


Рис. 5.11. Многокадровое зондирование плазмы с помощью оптической линией задержки

В схемах многокадрового зондирования может применяться ультрафиолетовый наносекундный ТЕА азотный лазер ($\lambda = 337$ нм, $t_{\text{имп}} \sim 1$ нс). Его конструкция значительно проще конструкции твердотельного лазера, не содержит сложных оптических элементов и имеет низкую стоимость. Это дает большие преимущества при построении схемы многокадрового оптического зондирования из набора таких однотипных лазерных модулей, количество которых определяется требуемым числом кадров (рис. 5.12) Наличие независимых каналов, формирующих лазерные импульсы подсветки, позволяет оперативно управлять задержкой между кадрами. Её ми-

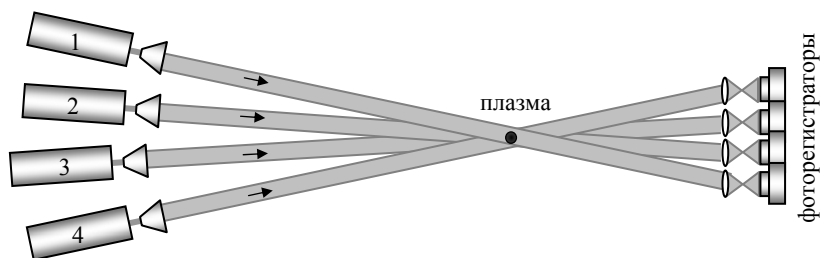


Рис. 5.12. Зондирование плазмы с помощью многоканального лазерного осветителя (1, 2, 3, 4 – TEA азотные лазеры)

нимальное значение определяется точностью запуска лазерных модулей и, как правило, ограничено величиной ± 10 нс.

Сдвиговая интерферометрия с визуализацией поля излучения.

К недостаткам методов измерения электронной концентрации с помощью двухлучевых интерферометров с визуализацией поля следует отнести потерю точности обработки интерферограмм в области больших градиентов плотности плазмы. Резкое уменьшение размера оптической неоднородности в плазме приводит к увеличению угла отклонения интерферирующих лучей и, соответственно, уменьшению ширины полосы. На интерферограмме это проявляется в виде резкого сгущения интерференционных полос. В таком случае, когда требуется провести измерения в плотной плазме, с резким изменением её концентрации на малых размерах, предпочтительно воспользоваться сдвиговой интерферометрией, которую отличает возможность регулирования чувствительности интерферометра с помощью изменения величины сдвига.

Методы сдвиговой интерферометрии наиболее полезны при исследовании существенно-неоднородной, плотной плазмы [11]. Другие достоинства сдвигового интерферометра – компактность конструкции и удобство юстировки. При получении сдвиговой интерферограммы зондирующее излучение проходит через исследуемую плазму до разделения в интерферометре на два пучка (рис. 5.13). Это позволяет расположить сдвиговой интерферометр за пределами камеры, в которой формируется плазма. Особенно это важно при работе на крупных экспериментальных установках, ос-

нащенных сложной техникой. Сдвиговая интерферометрия широко используется на установках для получения лазерной плазмы, а также при исследовании плотной плазмы в сильноточных импульсных разрядах типа Z-пинч.

Напомним, что в двулучевом интерферометре зондирующее излучение делится на два пучка: предметный и опорный. В предметном пучке, который проходит через плазму, волновой фронт деформируется и интерферирует с невозмущенным волновым фронтом опорного пучка.

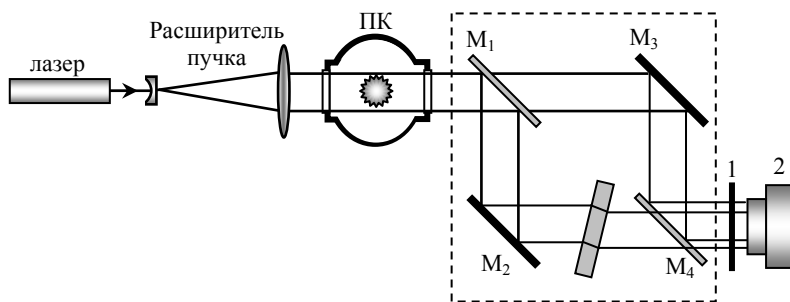


Рис. 5.13. Оптическая схема зондирования плазмы методом сдвиговой интерферометрии. М – зеркала интерферометра, ПК – плазменная камера, 1 – интерференционный светофильтр, 2 – камера фотохронографа

В отличие от этого, в интерферометре сдвига интерферируют два идентичных волновых фронта, но смещенных друг относительно друга на некоторое расстояние. В этом случае при зондировании оптически неоднородной плазмы между интерферирующими лучами возникает фазовый сдвиг, пропорциональный градиенту показателя преломления в направлении сдвига. Если известны величина и направления сдвига (т.е. настройки сдвигового интерферометра), то по интерферограмме можно однозначно определить значение показателя преломления плазмы в каждой точке поля визуализации. По способу введения сдвига между волновыми фронтами W_1 и W_2 схемы интерферометров можно разделить на три группы (рис. 5.14).

К первой группе относятся интерферометры бокового сдвига, в которых волновые фронты смещаются друг относительно друга в поперечном направлении (рис. 5.14, а). В интерферометрах радиального сдвига (рис. 5.14, б) изменение размеров волновых фронтов приводит к появлению сдвига в радиальном направлении. К

третьей группе относятся интерферометры, в которых сдвиг осуществляется поворотом одного из волновых фронтов на угол α (рис. 5.14, в). Интерференция возникает в области перекрытия волновых фронтов.

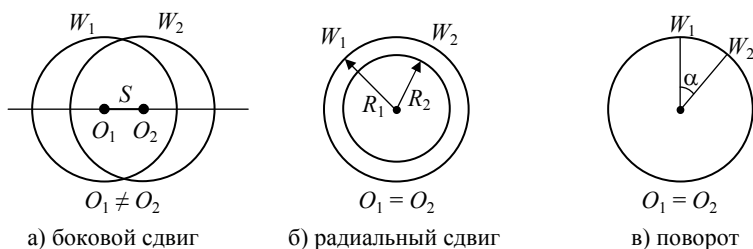


Рис. 5.14. Способы введения сдвига между волновыми фронтами

При выборе оптимального типа сдвигового интерферометра используют априорную информацию о параметрах диагностируемой плазмы, её симметрии относительно направления или точки в пространстве, ожидаемом характере распределения электронной плотности. Например, для исследования внутренней, наиболее плотной области лазерной плазмы следует использовать малый сдвиг, а для внешней области – большой. Этому условию удовлетворяет интерферометр радиального сдвига. Интерферометр бокового сдвига чаще применяют при исследовании плотной плазмы с цилиндрической симметрией.

Рассмотрим подробнее принцип работы сдвигового интерферометра. Пусть лазерное излучение с помощью оптического расширителя формируется в пучок с требуемым полем визуализации и попадает в интерферометр, который даёт боковой сдвиг между волновыми фронтами (рис. 5.11, а). Тогда в области перекрытия волновых фронтов на экране будет наблюдаться интерференционная картина. Поместим перед сдвиговым интерферометром исследуемую плазму и покажем, что в её присутствии смещение интерференционных полос зависит также от величины сдвига и его направления.

Действительно, в результате прохождения зондирующего пучка через плазму волновой фронт деформируется и в каждой точке поля визуализации появляется дополнительный набег фазы

$$\delta(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \int_0^L [1 - n(x, y, z)] dz, \quad (5.15)$$

где $n(x, y, z)$ – показатель преломления плазмы, λ – длина волны зондирующего излучения, L – размер плазмы в направлении зондирования (т.е. вдоль оси z). Предположим, что в интерферометре по осям x и y введены произвольные сдвиги s_x и s_y . Это означает, что интерферируют два волновых фронта с одинаковыми фазовыми искажениями, но только один из них будет сдвинут относительно другого на расстояние $s = \sqrt{s_x^2 + s_y^2}$. Следовательно, именно разность фазовых набегов

$$\delta(x, y) - \delta(x - s_x, y - s_y) = \psi(x, y, s_x, s_y)$$

между лучами, прошедшими через соседние слои плазмы с показателями преломления $n(x, y, z)$ и $n(x - s_x, y - s_y, z)$ соответственно, вызовет смещение интерференционных полос. Величина этого смещения определяется выражением

$$k(x, y, s_x, s_y) = \frac{\psi(x, y, s_x, s_y)}{2\pi}$$

$$k(x, y, s_x, s_y) = \frac{1}{\lambda} \int_0^L [n(x - s_x, y - s_y, z) - n(x, y, z)] dz. \quad (5.16)$$

Чем меньше величина сдвига, тем меньше различие между значениями показателя преломления плазмы и ниже чувствительность. В отсутствии сдвига между интерферирующими пучками полосы на интерферограмме не деформируются, поскольку разность фаз не меняется по всему полю интерференции. Фиксируя величину сдвига и меняя его направление легко прийти к аналогичному выводу: чем медленнее изменяется показатель преломления, тем меньше деформация полос и ниже чувствительность.

Кроме того, следует отметить два предельных случая настройки интерферометра, когда полосы ориентированы параллельно и перпендикулярно к направлению сдвига (рис. 5.15). В обоих случаях сдвиг направлен горизонтально и определяется по раздвоенному изображению кончика иглы на фоне интерференционного поля. Величина сдвига равна 4 мм.

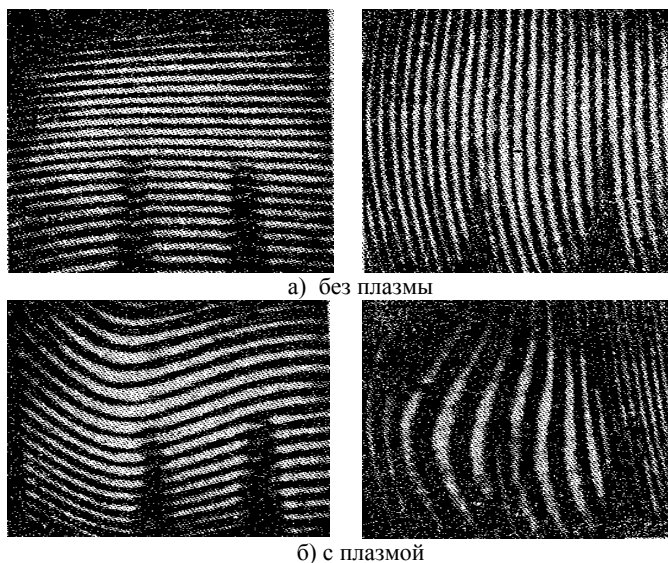


Рис. 5.15. Примеры интерферограмм

Таким образом, кроме плазмы на вид интерференционной картины большое влияние оказывают настройки интерферометра: направление полос, направление сдвига и его величина. Направление сдвига может быть произвольным, но для упрощения обработки интерферограмм сдвиг обычно осуществляют вдоль интерференционных полос.

Теперь обсудим алгоритмы численной обработки сдвиговых интерферограмм. Основная особенность обработки заключается в том, что экспериментально регистрируемое смещение интерференционных полос (5.16) несёт информацию лишь о разности фазовых набегов $\Psi(x, y, s_x, s_y)$. Очевидно, что дальнейшее восстановление самой функции $\delta(x, y)$ возможно только, если определены величина и направления сдвига. Решение этой задачи в общем виде достаточно сложно. Однако для практического применения широко используется частный случай, для которого процедура численной обработки интерферограмм значительно упрощается.

Пусть исследуемая плазма обладает осевой симметрией, а её показатель преломления уменьшается при удалении от оси симметрии в перпендикулярном направлении (например, подобную геометрию имеет плазма, формируемая в сильноточных разрядах типа Z – пинч). Введем систему координат как показано на рис. 5.16. Тогда ось y будет совпадать с осью симметрии плазмы, а ось z – с направлением зондирующего излучения.

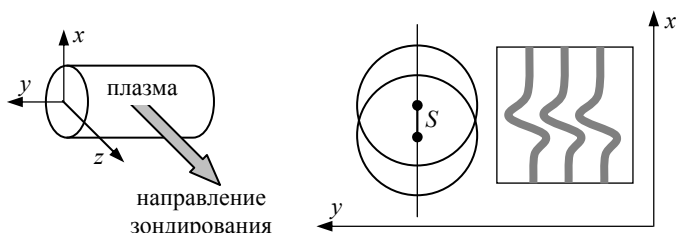


Рис. 5. 16. Зондирование плазмы, обладающей цилиндрической симметрией (направление зондирования совпадает с осью z , сдвиг направлен по оси x)

Направим интерференционные полосы и сдвиг параллельно оси x , т.е. в направлении изменения показателя преломления плазмы. При этом величина сдвига $s_x = s$ и $s_y = 0$. Для заданного сечения перпендикулярного оси симметрии ($y = \text{const}$) и фиксированного сдвига ($s = \text{const}$) разность фазовых набегов $\psi(x) = \delta(x) - \delta(x - s)$ зависит только от координаты x . Поэтому функция $\varphi(x)$ восстанавливается достаточно просто. В зависимости от величины s возможны следующие предельные случаи:

1. Большой сдвиг ($s > |x_{\text{вг}} - x_{\text{нг}}|$), где $x_{\text{вг}}$ и $x_{\text{нг}}$ – верхняя и нижняя границы плазменной неоднородности. В этом случае интерферометр бокового сдвига вырождается в обычный двулучевой интерферометр Маха-Цендера, но с двойным фазовым изображением объекта. Чувствительность измерений в этом случае максимальна, $\varphi(x) = \delta(x)$.

2. Малый сдвиг ($s < |x_{\text{вг}} - x_{\text{нг}}|$). Очевидно, что функция $\delta(x)$ в этом случае равна:

$$\delta(x) = 0 \text{ при } x < x_{\text{нг}} \text{ и } x > x_{\text{вг}}$$

$$\delta(x) = \psi(x) \text{ при } x_{\text{нг}} < x < x_{\text{нг}} + s.$$

В интервале $x_{\text{нг}} + s < x < x_{\text{вг}}$ функция $\delta(x)$ строится по рекуррентной формуле с шагом, меньшим или равным s

$$\delta(x_k) = \psi(x_k) + \delta(x_k - s) . \quad (5.17)$$

3. Сдвиг много меньше размера плазменной неоднородности ($s \ll |x_{\text{вг}} - x_{\text{нг}}|$).

Тогда

$$\psi(x) = \delta(x) - \delta(x - s) = \frac{d\delta(x)}{dx} \cdot s = \delta'_x(x) \cdot s . \quad (5.18)$$

Переход от функции $\delta(x)$ к значениям линейной электронной плотности N_e осуществляется стандартным образом с использованием выражения

$$\delta(x, y) = -4,49 \cdot 10^{-14} 2\pi\lambda \int_{z_1}^{z_2} N_e(x, y, z) dz . \quad (5.19)$$

Выражение (5.19) позволяет сделать оценку минимального значения N_e , в большинстве случаев ограниченного точностью определения фазы $\delta_{\min} \approx 0,2 \pi$.

Задача точного определения $N_e(x, y, z)$ по восстановленной функции $\delta(x, y)$ неоднозначна и решается в предположении симметрии относительно оси y (рис. 5.16) с использованием преобразования Абеля (см. главу 8).

Для практического применения удобен случай, соответствующий малой величине сдвига $s \ll R$, где R – внешняя граница плазмы. При этом распределение электронной концентрации $N_e(r)$ находится прямым интегрированием, а процедура нахождения производной в соответствии с выражением (5.18) возложена на сам прибор

$$N_e(r) = -\frac{1}{\pi^2 8,97 \cdot 10^{-14} \lambda \cdot s} \int_r^R \delta(x) \cdot \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} . \quad (5.20)$$

Поскольку условие $s \ll R$ приводит к уменьшению чувствительности измерений, реализация метода ограничена объектами с большим фазовым набегом.

Фотоэлектрическое смешение. Более высокими метрологическими характеристиками по сравнению с визуализацией интерференционного поля обладает метод фотоэлектрической регистрации,

в основу которого положено фотоэлектрическое смещение световых полей на фотоприемнике с квадратичной характеристикой. Если на такой детектор, фототок которого прямо пропорционален интенсивности падающего излучения, попадают две световые волны с различными фазами, то на детекторе выделяется сигнал, амплитуда которого пропорциональна разности фаз между волнами. Фотоэлектрическое смещение может применяться с интерферометрами любых типов и практически не имеет ограничений на спектральный диапазон зондирующего излучения. Так, ряд технических решений в интерферометрии оптического диапазона с фотоэлектрическим смещением были напрямую перенесены из СВЧ интерферометрии использующейся в диагностике плазмы уже с начала 50-х годов XX в. [12].

Для регистрации изменения интенсивности в интерференционной полосе фотоприемник устанавливается за диафрагмой, вырезающей часть интерференционной полосы. В этом случае погрешность измерения сдвига фазы определяется отношением ширины диафрагмы к ширине интерференционной полосы. Эту погрешность можно устранить, если настроить интерферометр в режим бесконечно широкой полосы.

Максимальная электронная плотность, регистрируемая при фотоэлектрическом смещении, определяется максимальной частотой изменения интенсивности (пропорциональной скорости перемещения интерференционных полос через диафрагму детектора), которую может зарегистрировать фотоприемник, и ограничивается его быстродействием. Так, если электронная плотность плазмы монотонно увеличивается до максимального значения за $t = 10^{-6}$ с, то при полосе регистрации фотоприемника $\Delta f = 10^9$ Гц максимальное количество полос, зарегистрированных детектором, оказывается порядка 10^3 . Соответственно, при длине волны зондирующего излучения $\lambda = 0,63$ мкм максимально измеримая электронная плотность плазмы равна $(N_e)_{\max} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Точность измерения малых фазовых сдвигов ($\delta/2\pi \ll 1$) при фотоэлектрическом смещении, по существу, ограничивается флуктуациями амплитуды и частоты зондирующего излучения и шумами фотоприемного устройства, которые ошибочно могут быть приняты за полезный сигнал.

Поток излучения [Вт], приходящийся на единицу полосы пропускания фотоприемного устройства [Гц] (обусловленной его амплитудно-частотной характеристикой) и падающий на поверхность приемника площадью S_d [см²], называется **эквивалентной мощностью шума приемника** Q_λ [Вт·Гц^{-1/2}], если отношение сигнал/шум было равно единице. Обнаружительная способность фотоприемника D_λ связана с Q_λ следующим образом: $D_\lambda = \sqrt{S_d} / Q_\lambda$, где индекс λ означает зависимость от длины волны. Величина Q_λ для приемников света, работающих в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра порядка $10^{-15} \div 10^{-17}$ Вт·Гц^{-1/2}, в то время как в инфракрасной области $10^{-12} \div 10^{-15}$ Вт·Гц^{-1/2}.

На низких частотах уровень шума зачастую значительно превышает величину естественных шумов. Этот избыточный шум известен как фликкер-шум, или шум $\sim 1/f$, поскольку его спектральная плотность примерно обратно пропорциональна частоте. Природа фликкер-шума сложна и в основном определяется типом используемого фотодетектора и особенностями его конструкции. Частота, на которой спектральные плотности фликкер-шума и естественных шумов одинаковы, как правило, лежит в области нескольких килогерц.

В большинстве случаев основное ограничение на чувствительность фотоэлектрического измерения фазового сдвига вносят флуктуации в генерации лазера. Флуктуации в лазерах принято разделять на технические и естественные. Технические флуктуации обусловлены нестабильностью параметров резонатора и накачки активной среды лазера. Спектральная ширина технических шумов не более $\sim 10^4$ Гц. В газовых лазерах дополнительным источником технических флуктуаций излучения являются возмущения плазмы разряда с шириной спектра до 10^6 Гц. Применение технических средств минимизации флуктуаций позволяет приблизиться к квантовому пределу – принципиально неустраняемому спонтанному шуму активной среды. Спонтанное излучение активной среды приводит к флуктуациям частоты и мощности генерации лазера. Если спектральная плотность частотных шумов лазера практически не зависит от частоты, являясь по существу белым шумом, то спектральная плотность шумов мощности имеет лоренцовский характер и на частотах, близких к нулю, обратно пропорциональна мощно-

сти генерации. Для одночастотных лазеров ширина спектра естественных шумов мощности ограничена шириной полосы пропускания резонатора $\Delta\Omega = \omega_0/Q$, где ω_0 – частота генерации лазера, Q – добротность резонатора. Так, для He-Ne лазера из-за малого коэффициента усиления активной среды на переходе соответствующем длине волны 0,63 мкм, генерация возможна только при использовании высокодобротного резонатора с полосой $\Delta\Omega \sim 1$ МГц. В то же время на длине волны 3,39 мкм за счет большого усиления ширина полосы резонатора может превышать 100 МГц. За счет высокочастотной накачки активной среды удастся снизить уровень флуктуаций в выходной мощности HCN-лазера ($\lambda = 337$ мкм, $P = 180$ мВт) до уровня менее 0,03 %, что может обеспечить чувствительность измерения линейной электронной плотности на уровне $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Динамический диапазон измерений изменения интенсивности в интерференционной полосе ограничивается линейностью фотоэлектрического преобразования детектора. Технические возможности линеаризации «люкс–амперной» характеристики фотодиодов позволяют обеспечить динамический диапазон измерений интенсивности излучения порядка 10^6 относительно минимально регистрируемой мощности. Если при визуализации интерференционного поля обработка изображения интерферограммы позволяет восстановить пространственное распределение электронной плотности, то при фотоэлектрической регистрации восстановить профиль электронной концентрации возможно только при многоканальном (многохордовом) просвечивании плазмы (рис. 5.17). В условиях реальных экспериментов на крупномасштабных установках опробованы различные схемы, насчитывающие от пяти до пятнадцати каналов. Использование матричных фотодетекторов позволяет создать относительно простую систему практически с любым разумным количеством каналов. В этом случае все поперечное сечение плазмы просвечивается одним плоским пучком, сформированным с помощью цилиндрической оптики.

Фотоэлектрическое смешение позволяет использовать широкий спектр радиотехнических способов обработки регистрируемых интерференционных сигналов и тем самым существенно увеличить точность и динамический диапазон измерений фазового сдвига.

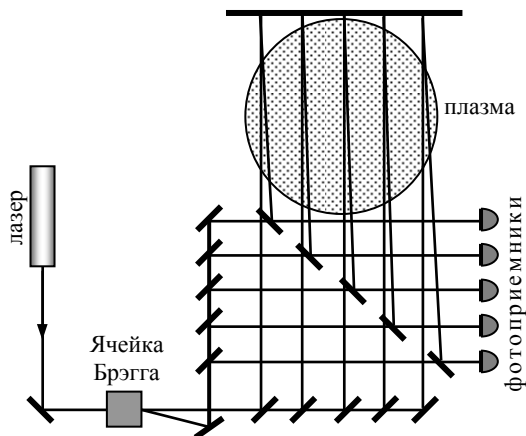


Рис. 5.17. Оптическая схема гетеродинного пятиканального интерферометра

5.3. Интерферометрия с гетеродинным переносом спектра сигнала на промежуточную частоту

Интерферометрия с фотоэлектрическим смещением в диапазоне изменений оптической толщины, существенно превосходящих длину волны зондирующего излучения ($\delta/2\pi \gg 1$), имеет ряд принципиальных недостатков, препятствующих точным измерениям фазового сдвига. Вследствие того, что регистрируемый детектором сигнал пропорционален $\cos(\delta)$, то знак изменения фазы определить невозможно. Эти трудности могут быть преодолены введением в интерференционный сигнал дополнительной фазовой модуляции. Если излучение в опорном плече интерферометра сдвинуть на частоту $f \sim 1\div 100$ МГц относительно электромагнитной волны в измерительном плече, то вследствие интерференции между опорной и измерительной волнами в регистрируемом квадратичном фотоприемнике сигнал возникает биения на разностной частоте f . При прохождении через плазму этот сигнал дополнительно смещается по частоте (модулируется по фазе) на величину $d\delta/dt$. После фотоэлектрического преобразования интерференционный сигнал на частоте $f + d\delta/dt$ подается вместе с опорным сигналом частоты f на аналоговое или цифровое устройство – фазовый компаратор. Од-

ним из вариантов цифрового компаратора, использующегося в интерферометрах, является устройство, в состав которого входят два счетчика, один из которых считает вверх, а другой вниз. Результаты счета обрабатываются цифровым сумматором, и полученная сумма подается на цифро-аналоговый преобразователь, который вырабатывает сигнал, пропорциональный δ , а не $\cos(\delta)$.

Частотный сдвиг f между интерферирующими лучами может быть создан различными способами: доплеровским сдвигом за счет отражения излучения от движущегося отражателя, вращающейся дифракционной решеткой, смешением излучений двух частотно стабилизированных лазеров, при использовании двухчастотных лазеров, или при использовании акустооптических ячеек. Типичная схема гетеродинного интерферометра приведена на рис. 5.17. Акустооптическая ячейка Брэгга в этой схеме выполняет две функции: расщепляет лазерный пучок на опорный и измерительный и обеспечивает сдвиг частоты дифрагированного опорного пучка относительно частоты измерительных пучков.

Перенос интерференционного сигнала на промежуточную частоту f при условии, что ширина спектра сигнала $\Delta f \ll f$, позволяет повысить точность измерений фазовых сдвигов и обеспечить помехозащищенность за счет привлечения радиотехнических методов узкополосного выделения информативного сигнала из шумов различной природы. Перенос информативного сигнала на частоту, существенно превышающую полосу фликкер-шума, и последующее узкополосное гетеродинирование на ВЧ-смесителе с опорным сигналом модуляции позволяет на несколько порядков повысить отношение сигнал/шум. По существу гетеродинное преобразование интерференционных сигналов позволяет приблизиться к квантовому пределу чувствительности, задаваемому спонтанным шумом в генерации лазера.

5.4. Интерферометрия с дифференциальной фоторегистрацией

При проведении измерений в диапазоне фазовых сдвигов существенно меньших длины волны зондирующего излучения ($\delta/2\pi \ll 1$) наиболее остро возникает проблема выделения фотозлектрического

сигнала U_S , пропорционального изменению интенсивности, вызванной сдвигом интерференционной полосы из возможных аддитивных шумов различной природы U_N . Существенно повысить точность измерений малых фазовых сдвигов можно при фотоэлектрической регистрации интерференционного сигнала двумя фотодетекторами включенными в дифференциальную схему. Для этого в дополнительном канале должен регистрироваться сигнал, пропорциональный фазовому сдвигу интерференционной картины и сдвинутый относительно сигнала с первого канала на π . В результате если в первом канале сигнал на выходе детектора имеет вид

$$U_1(t) = U_S \cos(\delta(t)) + U_N(t),$$

а во втором канале

$$U_2(t) \sim -U_S \cos(\delta(t)) + U_N(t),$$

то после дифференциального усилителя

$$U(t) = U_1(t) - U_2(t) = 2U_S \cos(\delta(t)).$$

Одна из возможных схем интерферометра с дифференциальной фоторегистрацией, практически не требующая специальной юстировки, показана на рис. 5.18. Интерферометр настроен в режим бесконечно широкой полосы. За счет скачка фазы на π , при отражении от делительного зеркала, фотоприемники регистрируют изменение интенсивности по разные стороны от максимума аппаратной функции интерферометра.

Изменение интенсивности, вызванное фазовым сдвигом интерференционной полосы, преобразуются в токовые сигналы противоположного знака, и поступают на вход дифференциального усилителя

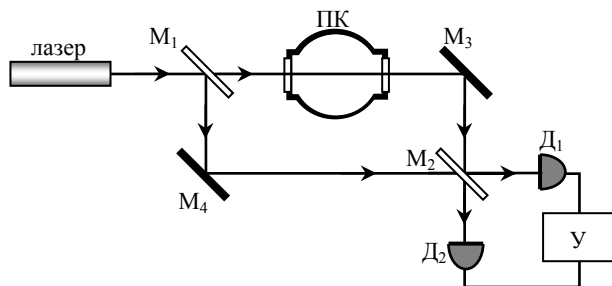


Рис. 5.18. Принципиальная схема дифференциального интерферометра Маха-Цендера: M_{1-4} — зеркала, ПК — плазменная камера, D_1, D_2 — детекторы, Y — дифференциальный усилитель

теля. Напряжение на выходе такого усилителя пропорционально разности входных напряжений, поэтому полезный сигнал оказывается вдвое больше, чем у одиночного фотоприемника. В то же время одинаковое для обоих детекторов изменение интенсивности, вызванное излучением плазмы, флуктуациями мощности лазера, ослаблением лазерного излучения или изменением ширины интерференционной полосы из-за отклонения световых лучей, а также возможные электромагнитные помехи, вычитаются. В этом случае при работе на линейном участке аппаратной функции, имеющей постоянную дифференциальную чувствительность $dI/d\delta$, в окрестности максимальной крутизны, измеренный электрический сигнал практически пропорционален фазовому сдвигу δ . Применение подобной схемы и системы активной стабилизации вибраций позволяет обеспечить чувствительность на уровне $\leq 10^{-4}$ интерференционной полосы. Для используемого в этой работе He-Ne лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) минимально регистрируемая электронная плотность в экспериментах по измерению степени ионизации в импульсной аргонной струе составила $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

5.5. Интерферометрия с квадратурной фоторегистрацией

В случае, когда плазма вносит в электромагнитную волну фазовый сдвиг, существенно превосходящий длину волны, для восстановления динамики электронной плотности во времени обычно достаточно проводить измерения в режиме счета минимумов и максимумов интерференционных полос. При этом, как было показано выше, неоднозначность определения знака изменения фазы может быть устранена введением дополнительной фазовой модуляции с частотой, превосходящей максимальную частоту изменения интенсивности при перемещении интерференционных полос через диафрагму детектора. При малых фазовых сдвигах и проведении измерений в окрестности начальной фазы $\delta_0 = \pi/2$ изменение фототока детектора однозначно воспроизводит изменение показателя преломления плазмы. Однако часто в плазменном эксперименте приходится сталкиваться с ситуацией, когда фаза электромагнитной волны при распространении в плазме изменяется в широком диапазоне от долей периода до единиц или более интерфе-

ренционных полос. В этих условиях из-за нелинейной дифференциальной чувствительности интерференционных измерений, особенно при немономтонном изменении плотности плазмы во времени и при условии, что значительная доля фазовых сдвигов приходится на область с близкой к нулю дифференциальной чувствительностью, восстановление действительного закона изменения фазы представляет серьезную проблему. Кроме того, регистрируемый интерференционный сигнал линейно зависит от произведения амплитуд зондирующего и опорного пучков, поэтому вариации этого произведения во времени могут быть ошибочно приняты за изменения фазового сдвига.

Устранить существующие трудности позволяет квадратурная методика фотоэлектрической регистрации, имеющая однородную дифференциальную чувствительность во всем диапазоне изменений. Впервые в оптической диагностике плазмы квадратурная схема была применена в середине 70-х годов XX столетия Бухенауэром и Джекобсоном. Вместе с тем в СВЧ диагностике эта методика стала применяться значительно раньше, и известна под названием «интерферометр с полярной индикацией». В практике прецизионных измерений перемещений приборы на основе квадратурной методики получили название «интерферометры с реверсивным счетом полос».

Основная идея квадратурных интерферометров сводится к использованию двух интерференционных сигналов, сдвинутых друг относительно друга на четверть периода. На выходе такого интерферометра формируются два сигнала вида:

$$U_1(t) = U_0(t) \cdot \sin(\delta(t)), \quad (5.21)$$

$$U_2(t) = U_0(t) \cdot \cos(\delta(t)), \quad (5.22)$$

где $U_0(t)$ – содержит мультипликативную помеху, связанную с флуктуациями интерферирующих полей. Преобразование этих сигналов, подобное преобразованию декартовой системы координат в полярную, позволяет восстановить закон изменения оптической длины

$$\delta(t) = \arctg(U_1(t)/U_2(t)). \quad (5.23)$$

Заметим, что операция деления сигналов друг на друга позволяет устранить влияние медленно меняющейся по сравнению с функ-

циями $\sin(\delta(t))$ и $\cos(\delta(t))$ мультипликативной помехи $U_0(t)$ в интерференционном сигнале.

Квадратурный интерферометр позволяет однозначно регистрировать практически любые набег фазы с высокой однородной дифференциальной чувствительностью. Кроме того, он не только устраняет ошибки, связанные с изменением интенсивности зондирующего излучения I_0 вследствие поглощения в плазме или изменения эффективного коэффициента отражения зеркал в процессе проведения измерений, например, из-за модификации отражающей поверхности, но и дает возможность контроля этих процессов

$$I_0(t) \sim \sqrt{U_1^2(t) + U_2^2(t)}. \quad (5.24)$$

На сегодняшний день наиболее эффективная реализация алгоритма обработки квадратурных сигналов возможна с использованием цифровых систем сбора данных с их последующей компьютерной обработкой. Отметим, что преобразование (5.23) позволяет однозначно измерить сдвиг фаз только в области главных значений функции $\arctg$, в пределах одного фазового цикла $-\pi < \delta \leq \pi$ рад, поэтому, если в процессе измерений изменение $n\ell$ происходит на величину, превышающую $\lambda/2$, то происходит скачок текущего значения $\arctg(U_1/U_2)$ на 2π рад с потерей предыдущей информации о фазе (рис. 5.19).

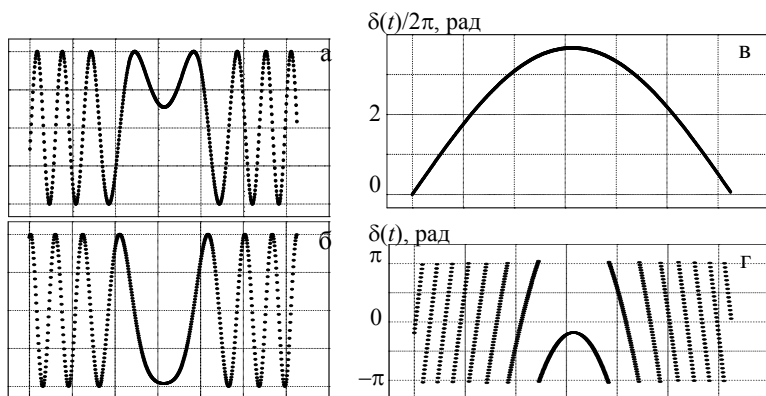


Рис. 5.19. Квадратурные интерференционные сигналы (б, в) и результат восстановления «развертывания» фазы (г) при параболическом изменении показателя преломления среды (в)

Обычный алгоритм «развертывания фазы», т.е. преобразование значений приведенной фазы на интервалах $[-\pi, \pi]$ в непрерывно изменяющиеся значения фазы, заключается в обнаружении скачков значений фазы между двумя соседними точками, превышающих величину π рад. Добавлением или вычитанием скачков фазы 2π рад можно восстановить непрерывность фазовой функции.

Квадратурные сигналы могут быть сформированы различными способами, например, с использованием двух фотоприемников, размещенных в различных участках интерференционной полосы, расстояние между которыми равно четверти ее ширины. Это достигается перемещением диафрагмированных детекторов поперек направления интерференционной полосы.

Текущее значение разности фаз сигналов с фотодетекторов при юстировке можно контролировать на двухкоординатном осциллографе, в режиме развертки $y(x)$ (рис. 5.20).

Если при предварительной настройке обеспечить модуляцию длины одного из плеч интерферометра порядка длины волны, то на экране осциллографа в общем случае будет наблюдаться эллипс. При равенстве амплитуд сигналов с детекторов квадратурному режиму соответствует окружность. Однако этот способ формирования квадратурных каналов имеет ряд недостатков. Во-первых, используется только малая часть интенсивности, вырезанной диафрагмами из суммарного светового потока, в результате чего снижается отношение сигнал/шум фотоэлектрической регистрации. Во-вторых, возможное изменение ориентации полос и их ширины в процессе проведения измерений приводит к нарушению взаимной юстировки детекторов.

В интерферометре настроенном в режим бесконечно широкой полосы квадратурные сигналы можно сформировать с помощью четвертьволновой пластинки, установленной под 45° к плоскости поляризации зондирующего излучения и взаимно ортогональных поляризаторов (рис. 5.20). Четвертьволновая пластинка в этом случае трансформирует поляризацию излучения на выходе из интерферометра из линейной в круговую, которая может быть представлена как суперпозиция двух линейно и ортогонально поляризованных компонент, сдвинутых по фазе на $\pi/2$. Пространственное раз-

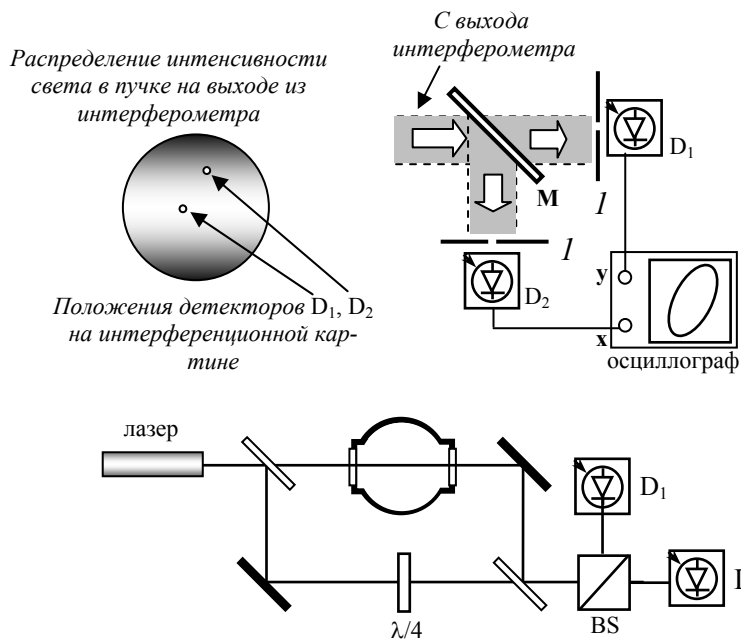


Рис. 5.20. Принципиальная схема квадратурной регистрации: с позиционированием фотоприемников на интерференционной полосе (вверху); поляризационный метод (внизу), $D_{1,2}$ – детекторы, BS – поляризационная призма

деление квадратурных компонент проводится с помощью поляризационной призмы или взаимно ортогональных поляризаторов.

Оптические методы формирования квадратурных измерительных каналов в интерферометрии являются наиболее универсальными и могут быть использованы при измерениях без ограничения на величину фазового сдвига. При этом квадратурные сигналы формируются в пространственно разделенном по каналам излучении и детектируются несколькими детекторами. В случае, когда интерференционный сигнал с шириной спектра Δf перенесен на промежуточную частоту f ($\Delta f \ll f$), то квадратурные каналы могут быть сформированы в схеме с одним детектором на стадии электронного преобразования электрического сигнала в схеме квадратурного фазового компаратора [13]. Фототок с детектора усиливается и делится по двум каналам. Для того чтобы исключить воз-

можную амплитудную модуляцию в сигнале, усилитель должен работать в насыщении. Один сигнал поступает непосредственно на ВЧ-смеситель, второй – задерживается на 90° и попадает на другой смеситель. На опорный вход каждого смесителя подается сигнал на частоте модуляции, когерентный с сигналом акустооптического модулятора.

Другой возможностью электронного формирования квадратурных сигналов может служить схема с введением фазовой модуляции в опорное плечо интерферометра при перемещении одного из зеркал по гармоническому закону с амплитудой ε или с использованием электрооптического фазового модулятора. В этом случае после фотоэлектрического преобразования сигнал на выходе фотоприемника имеет вид

$$U(t) = U_0 + U \cos\left[\delta(t) + \frac{2\pi\varepsilon}{\lambda} \sin(2\pi ft)\right]. \quad (5.25)$$

После перемножения этого сигнала с опорным напряжением вида $U_{01}(t) = U_m \sin(2\pi ft)$ выходное напряжение имеет вид

$$U_1(t) = U \cdot J_1(z) \cdot \sin[\delta(t)], \quad (5.26)$$

где $z = 2\pi\varepsilon/\lambda$. Если же в качестве опорного напряжения использовать модулирующий сигнал на удвоенной частоте $U_{02}(t) = U_m \cos(4\pi ft)$, то напряжение на выходе смесителя

$$U_2(t) = U \cdot J_2(z) \cdot \cos[\delta(t)]. \quad (5.27)$$

Здесь $J_1(z)$ и $J_2(z)$ – функции Бесселя 1-го и 2-го порядков. Глубина модуляции, оптимальная для создания квадратурных сигналов, определяется из условия равенства амплитуд первой и второй гармоник $J_1(z) = J_2(z)$, которое выполняется когда аргумент $2\pi\varepsilon/\lambda = 2,3$ и, соответственно, $\varepsilon \approx \lambda/5$.

Вариантом квадратурной методики является периодическое введение на короткие интервалы времени известных фазовых сдвигов с помощью электрооптического модулятора, помещенного в опорное плечо интерферометра. Если период внесения контрольных сдвигов мал по сравнению с временем существенных изменений в плазме, то такая **квазиквадратурная** система работает практически так же, как обычный квадратурный интерферометр.

В случае, когда ширина спектра интерференционного сигнала мала по сравнению с центральной частотой модуляции фазы,

сформировать второй квадратурный сигнал можно аналитически. Для этого при компьютерной обработке с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ) интерференционному сигналу ставится в соответствие сопряженная по Гильберту составляющая и синтезируется второй квадратурный сигнал. Если интерференционный сигнал вида $U(t) = u(t) \cos[2\pi f + \delta(t)]$ подвергнуть преобразованию Фурье с получением частотного спектра, составляющие которого центрированы относительно частот $\pm f$, то преобразование Гильберта может быть выполнено в результате обратного преобразования Фурье полученного спектра только на положительных частотах. В результате преобразования Гильберта аналитического сигнала $z(t)$, порождаемого информационной составляющей $s_c(t)$ интерференционного сигнала $U(t)$, спектр которого определяется соотношением

$$Z(f) = \begin{cases} 2S(f), & f \geq 0 \\ 0, & f \leq 0 \end{cases}$$

восстанавливается сопряженная компонента $s_s(t)$ в аналитическом сигнале $z(t) = s_c(t) + is_s(t)$, где:

$$s_c(t) = \operatorname{Re}\{z(t)\} = u(t) \cdot \cos[2\pi f + \delta(t)], \quad (5.28)$$

$$s_s(t) = \operatorname{Im}\{z(t)\} = u(t) \cdot \sin[2\pi f + \delta(t)] \quad (5.29)$$

– квадратурные составляющие. Из (5.28) и (5.29), можно восстановить величину изменения фазы, выполнив операцию подобную (5.23), а именно $\delta(t) = \arctg[s_s(t)/s_c(t)]$.

5.6. Активная лазерная интерферометрия

Фотоэлектрическая регистрация позволяет реализовать методы активной лазерной интерферометрии, основанные на зависимости частоты и мощности генерации лазера, от изменения показателя преломления плазмы, помещенной в резонатор лазера или в дополнительный резонатор оптически связанный с лазером.

Внутрирезонаторная интерферометрия. Если в резонатор лазера поместить исследуемый плазменный объект, то изменение по-

казателя преломления n плазмы с линейным размером ℓ , будет приводить к изменению оптической длины резонатора L и, соответственно, сдвигу частоты генерации лазера $\Delta\omega = (\Delta n \ell / L)\omega$. Для измерения величины этого сдвига может быть использована гетеродинная методика с использованием другого однотипного частотно стабилизированного лазера (рис. 5.21).

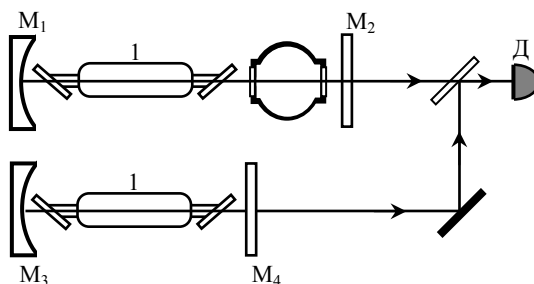


Рис. 5.21. Внутррезонаторный лазерный интерферометр с гетеродинной регистрацией частотно модулированного сигнала: M_1, M_2 – зеркала измерительного лазера, M_3, M_4 – зеркала лазера-гетеродина, 1 – активная среда, Д – фотодетектор

С помощью делительного зеркала амплитуды полей обоих лазеров когерентно смешиваются на квадратичном фотодетекторе Д на выходе которого выделяется сигнал биений с частотой равной разности частот лазеров. Относительная стабильность разностной частоты двух независимых He-Ne лазеров за временной интервал равный времени существования плазмы в эксперименте может быть не хуже 10^3 Гц. В этом случае минимально регистрируемая величина электронной плотности составит $N_e \ell = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При использовании He-Ne и CO_2 лазеров чувствительность оценивается значением $(N_e \ell)_{\min} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Максимальная электронная плотность, которая может быть измерена таким гетеродинным активным интерферометром, определяется разностью частот генерации лазеров. Обычно максимальная величина относительной частотной отстройки генерации непрерывных лазеров ограничивается диапазоном свободной дисперсии их резонаторов. Например, для одномодового He-Ne лазера с длиной резонатора 50 см диапазон свободной дисперсии составляет 300 МГц, соответственно при использовании в качестве гетеродина

такого же лазера максимально измеримая электронная плотность составит $(N_e \ell)_{\max} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

В МИФИ для измерения электронной плотности плазмы был предложен интерферометр, в основу которого положено явление двухмодовой конкуренции в He-Ne лазере, работающем на переходе $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ с уширением близким к однородному. Двухмодовый режим генерации в таком лазере реализуется за счет введения в резонатор двух фазоанизотропных элементов Φ_1, Φ_2 , выполненных из кристаллического кварца, обладающего двулучепреломлением, в виде клиньев с одинаковой ориентацией осей анизотропии (рис. 5.22, а).

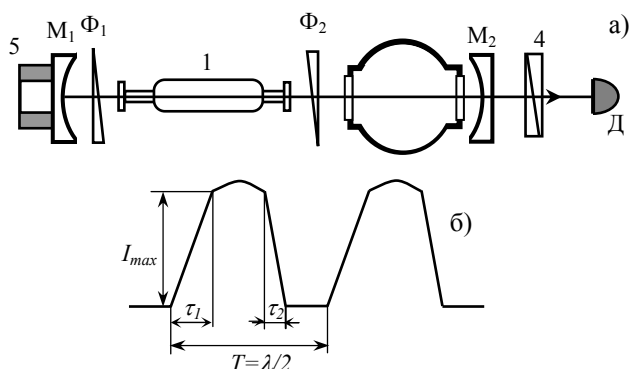


Рис. 5.22. Оптическая схема двухмодового активного лазерного интерферометра (а) и сигнал калибровки с фотоприемника при линейном изменении длины резонатора (б). M_1, M_2 – зеркала лазера, Φ_1, Φ_2 – фазоанизотропные элементы, 1 – активная среда, Д – фотодетектор, 4 – поляризатор

Соседние по частоте моды ν_1 и ν_2 такого резонатора линейно поляризованы вдоль главных осей фазовых элементов и, следовательно, ортогональны друг другу. Перемещение клиньев поперек оптической оси лазера дает возможность независимого управления частотой межмодового расщепления $\nu_1 - \nu_2$ и величиной межмодового взаимодействия. Если две соседние продольные моды резонатора занимают симметричное положение относительно центра линии усиления, то возможна одновременная генерация обеих мод в некотором интервале частот отстройки Δ от симметричного положения. Величина Δ зависит от межмодового расстояния и степени

межмодовой конкуренции. При смещении мод резонатора в пределах интервала Δ мощность одной моды падает до нуля по линейному закону, а мощность второй растет, при этом общий уровень генерации не меняется (рис. 5.22, б).

Если с помощью поляризатора 4 выделить одну из мод и регистрировать фотоприемником изменение ее мощности, то лазер в таком режиме работает как линейный частотно-амплитудный дискриминатор с регулируемой крутизной. Если изменение длины резонатора будет вызвано появлением в нем плазмы с линейной плотностью $N_e \ell$, то мощность генерации лазера изменится также линейно на любой из выделенных мод и будет пропорциональна изменению $N_e \ell$. Для определения электронной плотности плазмы можно использовать формулу

$$N_e \ell = \frac{1,12 \cdot 10^{15}}{\lambda} \frac{\tau}{T} \frac{\delta I}{I_{\max}}. \quad (5.30)$$

За счет большого усиления (~ 50 дБ/м) активной среды He-Ne лазера на длине волны 3,39 мкм он способен работать в условиях высокого уровня потерь, связанных с отражением и поглощением в оптических окнах плазменной камеры и рассеянием излучения в плазме. Так, например, с использованием такого интерферометра были проведены исследования динамики электронной плотности плазмы на крупномасштабных установках с линейными размерами более 1,5 м (токамак Т 12).

Достоинством двухмодового интерферометра, кроме линейности аппаратной функции, является возможность плавно управлять её крутизной изменением величины межмодовой связи. Большая крутизна аппаратной функции интерферометра обеспечивает высокое отношение величины регистрируемого сигнала над шумами фотоприёмника и, следовательно, высокую чувствительность измерений. Максимальная чувствительность интерферометра составила $(N_e \ell)_{\min} = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и ограничивается естественными шумами лазера. Максимальное временное разрешение такого интерферометра $\sim 10^{-7}$ с ограничивается временем установления режима двухмодовой генерации.

Интерферометрия на основе внутрилазерного приема отраженного излучения. Практически одновременно с появлением лазеров было отмечено, что попавшее в лазер внешнее излучение влияет на режим его генерации. Так, уже в 1963 г. было впервые показано, что изменение расстояния между лазером и зеркалом, отражающим излучение назад в лазер, приводит к модуляции мощности генерации лазера на доплеровской частоте, соответствующей скорости перемещения зеркала. При этом минимумы интенсивности излучения совпадают с прохождением зеркалом точек, которые соответствуют нечетному числу полуволн. Даже при удалении зеркала на расстояние более 5 м (в лазер возвращалось менее 1% выходной мощности) величина модуляции составляла около 50% от общей мощности генерации лазера.

Принцип работы таких лазерных систем основан на хорошо известном в радиоволновом и СВЧ диапазонах автодинном эффекте, присущим всем автоколебательным системам. По существу лазер выполняет функции когерентного гетеродинного приемника и усилителя сигнала, при этом квадратичное детектирование регистрируемого излучения происходит непосредственно в активной среде лазера еще до фотоприемника. Такой режим работы лазера будем называть “внутрилазерным приемом”. Для любых отражателей, в том числе и с диффузным характером отражения, справедлива модель лазера с внешним зеркалом. При возвращении в лазер отраженной волны происходит ее интерферометрическое сложение с внутренней волной лазера. Это эквивалентно изменению потерь лазерного резонатора и его длины. Если усиление активного элемента и потери резонатора близки друг к другу, то при слабой отраженной волне происходит существенное изменение мощности генерации лазера, обеспечивая высокую крутизну соответствующей аппаратной функции. Одновременно изменяется частота генерации в такой же гармонической зависимости от оптической длины пути до отражателя, как и для мощности генерации, но квадратурно ей.

Широкие метрологические возможности, открывающиеся при использовании этого эффекта, сразу привлекли внимание исследователей. Так уже с начала 60-х годов XX в. появились предложения по использованию метода внутрилазерного приема для исследования динамики электронной плотности плазмы, помещенной на пу-

ти попадающего в лазер отраженного излучения. В интерферометре Эшби и Джефкотта был использован He-Ne лазер с одновременной генерацией на двух длинах волн – 0,63 и 3,39 мкм. В связи с тем, что атомные переходы неона, соответствующие этим линиям, имеют общий верхний уровень, то изменение генерации на длине волны $\lambda=3,39$ мкм сопровождается также изменением генерации на длине волны $\lambda=0,63$ мкм. Это позволило производить измерения электронной плотности плазмы с помощью инфракрасного излучения, обеспечивающего более высокую точность измерений, а регистрировать модуляцию интенсивности на длине волны 0,63 мкм фотоумножителем, имеющим высокую чувствительность в видимом диапазоне.

Использование в активном интерферометре двухчастотного лазера в режиме перекрестного воздействия мод друг на друга при внутрилазерном приеме позволяет обеспечить чувствительность измерений, ограничивающуюся спонтанным шумом генерации лазера–приемника, и обеспечивает два квадратурных выходных сигнала на высокой несущей, сочетая двухлучевой принцип с высокой крутизной аппаратных функций. В интерферометре используется зеемановский двухмодовый He-Ne лазер ($\lambda = 3,39$ мкм). Режим двухмодовой генерации реализуется в изотропном резонаторе наложением продольного магнитного поля на активную среду. В результате выходное излучение лазера содержит две волны с ортогональными циркулярно поляризованными модами и разностью частот f , зависящей от напряженности магнитного поля. При двукратном прохождении через четвертьволновую фазовую пластинку (рис. 5.23, а), до отражателя и обратно, излучения мод “обмениваются” своими поляризациями.

Таким образом, возвращенное излучение от каждой моды взаимодействует с внутренней волной другой моды, соответственно со сдвигом частоты, равному заданному в лазере межмодовому частотному расщеплению $f = \nu_2 - \nu_1$. При таком перекрестном воздействии мод друг на друга через внешний отражатель в лазере возникает модуляция частоты межмодовых биений δf и интенсивностей обеих мод $p_{1,2}$ на частотах f с амплитудой гармонически и квадратурно друг другу, зависящей от оптической длины пути nL до от-

ражателя и линейно от его амплитудного коэффициента отражения ρ .

$$p_1 \cong \rho P \frac{\Delta\Omega^*}{\Delta\Omega} \frac{\eta}{\eta-1} \frac{1}{S} \frac{\Gamma}{\sqrt{\Gamma^2 + f^2}} \sin(2knL) \sin(ft), p_2 = -p_1, \quad (5.31)$$

$$\delta f = \rho \Delta\Omega^* \cos(2knL) \cdot \sin(ft) \quad (5.32)$$

Здесь: P – суммарная мощность генерации лазера,

$$\Delta\Omega = -\frac{c}{l} \ln(\rho_1 \rho_2) \text{ – полоса его резонатора, } \Delta\Omega^* = \frac{c}{l} \frac{\sigma_2^2}{\rho_2}, \eta \text{ – пре-}$$

вышение ненасыщенного усиления над потерями, $S \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ – фактор межмодовой связи, ρ_1, ρ_2 – амплитудные коэффициенты отражения зеркал резонатора, σ_2 – амплитудный коэффициент про-

пускания выходного зеркала, l – длина резонатора. $\Gamma = \Delta\Omega \frac{\eta-1}{\eta} S$ –

полоса реакции мощности в каждой моде двухчастотного лазера, определяющая быстродействие интерферометра. При больших превышениях усиления над потерями она ограничивается полосой резонатора.

В обоих полученных выражениях и для модуляции мощности мод, и для модуляции их разностной частоты, содержится информация как об эффективном коэффициенте отражения ρ , так и об оптической длине пути nL до отражателя. Для разделения этой информации, наряду с сигналом модуляции мощности в одной из мод, может быть использован сигнал межмодовых биений. В соответствии с (5.32) имеет место нетипичный случай частотной модуляции, когда частота модуляции совпадает с несущей частотой.

Спектр такого сигнала состоит из гармоник несущей частоты. Ниже выписаны первая и вторая гармоники сигнала межмодовых биений в приближении малого индекса модуляции:

$$U_b \sim P \cos(ft) + \frac{1}{2} \rho P \frac{\Delta\Omega^*}{f} \cos[2knL] \cos(2ft). \quad (5.33)$$

Видно, что амплитуда второй гармоники линейно зависит от ρ и гармонически от nL , причем квадратурно по отношению к аналогичной зависимости амплитуды модуляции мощности. Используя

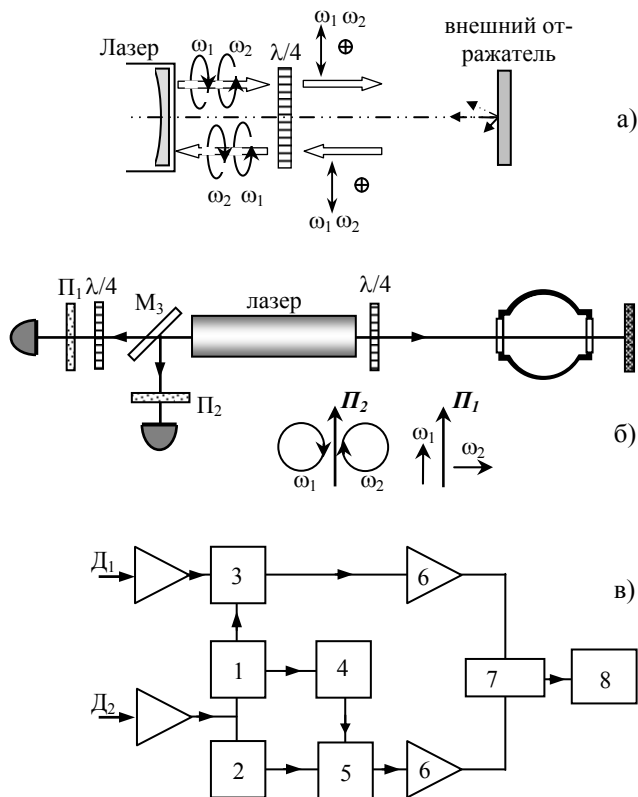


Рис. 5.23. Преобразование поляризаций мод двухчастотного зеемановского лазера–приемника при перекрестном взаимодействии мод друг на друга через внешний отражатель (а), оптическая схема интерферометра (б), принципиальная электрическая схема обработки информативных сигналов интерферометра (в)

обе зависимости, можно определить величину ρ и изменение оптической длины nL .

На рис. 5.23, б приведена оптическая схема интерферометра. Основой служит зеемановский двухчастотный He-Ne лазер на длине волны $\lambda = 3,39$ мкм.

Продольное магнитное поле в активной среде создается однослойной обмоткой навитой непосредственно на газоразрядной трубке. Излучение одной из них выделяется четвертьволновой пла-

стинкой и поляризатором Π_1 . Сигнал модуляции мощности регистрируется фотоприемником D_1 и поступает через предварительный усилитель на смеситель 3 (рис. 5.23, в). Второй фотоприемник D_2 с помощью поляризатора Π_2 регистрирует сигнал биений, который после предварительного усилителя делится узкополосными фильтрами 1 и 2 по гармоникам. Часть сигнала первой гармоники используется в качестве опорного сигнала в смесителе 3. На его выходе после устранения несущей f формируется первый информативный сигнал

$$U_1 \sim \rho P \frac{\Delta\Omega^*}{\Delta\Omega} \frac{\eta}{\eta - 1} \sin(2knL). \quad (5.34)$$

Другая часть сигнала первой гармоники после удвоителя частоты 4 используется как опорный сигнал в смесителе 5, куда поступает сигнал второй гармоники. На выходе формируется второй информативный сигнал

$$U_2 \sim \rho P \frac{\Delta\Omega^*}{f} \cos(2knL). \quad (5.35)$$

Оба информативных сигнала через низкочастотные усилители 6 поступают на 7 – быстродействующую плату АЦП. После оцифровки данные поступают в компьютер 8, где вычисляются значения ρ и изменения величины nL .

Таким образом, по характеру информативных сигналов прибор является двухканальным квадратурным интерферометром. Он выполняет одновременно роль лидара, поскольку позволяет регистрировать поле рассеянного излучения и измерять коэффициент отражения и роль интерферометра для измерений изменения оптической длины трассы.

При частоте межмодового расщепления $f = 20$ МГц минимально регистрируемый сигнал ρ , ограниченный уровнем естественных шумов (по уровню $S/N = 1$), составил $3,5 \cdot 10^{-7} P \cdot (\text{Гц}^{-1/2})$.

Минимально регистрируемая модуляция мощности в режиме соответствует изменению оптической длины $(nL)_{\min} = 5 \cdot 10^{-7} \lambda \text{ (Гц}^{-1/2}\text{)}$, что соответствует $N_{e\ell} = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ (см}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1/2}\text{)}$. Временное разрешение τ интерферометра ограничивается полосой реакции лазера и составляет 10 нс.

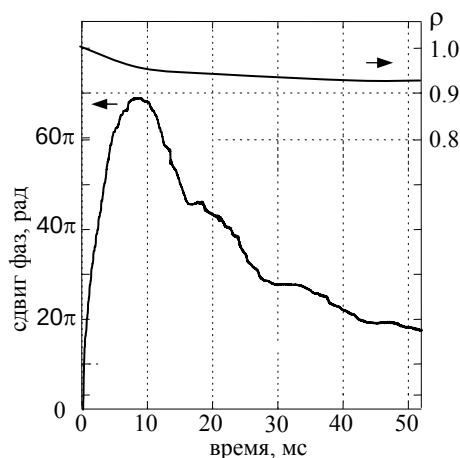


Рис. 5.24. Сигнал изменения оптической длины пути во времени и изменение эффективного коэффициента отражения поверхности катода (вверху)

На рис. 5.24 представлены результаты исследования плазмы капиллярного разряда в воздухе при использовании в качестве отражателя поверхности графитового катода с начальным коэффициентом отражения $\rho_0 \sim 0,1$: внизу – изменение оптической длины пути во времени, вверху – изменение эффективного коэффициента отражения поверхности катода.

5.7. Интерферометры с пассивной и активной стабилизацией измерительного плеча

При проведении интерференционных измерений в условиях экспериментального зала вибрации плазменной установки во время рабочего цикла могут вносить существенную погрешность в результаты измерений. На крупномасштабных плазменных установках амплитуда вибраций может достигать сотен микрон и более, например, на токамаке JET стенка вакуумной камеры во время рабочего цикла смещается на 1 см. Соответственно фазовый сдвиг в интерференционном сигнале, вызванный смещением зеркал за счет вибраций, может во много раз превосходить набег фазы в диагностируемой плазме.

Традиционно борьба с вибрациями при интерферометрических измерениях включает в себя как пассивные, так и активные методы. Пассивная стабилизация достигается за счет повышения жесткости и массы станин, использования звукопоглощающих демпфирующих акустические колебания материалов или воздушным подвесом станины на амортизаторах.

Приемлемым вариантом виброизоляции интерферометра, по крайней мере для диагностики плазмы на научных экспериментальных установках, является применение амортизирующей подвески станины с закрепленными на ней элементами интерферометра.

Разработанная в МИФИ подвеска станины состояла из амортизирующих резиновых жгутов, которые крепились к потолочному перекрытию экспериментального зала через «слоеную» амортизирующую прокладку, состоящую из микропористой резины и свинца. Основной виброизолирующий эффект был получен с помощью жгутов, но заметный вклад, примерно в $2\div 3$ раза, дала тщательно подобранная многослойная система прокладок.

Наилучшие результаты были получены с помощью жгутов с площадью сечения $s = 1 \text{ см}^2$. Жгуты были изготовлены из пучка резиновых «нитей», помещенных под нагрузкой в оплетку из плотной ткани, так что они постоянно находятся при относительном удлинении $\Delta/l_0 \approx 0,4$. Относительное удлинение $\approx 0,7$, когда наиболее полно проявляются амортизирующие свойства жгутов, достигается под действием массы $m \approx 15 \text{ кг}$ ($F \approx 150 \text{ Н}$). Поэтому при выборе количества жгутов необходимо исходить из того, что нагрузка на каждый из них должна находиться в пределах $(150 \div 250) \text{ Н}$.

Но даже грамотно сконструированной пассивной системы защиты от внешних возмущений оказывается недостаточно. Создание системы, позволяющей поддерживать геометрическую длину резонатора неизменной во время измерений и в предпусковой период, является одним из самых важных моментов в успешном использовании лазерных диагностических интерферометров видимого и ближнего инфракрасного диапазона.

В качестве активных методов применяют системы автоматической стабилизации, устраняющие внешние возмущения длины интерферометра и корректирующие положение рабочей точки. Одна

из возможных схем стабилизации рабочей точки интерферометра при измерении малых фазовых сдвигов в пределах одного интерференционного максимума приведена на рис. 5.25.

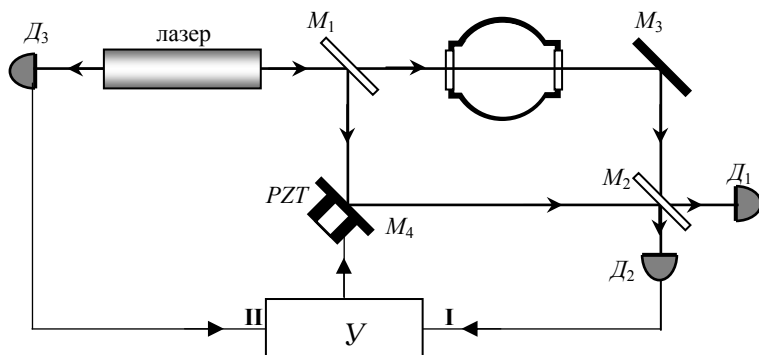


Рис. 5.25. Схема интерферометра с дифференциальной стабилизацией положения рабочей точки: M_{1-4} – зеркала, D_{1-3} – фотодетекторы, PZT – пьезоэлектрический сдвигатель, U – дифференциальный усилитель

На вход I дифференциального усилителя U подается сигнал с фотодетектора D_1 , пропорциональный пропусканию интерферометра. На вход II поступает сигнал с D_2 , пропорциональный мощности генерации лазера. Изменяя уровень опорного напряжения на пьезоэлектрическом сдвигателе (PZT) можно установить линию излучения лазера в рабочую точку максимума пропускания интерферометра.

При изменении оптической длины интерферометра или смещении линии генерации меняется сигнал на входе I усилителя. Напряжение коррекции пропорциональное разностному сигналу I – II после усиления сдвигает пьезоэлемент, восстанавливая положение рабочей точки. В то же время изменение мощности генерации лазера приводит к синфазному изменению сигналов на фотоприемниках и, соответственно, отсутствию управляющего напряжения, что позволяет исключить влияние флуктуаций мощности зондирующего излучения на работу системы стабилизации.

На рис. 5.26 приведена электрическая схема включения системы стабилизации и калибровки интерферометра типа КРИОП (Конкурентный Режим Измерения Оптической Плотности), разработанного в МИФИ для исследования низкотемпературной плазмы. Систе-

ма стабилизации включала минимальный набор элементов (что позволяло более четко выявить влияние параметров каждого из них на работу в целом): фотодетектор D_2 с коэффициентом преобразования K_D излучения лазера в электрический сигнал в (Вт/В); усилитель Y , с коэффициентом усиления K_{YC} ; корректирующее звено $KЗ$, коэффициент передачи которого $K_{KЗ}$ – комплексное число; регулирующий элемент $ПК_2$ (пьезокорректор) с коэффициентом преобразования электрического сигнала в линейное перемещение $K_{ПК}$ в (В/м) и сам лазерный излучатель, преобразующий изменение длины резонатора в изменение интенсивности излучения с коэффициентом $K_{ЛАЗ}$ (м/Вт). Целесообразно ввести новый коэффициент преобразования линейного перемещения в электрический сигнал $K_{ФП} = K_{ЛАЗ} \cdot K_{ФД}$. Сигнал на экране осциллографа после калибровки легко перевести в перемещение.

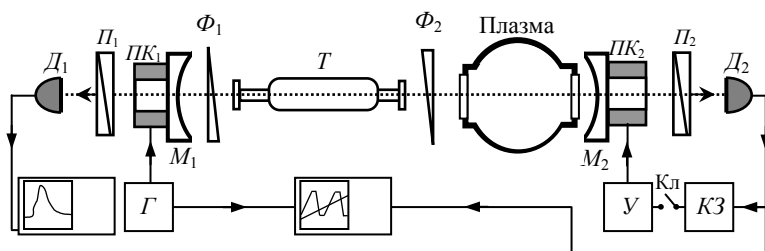


Рис. 5.26. Электрическая принципиальная схема активной стабилизации интерферометра, его калибровки и получения полезного сигнала. M_1, M_2 – зеркала лазера, Φ_1, Φ_2 – фазоанизотропные элементы, T – активная среда, $D_{1,2}$ – фотодетекторы, $\Pi_{1,2}$ – поляризаторы, Y – усилитель, $KЗ$ – корректирующее звено, $ПК_{1,2}$ – регулирующий элемент

В теории автоматического управления каждое звено характеризуется своей передаточной функцией равной отношению сигнала на выходе звена к сигналу на входе. Передаточные функции могут быть размерными $K_{ФП}$, $K_{ПК}$ и безразмерными K_{YC} , $K_{KЗ}$, действительными числами K_{YC} , $K_{ФП}$ и имеющими мнимую часть $K_{KЗ}$, $K_{ПК}$.

Появление мнимой части связано с инерционностью звена, то есть наличием сдвига фаз между выходными и входными сигналами. Вся система характеризуется передаточной функцией разомкнутой системы $W_P(j\omega)$, которая равна произведению передаточных функций отдельных звеньев:

$$W_p(j\omega) = K_{\Phi\P} \cdot K_{YC} \cdot K_{K3}(j\omega) \cdot K_{PK}(j\omega). \quad (5.36)$$

Пусть колебания резонатора под действием внешних возмущений описываются зависимостью $x(\omega) = A \sin \omega t$, а после включения системы стабилизации их амплитуда уменьшится до $\Delta(\omega)$, тогда $\Delta(\omega) = A - W_p(j\omega) \cdot \Delta(\omega)$.

Отношение сигналов при включенной и отключенной системе обратной связи есть передаточная функция по динамической ошибке F , которая имеет вид:

$$F(\omega) = \frac{\Delta(\omega)}{A} = \left| \frac{1}{1 + W_p(j\omega)} \right|. \quad (5.37)$$

Представляя в общем виде

$$W_p(j\omega) = |W_p(j\omega)| \cdot \cos \varphi + j|W_p(j\omega)| \cdot \sin \varphi$$

и сделав несложные преобразования получаем:

$$F(\omega) = \frac{\Delta(\omega)}{A} = \frac{1}{\sqrt{1 + 2|W_p(j\omega)| \cdot \cos \varphi(\omega) + |W_p(j\omega)|^2}} \quad (5.38)$$

здесь $|W_p(j\omega)|$ и $\varphi(\omega)$ – амплитудная и фазовая, соответственно, частотные функции. Изображенные графически в зависимости от частоты, они будут называться амплитудночастотная характеристика (АЧХ) и фазочастотная характеристика (ФЧХ).

Из выражения (5.38) следует:

1) эффект стабилизации будет проявляться, в той или иной мере (то есть система будет устойчива) всегда при $0 \leq \varphi(\omega) \leq \frac{\pi}{2}$, так как в этом случае $F(\omega) \leq 1$. Система становится неустойчивой (наступает раскачка колебаний) вблизи резонанса колебательной системы. Поэтому рабочий диапазон системы стабилизации находится вдали от резонансов;

2) эффективно система стабилизации будет работать только если $|W_p(j\omega)| \gg 1$. Это условие также накладывает ограничение на рабочий диапазон системы.

Введение автоматических систем стабилизации длины интерферометра возможно только при проведении измерений импульсной плазмы низкой плотности, когда вызванный плазмой фазовый

сдвиг в зондирующей электромагнитной волне $\delta < \pi$. При этом характерные частоты изменения параметров плазмы $f_{пл}$ лежат за пределами частотного динамического диапазона системы стабилизации $f_{стаб} \ll f_{пл}$. В случае квазистационарной плазмы с временем существования > 10 мс, система стабилизации будет отслеживать и изменения оптической длины, вносимые плазмой.

При измерениях импульсной плазмы с плотностью, приводящей к фазовому сдвигу в зондирующей волне $\delta \geq \pi$, и временем существования, значительно меньшим характерного периода вибраций, эволюция фазы вибрации за время измерения практически не влияет на фазовый сдвиг в плазме. Это позволяет монтировать оптические элементы непосредственно на конструктивных элементах плазменной установки без использования дополнительных мер по увеличению жесткости конструкции интерферометра и демпфированию вибропомех.

Одним из эффективных методов подавления вибраций в случае, когда необходима значительная длина плеча при существенно меньших поперечных размерах плазмы, может быть схема интерферометра с компенсацией амплитуд виброперемещений оптических элементов в измерительном и опорном плечах. Основным элементом такого интерферометра является расщепитель (дифракционная решетка или оптический клин), формирующий опорное и измерительное плечи равной длины (рис. 5.27).

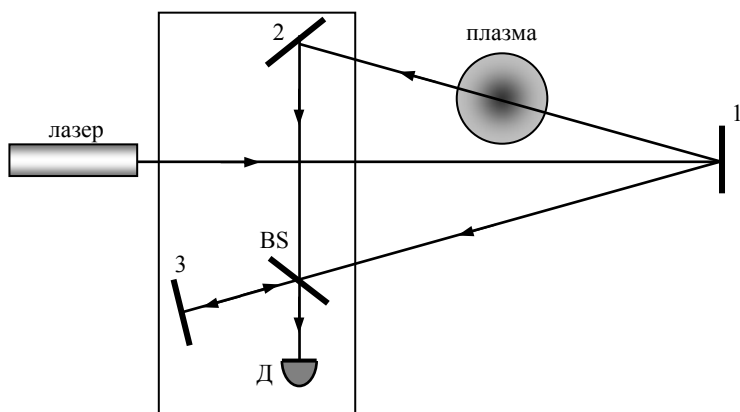


Рис. 5.27. Оптическая схема интерферометра с компенсацией вибраций:
1 – светорасщепитель, BS – смесительное зеркало, Д – фотодетектор, 2,3 – зеркала

В этой схеме только один элемент – расщепитель, который может быть закреплен непосредственно на плазменной установке, подвергается вибрациям. Остальные оптические элементы расположены на монолитном основании. При виброперемещениях расщепителя размеры плеч меняются на одинаковую величину, так что разность фаз сохраняется. Так, с углом между пучками 5° и длиной плеч 8 м при использовании He-Ne лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) интерференционная картина оставалась устойчивой при уровне вибраций > 100 мкм.

5.8. Двухволновые интерферометры с компенсацией вибропомех в плазменном эксперименте

Системы активной стабилизации успешно справляются с компенсацией внешних возмущений длины интерферометра, когда характерные частоты изменения параметров импульсной плазмы лежат за пределами динамического диапазона этих систем. В случае нарушения этих условий система не различает причины, вызвавшие изменения оптической длины резонатора. В этом случае при построении активной системы защиты от внешних возмущений необходимо использовать дисперсионные свойства плазмы.

Использование двухволновых интерферометров с сильно различающимися длинами волн ($\lambda_1 \ll \lambda_2$) является наиболее универсальным методом, позволяющим выделить малое изменение электронной плотности плазмы на фоне сильных вибраций, и применяется для широкого класса плазменных установок и параметров плазмы [14].

При проведении интерферометрических измерений на двух длинах волн фазовые сдвиги δ за счет вклада показателя преломления плазмы и изменения геометрической длины L плечей интерферометра на величину ΔL из-за вибраций оптических элементов имеют вид:

$$\begin{cases} \delta_1 = -4,49 \cdot 10^{-14} 2\pi\lambda_1 \int N_e d\ell + \frac{2\pi}{\lambda_1} \Delta L \\ \delta_2 = -4,49 \cdot 10^{-14} 2\pi\lambda_2 \int N_e d\ell + \frac{2\pi}{\lambda_2} \Delta L. \end{cases} \quad (5.39)$$

Решая эту систему уравнений, можно из суммарного фазового сдвига выделить составляющую, вносимую электронной компонентой плазмы,

$$\int N_e d\ell = \frac{\delta_1 \lambda_1 - \delta_2 \lambda_2}{4,49 \cdot 10^{-14} (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}. \quad (5.40)$$

Другим вариантом двухволновой интерферометрии является использование меньшей длины волны λ_1 в системе стабилизации интерферометра на длине волны λ_2 ($\lambda_1 < \lambda_2$). Действительно в этом случае левая часть первого уравнения системы (5.39) с определенной точностью будет равна нулю и 2-е уравнение можно представить в виде:

$$\delta_2 = -4,49 \cdot 10^{-14} 2\pi \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{\lambda_2} \int N_e d\ell, \quad (5.41)$$

т.е. измеряемый на длине волны λ_2 фазовый сдвиг будет определяться электронной компонентой с тем большей точностью, чем больше разница между λ_2 и λ_1 .

На рис. 5.28 приведены осциллограммы, демонстрирующие эффективность работы системы стабилизации двухволнового интерферометра «КРИОП-4», разработанного в МИФИ для работы в условиях экспериментального зала на установке Т-12 (РНЦ «Курчатовский институт»). Для интерферометрии плазмы использовалось излучение He-Ne лазера на длине волны 3,39 мкм в режиме конкуренции двух мод, стабилизация оптической длины интерферометра проводилась на длине волны 0,63 мкм He-Ne лазера.

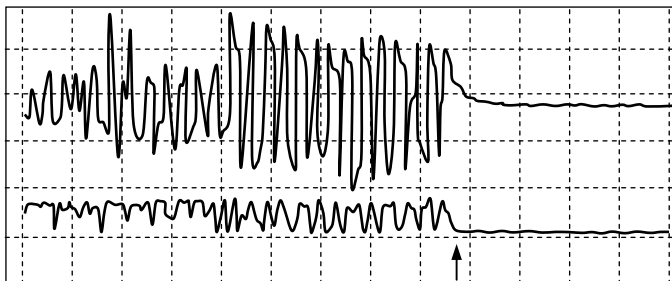


Рис. 5.28. Осциллограммы иллюстрирующие работу системы стабилизации двухволнового интерферометра: по $\lambda_1=3,39$ мкм (верхняя) и $\lambda_1=0,63$ мкм (нижняя). Стрелкой показан момент включения системы

При использовании цепи обратной связи на длине волны 0,63 мкм при амплитуде флуктуаций оптической длины интерферометра более 1 мкм удастся обеспечить стабильность оптической длины на диагностической длине волны 3,39 мкм с точностью до 1/200 интерференционной полосы, что соответствует минимально обнаружимой линейной электронной плотности на уровне $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

На сегодняшний день насчитывается большое количество практических реализаций двухволновых интерферометров для компенсации вибраций с использованием двух лазеров в различных комбинациях:

- CH_3OH (118,8 мкм) – CH_2F_2 (184,6 мкм);
- CO_2 лазер (10,6 мкм) – CO_2 лазер (9,27 мкм);
- CO_2 лазер (10,6 мкм) – CO лазер (5,3 мкм);
- CO_2 лазер (10,6 мкм) – Nd:YAG (1,064 мкм);
- CO_2 лазер (10,6 мкм) – He-Ne лазер (3,39 мкм);
- CO_2 лазер (10,6 мкм) – He-Ne лазер (0,63 мкм);
- He-Ne лазер (3,39 мкм) – He-Ne лазер (0,63 мкм).

Наиболее часто в качестве пары длин волн используются 10,6 мкм (CO_2 лазер) и 0,63 мкм (He-Ne лазер). Для иллюстрации работы такого интерферометра приведем уже ставшую классической схему двухволнового гетеродинного интерферометра, разработанную для диагностики плазмы на токамаке Doublet III (рис. 5.29).

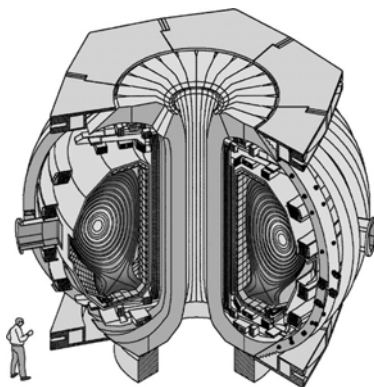


Рис. 5.29. Токамак Doublet III D
(General Atomics Company, Сан Диего, Калифорния, США)

Время существования плазмы в экспериментах на этом токамаке порядка 1 с, а средняя линейная электронная плотность $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при толщине плазменного слоя $\sim 1 \text{ м}$.

В использованной для интерферометра оптической схеме Майкельсона основным источником помех являются механические вибрации уголкового отражателя (более 50 мкм на частоте 100 Гц), закрепленного непосредственно над токамаком (рис. 5.30).

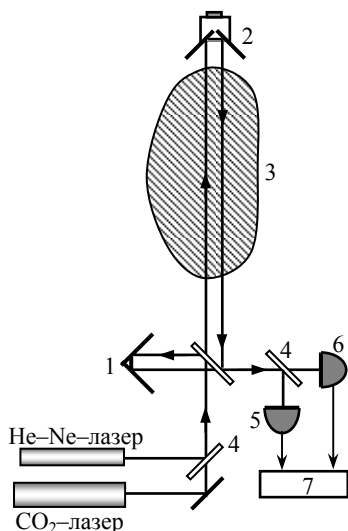


Рис. 5.30. Оптическая схема интерферометра установки Doublet III:

- 1 – уголкового отражателя,
- 2 – уголкового отражателя с доплеровским смещателем,
- 3 – сечение плазмы,
- 4 – дихроичные делительные зеркала,
- 5 – детектор He-Ne лазера,
- 6 – детектор CO₂ лазера,
- 7 – цифровая схема сравнения фаз

Лазеры и оптические элементы интерферометра располагаются на расстоянии около 6 м от токамака. В системе использованы CO₂ лазер ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$) мощностью 3 Вт и одночастотный He-Ne лазер ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$) мощностью 0,5 мВт. Высокая временная когерентность использованных газовых лазеров позволила создать компактную оптическую схему с опорным плечом в несколько сантиметров при длине измерительного плеча в 12 м.

Частотный сдвиг интерференционных сигналов на обеих длинах волн осуществляется за счет доплеровского сдвига при поступательном перемещении отражателя 2 со скоростью 3 см/с, закрепленного непосредственно на конструкции плазменной установки. Переменные сигналы с фотоприемников 5 и 6 поступают на вход цифровой схемы 7, в которой непосредственно вычисляется электронная плотность плазмы. Максимально возможная стабильность

оптической длины на диагностической длине волны 10,6 мкм в условиях, существующих на установке вибропомех, по оценкам авто-ров, может быть доведена до 1/50 интерференционной полосы, что соответствует минимально обнаружимой линейной электронной плотности $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Использование одного лазера в качестве источника излучения на двух длинах волн в ряде случаев позволяет существенно упростить оптическую схему интерферометра. Так в качестве источника двухволнового излучения может быть использован Nd:YAG лазер ($\lambda_1 = 1,064 \text{ мкм}$), работающий с частичным преобразованием излучения во вторую гармонику ($\lambda_2 = 0,532 \text{ мкм}$). Оптическая схема двухволнового гетеродинного интерферометра, разработанного для токамака Alcator C-Mod (Plasma Science & Fusion Center, (Бостон, США)), приведена на рис. 5.31.

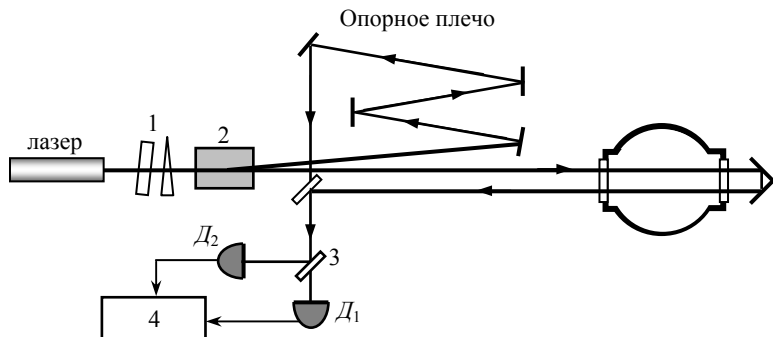


Рис. 5.31. Принципиальная схема гетеродинного двухволнового интерферометра.
1 – компенсатор совмещения лучей, 2 – акустооптическая ячейка Брэгга, 3 – дихроичное зеркало, D_1 – фотодетектор (1,064 мкм), D_2 – фотодетектор (0,532 мкм), 4 – блок цифровой обработки

Средняя линейная электронная плотность плазмы на этой установке $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ время удержания $\sim 1 \text{ с}$. В качестве излучателя используется двухволновый Nd:YAG лазер с полупроводниковой накачкой мощностью 50 мВт на длине волны 0,532 мкм (λ_2) и 10 мВт на длине волны 1,064 мкм (λ_1). Для компенсации несоосности лучей на двух длинах волн и их пространственного совмещения используется оптическая система 1, состоящая из перемещаемого в поперечном направлении оптического клина и плоскопараллельной пластины. Опорное и измерительное плечи интерферометра фор-

мируются за счет расщепления зондирующего излучения в ячейке Брэгга 2.

За счет того, что акустооптическая ячейка возбуждается одновременно на двух частотах $f_1 = 60$ МГц и $f_2 = 120$ МГц в первом порядке дифракции в опорном плече излучение на длине волны λ_1 имеет частотный сдвиг в 60 МГц, а на λ_2 в 120 МГц. После совмещения полей измерительного и опорного плеч интерферометра на делительном зеркале излучение пространственно разделяется на дихроичном зеркале 3 по длинам волн. В результате фотодетекторы D_1 и D_2 регистрируют изменения интенсивности, определяемые фазовым сдвигом в плазме соответственно на длинах волн λ_1 и λ_2 . Вследствие введенной в опорное плечо фазовой модуляции детектирование интерференционных сигналов осуществляется на промежуточных частотах f_1 и f_2 в виде

$$U_{\lambda 1} \sim \cos(2\pi f_1 t + \delta_p + \delta_v);$$

$$U_{\lambda 2} \sim \cos(2\pi f_2 t + \delta_p/2 + 2\delta_v),$$

где δ_p и δ_v – фазовые сдвиги, определяемые соответственно плазмой и механическими вибрациями. В блоке электронной обработки 4 сигнал с первого детектора на частоте f_1 преобразуется в сигнал на частоте

$$f_1/2 \cdot U_{\lambda 1} \sim \cos(2\pi f_1/2 + \delta_p/2 + \delta_v/2),$$

а со второго детектора в сигнал на частоте $f_2/4$ и

$$U_{\lambda 2} \sim \cos(2\pi f_2/4 + \delta_p/8 + \delta_v/2).$$

В результате оба сигнала на одной и той же промежуточной частоте 30 МГц поступают на вход дифференциального фазового компаратора и после гетеродинного смещения с опорной частотой и фильтрации, измеряемая фаза

$$\delta = (\delta_p/8 + \delta_v/2)_{\lambda 1} - (\delta_p/2 + \delta_v/2)_{\lambda 2} = (3/8) \cdot \delta_p$$

определяется только показателем преломления плазмы. Основным фактором, ограничивающим чувствительность измерений такого интерферометра, является флуктуации мощности лазера при нелинейном преобразовании излучения во вторую гармонику. Минимально обнаружимая линейная электронная плотность по оценкам составила величину $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

5.9. Дисперсионный интерферометр

Использование нелинейного преобразования излучения во вторую гармонику послужило основой схемы двухволнового нелинейного дисперсионного интерферометра. Оптическая схема одного из вариантов дисперсионного интерферометра приведена на рис. 5.32. Зондирующее излучение Nd:YAG лазера ($\lambda_1 = 1,064$ мкм) частично преобразуется в излучение второй гармоники ($\lambda_2 = 0,532$ мкм) в нелинейном кристалле НК₁, в следствие чего плазменный объем зондируется двумя волнами с частотами ω и 2ω . Для компенсации несоосности зондирующих волн с частотами ω и 2ω используется перемещаемый в поперечном направлении оптический клин 1. В качестве оптических удвоителей частоты используются кристаллы КТР (КТiOP₄).

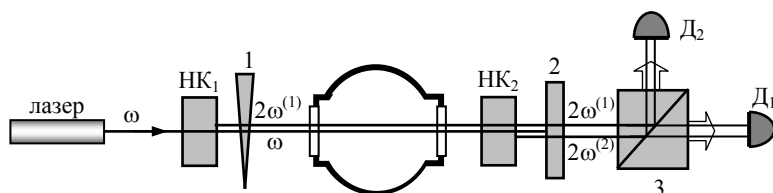


Рис. 5.32. Оптическая схема двухволнового нелинейного дисперсионного интерферометра. Д₁, Д₂ – фотодетекторы, НК₁, НК₂ – нелинейные кристаллы удвоители частоты, 1 – оптический клин – компенсатор, 2 – светофильтр, 3 – поляризационная призма Глана

За счет синхронизма II-типа оптимальный угол между направлением поляризации излучения основной частоты $\mathbf{e}_\omega$ и направление поляризации быстрой волны $\mathbf{P}_f^{(1)}$ в нелинейном кристалле НК₁ составляет 45° . Направление поляризации второй гармоники $\mathbf{e}_{2\omega}^{(1)}$, генерируемой НК₁, совпадает с $\mathbf{P}_f^{(1)}$. Во втором нелинейном кристалле НК₂ часть излучения на основной частоте снова преобразуется во вторую гармонику $\mathbf{e}_{2\omega}^{(2)}$. Вследствие того, что ориентация НК₂ ортогональна НК₁ направление поляризации быстрой волны $\mathbf{P}_f^{(2)}$ второго нелинейного кристалла ортогональна первому, соответственно, поляризации излучений на удвоенной частоте, сформированные до и после прохождения через плазму, взаимно ортогональны. Каждая из волн раскладывается поляризационной призмой Глана 3 на две ортогональные компоненты, каждая из которых

ориентирована под углом 45° к исходным поляризациям. Таким образом, оба фотоприемника регистрируют сигналы интерференции двух волн $e_{2\omega}^{(1)}$ и $e_{2\omega}^{(2)}$.

За счет скачка фазы на π рад при отражении от рабочей плоскости поляризационной призмы сигналы с фотоприемников находятся в противофазе, что позволяет использовать дифференциальную схему фоторегистрации и существенно снизить уровень флуктуаций из-за нестабильности мощности излучения второй гармоники.

При прохождении через плазму амплитуды полей на основной и удвоенной частоте имеют вид $E_1 = \cos(\omega t + \delta_p + \delta_v)$ и $E_2 = \cos(2\omega t + \delta_p/2 + 2\delta_v)$, где δ_p, δ_v – фазовые сдвиги, определяемые соответственно плазмой и флуктуациями оптической толщины измерительного отсека, образованного выходной гранью HK_1 и входной гранью HK_2 . После повторного удвоения частоты, фильтрации и преобразования поляризаций на квадратичном детекторе выделяется сигнал

$$U \sim (2\delta_p + 2\delta_v)_1 - (\delta_p/2 + 2\delta_v)_2 = (3/2) \cdot \delta_p,$$

пропорциональный только фазовому сдвигу в плазме. Стабилизация мощности до уровня $\pm 1,5\%$ и применение дифференциальной схемы фоторегистрации позволяют обеспечить чувствительность измерений линейной электронной плотности на уровне 10^{13} см^{-2} .

Использование в качестве удвоителя частоты кристалла ZnGeP_2 позволяет реализовать аналогичную методику на основе CO_2 -лазера.

Применение дисперсионного интерферометра обеспечивает высокую виброизоляцию и позволяет размещать оптические элементы непосредственно на фланцах диагностических каналов рабочей камеры плазменной установки.

Повысить чувствительность дисперсионной интерферометрии можно с использованием акустооптических модуляторов для переноса информативного сигнала на промежуточную частоту и привлечения квадратурных методов измерения фазового сдвига (рис. 5.33). Зондирующее излучение на основной ω и удвоенной частоте 2ω после прохождения исследуемого плазменного объема делится дихроичным зеркалом M_{DB} по длинам волн. Отраженное от M_{DB} излучение на основной частоте преобразуется HK_2 во вторую гармонику. Акустооптические модуляторы AOM_1 и AOM_2 , уста-

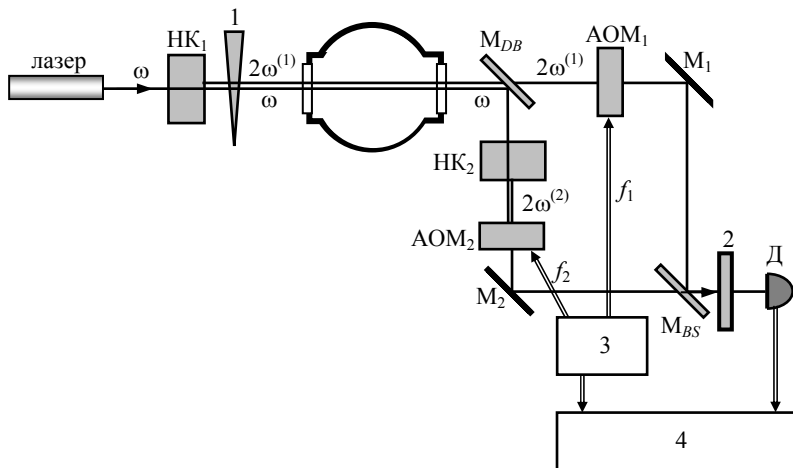


Рис. 5.33. Принципиальная схема двухволнового дисперсионного гетеродина интерферометра: НК₁, НК₂ – нелинейные кристаллы удвоители частоты, М_{DB} – дихроичное зеркало, М_{BS}, М₁, М₂ – зеркала, АОМ₁, АОМ₂ – акустооптические модуляторы, 1 – оптический клин - компенсатор, 2 – поляризатор, 3 – генератор, 4 – фазовый компаратор

новленные в обоих плечах оптической схемы переносят информативный сигнал в излучении второй гармоники на частоты f_1 и f_2 . После пространственного совмещения на зеркале М_{BS} фотоприемник регистрирует разностный сигнал на частоте $f_1 - f_2$.

5.10. Двухволновая диагностика частично ионизированной плазмы

В случае частично ионизированной плазмы, особенно если она возникает в воздухе или газах при давлениях, близких к атмосферному, при интерферометрической диагностике фазовый сдвиг определяется аддитивным вкладом свободных электронов и вариациями плотности нейтральных частиц за счет газодинамических процессов в нагретом газе. Если интерес представляет только информация о динамике электронной плотности плазмы и необходимо исключить влияние нейтральной компоненты, как и с вибропомехами, эффективным решением является стабилизация фазового сдвига на длине волны λ_2 введением цепи обратной связи на второй

длине волны $\lambda_1 \ll \lambda_2$. Суммарный фазовый сдвиг в частично ионизованной плазме с учетом возможных вибропомех для двух длин волн может быть записан в виде:

$$\delta_{1,2} = -4,49 \cdot 10^{-14} 2\pi \lambda_{1,2} \int N_e d\ell + \frac{2\pi}{\lambda_{1,2}} \left(A + \frac{B}{\lambda_{1,2}^2} \right) \int N_a d\ell + \frac{2\pi}{\lambda_{1,2}} \Delta L. \quad (5.42)$$

В результате включения системы стабилизации на длине волны λ_1 , при условии, что $(\lambda_1^2 \ll \lambda_2^2)$, фазовый сдвиг на длине волны λ_2

$$\delta_2 = -4,49 \cdot 10^{-14} 2\pi \lambda_2 \int N_e d\ell - \frac{2\pi}{\lambda_2} \frac{B}{\lambda_1^2} \int N_a d\ell, \quad (5.43)$$

определяемый вкладом нейтральных частиц, уменьшается в B/λ_1^2 раз. При $\lambda_1 \sim 1$ мкм величина этого отношения лежит в пределах $(1 \div 10) \cdot 10^{-3}$.

На рис. 5.34 приведены значения электронной плотности и плотности нейтральных частиц воздуха, которые вызывают сдвиг интерференционной картины на одну полосу. Сплошной линией показаны значения для одноволнового двухлучевого интерферо-

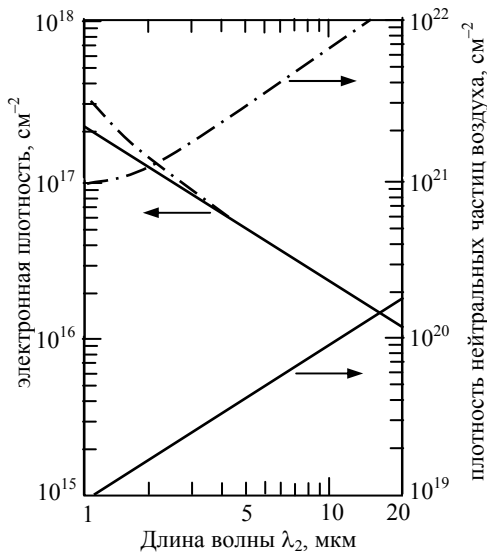


Рис. 5.34. Электронная плотность и плотность нейтральных частиц, необходимые для смещения интерференционной картины на одну полосу, в зависимости от длины волны λ_2

метра на длине волны λ_2 , пунктирной – для двухлучевого интерферометра стабилизированного на длине волны $\lambda_1 = 0,63$ мкм. При измерениях электронной плотности замагниченной струи дуговой плазмы цепь обратной связи на длине волны 0,63 мкм He-Ne лазера с катушкой громкоговорителя в качестве исполнительного элемента обеспечила чувствительность на уровне 1/60 интерференционной полосы на рабочей длине волны 3,39 мкм He-Ne лазера. Эта величина соответствует минимально регистрируемой линейной электронной плотности на уровне $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

Использование системы стабилизации при диагностике электронной плотности частично ионизованной плазмы ограничено частотными характеристиками и динамическим диапазоном цепи отрицательной обратной связи. Полоса частот пьезокерамических сдвигателей способных обеспечить необходимую амплитуду коррекции оптической длины интерферометра, обычно не превышает 5 кГц. Это существенно ограничивает область применения активной стабилизации при исследованиях импульсной частично ионизованной плазмы, что приводит к необходимости проведения интерференционных измерений одновременно на двух длинах волн с последующим вычитанием из суммарного фазового сдвига вклада нейтральной компоненты. Преимуществом такого решения является дополнительная возможность измерения плотности нейтральных частиц. Действительно, если за время существования плазмы изменением сдвига фазы из-за вибропомех можно пренебречь, то из системы уравнений (5.42) можно получить два решения: первое – для электронной компоненты аналогичное (5.40), второе – для плотности нейтральных частиц

$$\int N_a d\ell = \frac{1}{2\pi C_a} \frac{\delta_2 \lambda_1 - \delta_1 \lambda_2}{\lambda_1 / \lambda_2 - \lambda_2 / \lambda_1}. \quad (5.44)$$

На рис. 5.35 приведена схема, разработанного в МИФИ, двухволнового квадратурного интерферометра. Лазеры и оптические элементы интерферометра размещены на массивной оптической плите механически развязанной с плазменной камерой. Излучения He-Ne лазеров 30 мВт на длине волны 0,63 мкм (λ_1) и 6 мВт на 3,39 мкм (λ_2) пространственно совмещаются вместе на дихроичном зеркале 1 и системой зеркал вводятся в интерферометр Маха-Цендера. В блоке регистрации зондирующие излучения разделяют-

ся на дихроичном зеркале. Квадратурные сигналы на обеих длинах волн формируются в процессе юстировки позиционированием диафрагмированных фотоприемников D_1 , D_2 и D_3 , D_4 на интерференционном поле.

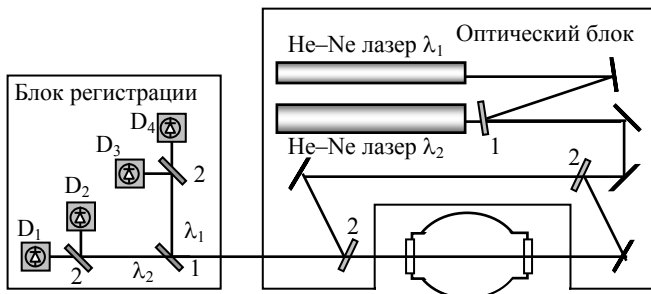


Рис. 5.35. Двухволновый квадратурный интерферометр:
1 – дихроичные зеркала, 2 – делительные зеркала

Интерферометр был применен для исследований временной динамики электронной плотности плазмы водородной мишени в экспериментах по исследованию энергетических потерь протонных и ионных пучков в ионизованном веществе (ИТЭФ). При сравнительном анализе торможения тяжелых заряженных частиц в плазме и холодном веществе необходимым условием является установление однозначного соответствия между тормозной способностью плазмы и ее параметрами: плотностью свободных электронов N_e и средней степенью ионизации вещества $\alpha = \frac{N_e d\ell}{N_e d\ell + N_a d\ell}$. Отметим,

что интерферометрические измерения динамики средней степени ионизации возможны только в случае водородной плазмы, т.к. атом водорода может находиться только в двух зарядовых состояниях – либо нейтральном, либо полностью ионизованном. На рис. 5.36. приведены временная зависимость разрядного тока в мишени, сигналы с двух квадратурных каналов на длине волны 0,63 мкм и динамика линейной электронной плотности плазмы в мишени.

В качестве источника двухволнового излучения для исследования динамики электронной и нейтральной компонент плазмы могут быть использованы: «двухцветный» Nd:YAG лазер $\lambda_1 = 0,532$ мкм и $\lambda_2 = 1,064$ мкм или He-Ne лазер, в котором относительно просто мо-

гут быть реализованы условия для одновременной генерации на нескольких длинах волн.

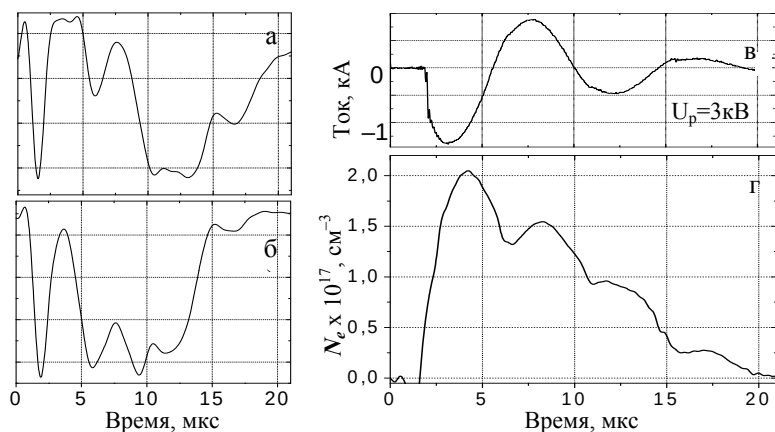


Рис. 5.36. Сигналы с квадратурного интерферометра (а, б); временная зависимость разрядного тока (в); динамика линейной электронной плотности плазмы (г) (результат обработки интерференционных сигналов)

Для диагностики частично ионизованной плазмы низкой плотности Л.Н. Пятницким в 1985 г. был применен лазер с генерацией одновременно на трех переходах в Ne с длинами волн 0,63 мкм, 1,15 мкм и 3,39 мкм, мощностью 2 мВт на каждой. Измерения проводились с помощью кольцевого многолучевого интерферометра. На рис. 5.37,а приведены интерферограммы импульсного разряда в воздухе при давлении 250 Па на трех длинах волн. Прохождение импульса тока амплитудой 250 А и длительностью 35 мкс создает плазму и сопровождается выносом нейтрального газа с оси трубки в пристеночные области.

Изменение во времени электронной плотности N_e , плотности нейтральных частиц N , рассчитанные по интерферограммам, и форма импульса тока приведены на рис. 5.37,б.

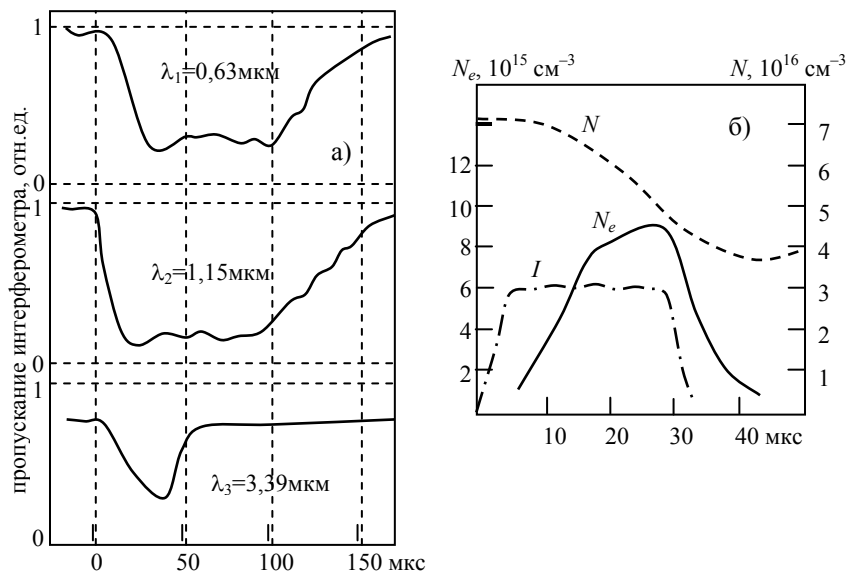


Рис. 5.37. Интерферограммы разряда в воздухе при давлении 250 Па на трех длинах волн (а) и изменение во времени электронной плотности N_e , плотности нейтральных частиц N и форма импульса тока I (б)

Глава 6

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ

В 1947 г. английский физик Денис Габор предложил метод записи и восстановления волнового фронта, получивший название **голография** (от греческого «*holos*» – «весь, полный» и «*grapho*» – «полная запись»). В основу метода положена регистрация интерференционной картины, образующаяся в результате интерференции предметной волны (прошедшей через исследуемый объект или рассеянный им) и когерентной с ней опорной волны. Активное развитие голографии началось с появлением лазеров, обеспечивающих возможность получения когерентного излучения, необходимого для записи голограмм.

Весьма эффективным инструментом стал метод, сочетающий голографию с интерференцией света. Такие голографические интерферометры имеют в ряде случаев существенные преимущества по сравнению с обычными интерферометрами.

Одной из наиболее важных оптических деталей каждого голографического интерферометра является *голограмма*. Так называют пластинку, на которой фотографическим или иным способом записывается информация о форме волнового фронта световой волны, распространяющейся от исследуемого объекта. Принципиальная схема записи и восстановления светового поля показана на рис. 6.1.

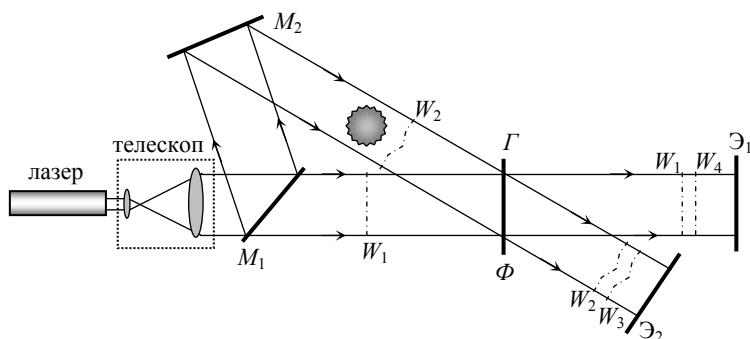


Рис. 6.1. Принципиальная схема голографического интерферометра

Излучение лазера расширяется телескопической системой и разделяется полупрозрачным зеркалом M_1 на два пучка. Первый (опорный) пучок проходит через зеркало M_1 и попадает на фотопла-

стинку Φ . Второй (сигнальный) пучок отражается от зеркала M_1 и дополнительным зеркалом M_2 , через исследуемый объект также направляется на фотопластинку. В результате интерференции волн W_1 и W_2 на фотопластинке возникают полосы, кривизна которых определяется формой волн. Если обе волны плоские, то полосы имеют вид прямых линий. Ширина полос $b_0 = \lambda \cdot \sin \theta_0$, где θ_0 – угол между волнами. После проявления и фиксации фотопластинки на ней оказывается записанной информация о форме волны W_2 , идущей от объекта. Голограмма, записанная на пластинке в данном случае подобна дифракционной решетке, у которой изменение пропускания света при переходе от прозрачных штрихов к непрозрачным подчиняется синусоидальному закону. Если теперь голограмму поместить в положение Γ , которое ранее занимала фотопластинка, то каждая из волн W_1 и W_2 после прохождения через голограмму образует в результате дифракции три волны: волну нулевого порядка и две волны первого порядка (дифракционные волны более высоких порядков имеют существенно меньшие интенсивности и поэтому их обычно не рассматривают). На экране $\mathcal{E}_1$ в направлении распространения опорной волны W_1 , образуется нулевой максимум, а в направлении на $\mathcal{E}_2$ – один из максимумов первого порядка (волна W_3). Угловое расстояние φ между соседними максимумами определяется формулой: $\sin \varphi_0 = \lambda / b_0$, где b_0 – период решетки, равный ширине полос на голограмме. Отсюда следует, что $\varphi_0 = \theta_0$, а значит направление распространения волны W_3 (первого порядка дифракции волны W_1) совпадает с направлением распространения волны W_2 . Аналогично, сигнальная волна W_2 образует в направлении на $\mathcal{E}_2$ нулевой максимум, а в направлении на $\mathcal{E}_1$ – максимум первого порядка (волна W_4). Волна W_1 в направлении на $\mathcal{E}_1$ и волна W_2 в направлении на $\mathcal{E}_2$ проходят через голограмму без изменения своей формы, независимо от искривления штрихов на голограмме. Но формы дифракционных волн W_3 и W_4 определяются кривизной этих штрихов. При этом волна W_3 воспроизводит волну W_2 , а волна W_4 – опорную волну W_1 .

В направлении на $\mathcal{E}_2$ распространяются две параллельные друг другу и одинаково деформированные волны W_2 и W_3 . В результате интерференции этих волн на экране $\mathcal{E}_2$ наблюдается равномерная освещенность. Такой же результат интерференции дают на экране

Э₁ волны W_1 и W_4 . Если повернуть зеркало M_1 или M_2 так, чтобы между интерферирующими волнами образовался угол θ , то на экранах Э₁ и Э₂ возникнут прямые полосы, ширина которых $b = \lambda/\theta$. Получить полосы можно и поворотом голограммы вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка, на некоторый угол α . При этом изменяется действующий период решетки, а тем самым изменяется и угол дифракции φ_0 . Угол θ между волнами W_2 и W_3 (или между W_1 и W_4) составляет $\theta = (\alpha^2/2) \cdot \sin\theta_0$. Например, для получения полос шириной ~ 1 мм требуется $\theta = 6 \cdot 10^{-4}$ рад и $\alpha = 0,05$ рад, или примерно 3° .

Допустим теперь, что после получения голограммы оптические параметры объекта изменились. При этом форма волны W_2 , прошедшей объект, будет отличаться от формы волны W_3 , что приведет к искривлению полос на экране. По величине искривления полос можно осуществлять непрерывные измерения состояния объекта в реальном масштабе времени. Поскольку интерференционная картина регистрируется одновременно с изменениями, происходящими с объектом, этот метод называется голографической интерферометрией реального времени.

В диагностике плазмы обычно применяют другую схему голографической интерферометрии в варианте *метода двух экспозиций* [15]. Он состоит в том, что на одну и ту же фотопластинку записываются две голограммы, соответствующие двум различным состояниям в разные моменты времени t_1 и t_2 , но одного и того же фазового объекта. Если во втором состоянии объект изменился, что вызвало фазовые искажения прошедшей волны, то на регистрируемом изображении появятся интерференционные полосы, форма которых связана с изменениями, происшедшими с объектом.

Таким образом, в обычном интерферометре интерферируют две волны, существующие одновременно, но распространяющиеся по разным путям. В голографическом интерферометре, наоборот, интерферируют волны, проходящие по одному и тому же пути, но в различные моменты времени. С этим связана одна из наиболее существенных особенностей голографической интерферометрии – ее дифференциальность. Записав на голограмме две волны, соответствующие двум состояниям исследуемого объекта, и одновременно восстановив их, можно наблюдать интерференционную картину,

вид которой обусловлен лишь изменениями, произошедшими с объектом за время между двумя экспозициями. Все же искажения, обусловленные несовершенством оптических элементов, через которые проходят лазерные пучки при записи голограммы, полностью исключаются. В голографической интерферометрии автоматически формируется опорная волна, повторяющая во всех подробностях волну, рассеянную объектом в исходном состоянии. Благодаря этому открывается возможность интерференционного исследования объектов сложной формы, имеющих шероховатую или рассеивающую поверхность.

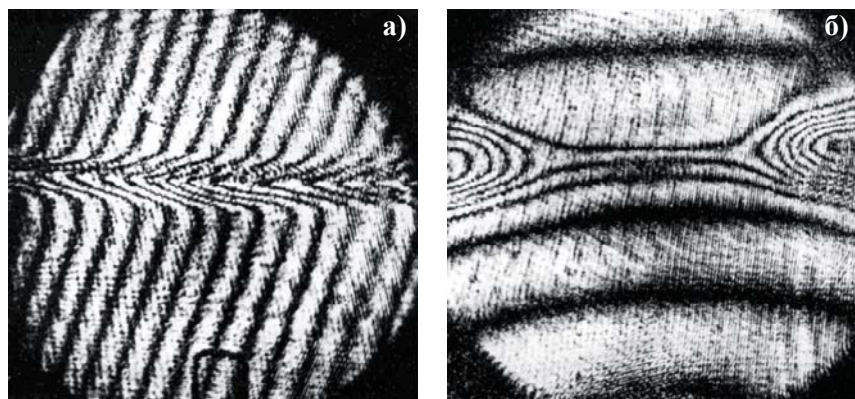


Рис. 6.2. Голографические интерферогаммы плазмы в окрестности нейтрального токового слоя в сильноточном прямом разряде в квадрупольном магнитном поле: (а) – в полосах конечной ширины, (б) – в полосах бесконечной ширины [16]

Методы голографической интерферометрии существенно менее требовательны к качеству оптических элементов, так как обе интерферирующие волны в одинаковой степени искажаются погрешностями оптических деталей, что не сказывается на виде интерференционной картины. Таким образом, голографическая интерферометрия открывает перед экспериментатором ряд новых возможностей в диагностике плазмы, не доступных другим методикам. Приведем несколько примеров.

1. *Запись и восстановление волнового фронта волны, искаженной импульсной плазмой, и ее последующее изучение.*

Записав на голограмме волну, искаженную импульсной плазмой, ее можно затем восстановить и подробно исследовать в стационарных условиях. Записанную голограмму можно исследовать интерференционным, шлирен- или теньвым методом. При этом измеряются, соответственно показатель преломления, его первая или вторая производная. В процессе такого исследования можно менять частоту и ориентацию интерференционных полос на интерферограммах, а также ориентацию ножа и щели при использовании шлирен-метода.

На рис. 6.3 приведена схема голографического интерферометра, позволяющего на стадии восстановления изменять частоту и ориентацию полос на интерферограммах.

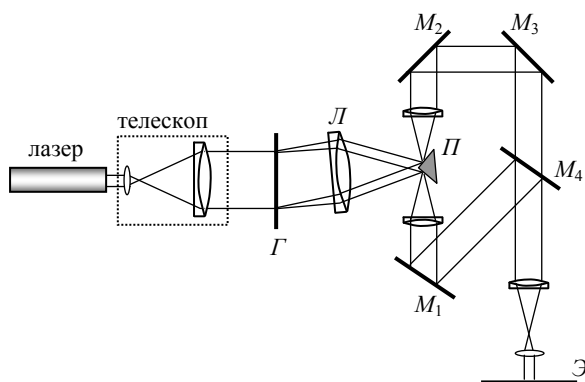


Рис. 6.3. Принципиальная схема интерферометра для получения голографических интерферограмм с переменной частотой и ориентацией полос

Голограмма G создается по методу двух экспозиций с изменением угла падения сигнального пучка на голограмму между экспозициями. Волны, восстановленные такой голограммой, распространяются под углом друг к другу и могут быть пространственно разделены с помощью линзы L и установленной в ее фокусе призмы P . Отражаясь от призмы волны распространяются по двум плечам интерферометра, образованного зеркалами $M_1 - M_4$ и формируют на экране $\mathcal{E}$ интерферограмму, частоту и ориентацию полос на которой можно менять путем наклона одного из зеркал интерферометра.

ра. Перекрывая один из интерферирующих пучков, можно получить теневое изображение объекта.

2. Восстановление с помощью одной голограммы световых волн, прошедших через плазму под разными углами в пределах телесного угла, охватываемого голограммой, и исследование пространственного распределения параметров неосесимметричных объектов.

При исследовании асимметричных прозрачных объектов используется голографическая интерферометрия в диффузном свете. Для этого в оптическую схему голографического интерферометра вводится диффузный экран P (рис. 6.4) (например, матовое стекло), который используется для освещения объекта.

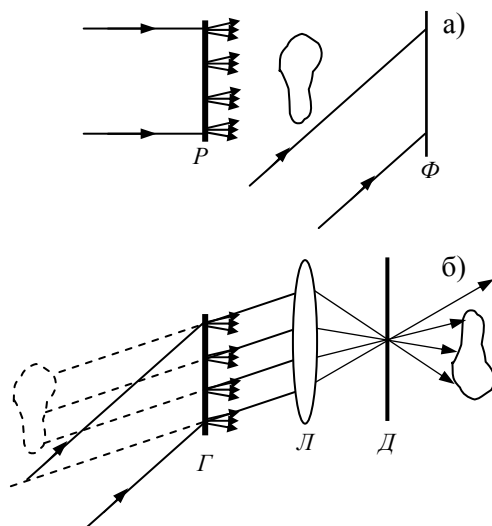


Рис. 6.4. Голографический интерферометр с диффузным освещением объекта:
а) схема получения голограммы фазового объекта с рассеивателем;
б) схема восстановления световой волны, прошедшей через объект в заданном направлении

При получении голограммы рассеянное излучение, прошедшее через объект, складывается с опорным пучком. Процесс восстановления голограммы осуществляется следующим образом: мнимое изображение объекта с помощью линзы L проецируется на экран.

В фокусе линзы помещают точечную диафрагму D , выделяющую из лучей, восстановленных голограммой, параллельный пучок, соответствующий определенному направлению просвечивания. Меняя положение диафрагмы, можно с помощью одной двухэкспозиционной голограммы получить серию интерферограмм для разных направлений наблюдения. Эта методика позволяет исследовать пространственное распределение показателя преломления асимметричного объекта. Основные недостатки схем с диффузным освещением объекта – наличие спекл-шума⁴ в восстановленных интерферограммах, а также трудности в определении угла наблюдения. Именно поэтому в ряде случаев используют голографические интерферометры с независимыми каналами зондирования. Деление пучка по каналам осуществляется либо делением интенсивности по амплитуде с помощью установленных друг за другом полупрозрачных зеркал, либо делением по волновому фронту. Однако из-за увеличения габаритов таких систем обычное число ракурсов в них не превышает шести.

3. Низкие требования к качеству оптических деталей голографической установки.

Применение традиционной интерферометрии для проведения исследований на больших плазменных установках ограничено из-за высокой стоимости и трудности изготовления интерферометров с большими зеркалами, так и сложности размещения и юстировки таких интерферометров. Голографические схемы обладают значительно большей гибкостью и легко могут быть приспособлены для проведения исследований на плазменных установках практически любых конструкций.

⁴ Спекл (от англ. *speckle* – крапинка, пятнышко) – случайная интерференционная картина, которая образуется при интерференции когерентных волн, имеющих случайные сдвиги фаз. На такой картине, можно отчетливо наблюдать светлые крапинки, (их и называют спеклами). Спекл-картина образуется, например, при когерентном освещении объектов с нерегулярной, шероховатой поверхностью, или при пропускании когерентного излучения через прозрачную среду с флуктуирующим в пространстве показателем преломления. Следует заметить, что наличие спекл-шума в излучении лазера в ряде случаев является положительным эффектом. Из статистической обработки спекл-картины можно получить информацию о таких параметрах, как смещение, скорость движения, рассеивающих частиц, амплитуде и частоте вибраций и т.д.

Нечувствительность голографической интерферометрии к качеству оптических элементов установки делает возможным исследование объектов практически неограниченных размеров, например, в аэродинамических трубах, а также позволяет проводить исследование плазмы, на установках с оптически несовершенными диагностическими окнами

4. *Одновременная или последовательная запись голограмм в свете прошедшего через плазму излучения с несколькими длинами волн. Интерференция волн, восстановленных такой голограммой, и наблюдение интерференционной картины.*

Для разделения вкладов, вносимых в показатель преломления плазмы электронами и атомами, в голографической интерферометрии так же, как и в обычной, используются двухволновые методики. Применение для создания интерференционной голограммы излучения с двумя длинами волн позволяет при восстановлении получить пространственно разделенные изображения, соответствующие каждой из присутствующих при съемке голограммы длине волны. Кроме того, можно непосредственно получить картину интерференции для волн, восстановленных такой голограммой и соответствующих записанным на голограмме волнам разной длины.

Рассмотрим простейшую схему получения двухволновой голограммы и восстановления с ее помощью разделенных в пространстве изображений, в которой сигнальный и опорный пучки состоят из излучений с двумя длинами волн λ_1 и λ_2 (рис. 6.5).

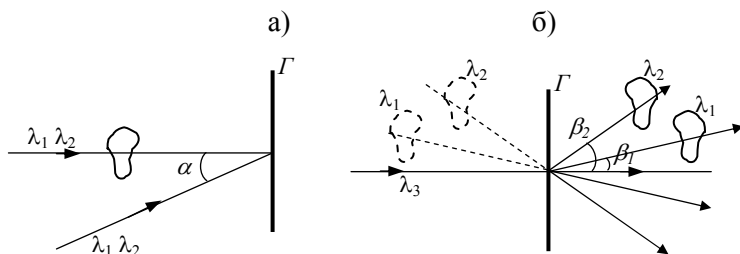


Рис. 6.5. Оптическая схема получения (а) и восстановления (б) двухволновой голограммы с помощью разделенных в пространстве изображений, соответствующих двум длинам волн

Если сигнальный пучок направлен по нормали к голограмме, а опорный – под углом α к ее поверхности, то пространственные частоты интерференционной картины, образующиеся на голограмме, равны

$$v_1 = \frac{\sin \alpha}{\lambda_1} \text{ и } v_2 = \frac{\sin \alpha}{\lambda_2}.$$

При восстановлении волновых фронтов направим излучение также по нормали к голограмме, но выберем длину волны λ_3 , которая отличается от использовавшихся при съемке голограммы длин волн λ_1 и λ_2 . В этом случае восстанавливаются пучки, удовлетворяющие условию

$$\sin \beta_1 = v_1 \cdot \lambda_3 = \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \sin \alpha, \quad \sin \beta_2 = v_2 \cdot \lambda_3 = \frac{\lambda_3}{\lambda_2} \cdot \sin \alpha.$$

Кроме того, различие в длинах волн приводит к продольному смещению восстановленных изображений относительно исходного положения объекта. Расстояния от голограммы до изображений, соответствующих λ_1 и λ_2 , равны

$$\ell_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \ell, \quad \ell_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \ell,$$

где ℓ – расстояние от объекта до голограммы при съемке. Если углы β_1 и β_2 отличаются на величину, большую, чем угловые размеры восстановленных изображений, то изображения, соответствующие каждой из присутствующих в излучении длин волн, будут разделены в пространстве. Получая двухволновую голограмму методом двух экспозиций, можно с ее помощью восстановить две интерферограммы, соответствующие двум длинам волн λ_1 и λ_2 . Сдвиги полос на интерферограммах (δ_1 и δ_2), так же как и в традиционной интерферометрии, даются формулами

$$\delta_{1,2} = -4,49 \cdot 10^{-14} \cdot 2\pi\lambda_{1,2} \int N_e d\ell + \frac{2\pi}{\lambda_{1,2}} \left(A + \frac{B}{\lambda_{1,2}^2} \right) \int N_a d\ell,$$

а для расчета электронной концентрации и рефракции тяжелых частиц могут быть использованы выражения

$$\int N_e d\ell = \frac{\delta_1 \lambda_1 - \delta_2 \lambda_2}{4,49 \cdot 10^{-14} (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}, \quad \int N_a d\ell = \frac{1}{2\pi C_a} \cdot \frac{\delta_2 \lambda_1 - \delta_1 \lambda_2}{\lambda_1 / \lambda_2 - \lambda_2 / \lambda_1}.$$

Глава 7

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ. ЛАЗЕРНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ

В основе лазерных методов исследования магнитных полей в плазме лежит магнитооптический эффект Фарадея – вращение плоскости поляризации зондирующего излучения, проходящего через исследуемую область плазмы в магнитном поле. Рассматриваемые лазерные методы бесконтактны и малоинерционны. В случае же использования методов фотографической регистрации зондирующего излучения они также не чувствительны и к интенсивным электромагнитным помехам.

В первую очередь лазерные методы применяют в тех случаях, когда становится невозможным использование более простых электрических методов измерения магнитного поля с помощью датчиков Холла и магнитных зондов. Например, с помощью фарадеевской диагностики проводятся исследования спонтанных магнитных полей, формирующихся в плазме сильноточных импульсных разрядов или в лазерной плазме. При фотографической регистрации поля зондирующего излучения фарадеевская диагностика позволяет получить двухмерную картину – фарадееграмму, обработка которой дает качественную информацию о пространственном распределении магнитных полей в плазме [11].

На установках с магнитным удержанием (токамаках) фарадеевская диагностика позволяет контролировать в режиме реального времени параметры магнитного поля в области удержания плазмы.

7.1. Эффект Фарадея и вращение плоскости поляризации

При зондировании плазмы пучком света, направленным вдоль силовых линий магнитного поля, в линейно поляризованной электромагнитной волне происходит вращение плоскости поляризации (магнитооптический эффект был открыт Фарадеем в 1846 г., позже более точные опыты провел М. Верде).

Эффект Фарадея заключается в повороте плоскости поляризации светового луча, прошедшего через однородную и изотропную среду, помещенную во внешнее магнитное поле с напряженностью H , которому соответствует магнитная индукция в веществе B :

$$\varphi = V\ell H, \quad (7.1)$$

где ℓ – длина оптически активной среды (предполагается, что луч параллелен линиям поля), V – магнитооптическая постоянная Верде. Строгое обоснование эффекта Фарадея следует из квантовых представлений [46], однако качественная интерпретация может быть получена из классических представлений и обусловлена влиянием магнитного поля на дисперсию вещества.

В видимой области спектра дисперсия в диэлектриках определяется связанными электронами, которые совершают вынужденные колебания под действием электрического поля световой волны. Вещество рассматривается как совокупность таких классических осцилляторов. В этом случае постоянную Верде можно записать в виде:

$$V = \frac{2\pi N_e e^3 \omega^2}{nm_e^2 c^2} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}, \quad (7.2)$$

где e и m_e – соответственно заряд и масса электрона, N_e – концентрация электронов, ω – частота света, ω_0 – характеристическая частота осцилляций электронов, n – коэффициент преломления среды. Магнитооптическая постоянная Верде в изотропном веществе зависит от состава материала, температуры и длины волны. Например, в кварце V составляет величину 0,435 рад/см·кЭ для $\lambda = 436$ нм и 0,239 рад/см·кЭ для $\lambda = 569$ нм.

К сожалению, в плазме значение постоянной Верде много меньше, чем в диэлектриках. При зондировании плазмы угол поворота плоскости поляризации φ обычно записывают в виде

$$\varphi = \frac{e^3 \lambda^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e^2 c^3} \int_0^L B_{||} N_e dz = 2,63 \cdot 10^{-17} \lambda^2 \int_0^L B_{||} N_e dz, \quad (7.3)$$

где $[B_{||}] = \text{Гс}$, $[\lambda] = \text{см}$, $[L] = \text{см}$, $[N_e] = \text{см}^{-3}$, $[\varphi] = \text{рад}$.

Для магнитного поля, получаемого с помощью обычного соленоида, максимальная величина индукции $B \leq 10^5 \text{ Гс}$. При использовании He-Ne лазера ($\lambda = 0,63 \cdot 10^{-4} \text{ см}$) такое поле соответствует углу поворота $\varphi \leq 10^{-20} N_e \cdot L$ рад. В случае зондирования даже достаточно плотной плазмы ($N_e \cdot L = 10^{18} \text{ см}^{-2}$) плоскость поляризации поворачивается на угол не более 10^{-2} рад, что составляет всего $\approx 0,6^\circ$. Из (7.3) видно, что угол поворота плоскости поляризации

квадратично возрастает с увеличением длины волны зондирующего электромагнитного излучения. Следовательно, переход в средний ИК-диапазон и использование, например для зондирования излучение CO_2 лазера позволяет существенно повысить чувствительность измерений.

В спонтанных магнитных полях, которые генерируются в самой импульсной плазме, индукция обычно выше, чем во внешнем поле соленоида и может достигать величины $B_{||} \approx 10^6$ Гс, а в некоторых случаях и превышать эту величину. Поэтому лазерная диагностика магнитных полей по эффекту Фарадея активно применяется для исследования плотной нестационарной плазмы.

Механизм поворота плоскости поляризации основан на том, что в присутствии магнитного поля плазма становится магнитоактивной и превращается в оптически анизотропную среду. Для зондирующего излучения, проходящего через такую плазму вдоль силовых линий магнитного поля, значение показателя преломления будет зависеть от его поляризации. Для световых волн с *правой* и *левой* круговой поляризацией, на которые можно разложить исходное линейно поляризованное излучение, показатели преломления n_+ и n_- будут различны (см. раздел 3.3).

Напомним, при правой поляризации вектор напряженности электрического поля $\vec{E}$ вращается по часовой стрелке, если наблюдатель смотрит навстречу зондирующему лучу. Для того же наблюдателя вращение вектора $\vec{E}$ против часовой стрелки соответствует левой поляризации. Таким образом, световые волны с одной и той же длиной волны λ , но различными направлениями вращения вектора $\vec{E}$, будут распространяться в плазме с разной фазовой скоростью. При этом на длине пути L они приобретут дополнительную разность хода $\Delta = L(n_+ - n_-)$, которой соответствует фазовый сдвиг $\delta = 2\pi \cdot (\Delta / \lambda)$. В результате плоскость поляризации исходного зондирующего излучения повернется на угол $\varphi = \delta / 2$. Заметим, что направление этого вращения изменится на противоположенное при изменении направления зондирования и фиксированном магнитном поле.

Помимо эффекта Фарадея, поворот плоскости поляризации в плазме может быть вызван градиентами плотности и температуры. В этом случае направление вращения плоскости поляризации не

зависит от направления распространения зондирующего излучения. Оценку угла поворота, обусловленного градиентами плотности, можно получить из соотношения

$$\varphi_{grad} \approx 1,6 \cdot 10^{-1} \left(\frac{L}{\nabla n_e} \right)^2 \left(\frac{N_e}{N_e^{крит}} \right)^2, \quad (7.4)$$

где L – размер плазменного объекта, ∇n_e – масштаб неоднородности, N_e – электронная плотность плазмы, $N_e^{крит}$ – критическая плотность. Для надежного измерения магнитного поля эффект Фарадея должен доминировать. Оценки показывают, что в плотной плазме это возможно при магнитных полях не менее десятков килогаусс⁵ и $N_e < 0,3 N_e^{крит}$.

7.2. Физические основы поляриметрии света

Методы лазерной поляриметрии широко используются во многих областях экспериментальной физики, связанных с измерением слабых изменений намагниченности вещества. Проведение прецизионных измерений требует разработки лазерно - поляриметрической техники высокой чувствительности. Поляриметрическую чувствительность будем оценивать величиной минимально-регистрируемого угла вращения плоскости поляризации зондирующего излучения. В диагностике магнитоактивной плазмы, как уже отмечалось выше, также часто приходится сталкиваться с необходимостью измерения малых углов, требующих использования высокочувствительных методик. Поэтому целесообразно осветить вопросы повышения поляризационной чувствительности, разработанные, в частности, в оптической магнитометрии, и которые могут быть применены в диагностике плазмы.

В основе оптических поляриметров лежит фотоэлектрический принцип регистрации, когда зондирующее излучение после прохождения исследуемого объекта поступает на фотодетектор, регистрирующий интенсивность светового потока, а не его поляризацию. Для того чтобы интенсивность света, падающего на фотоприемник,

⁵ Гаусс [Гс] – единица измерения магнитной индукции в СГС системе единиц. Для напряжённости магнитного поля была принята особая единица – эрстед [Э]. Соотношение между единицами магнитной индукции СГС и СИ: $1 \text{ Гс} = 1 \text{ Э} = 10^{-4} \text{ Тл}$.

зависела от угла поворота плоскости поляризации, перед фотоприемником устанавливают линейный анализатор. Напомним, что проходящий через линейный анализатор плоскополяризованный свет подчиняется закону Малюса, сформулированному еще в 1810 г.

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (7.5)$$

где I и I_0 – интенсивности прошедшего и падающего на анализатор света соответственно; φ – угол между плоскостью поляризации зондирующего излучения и осью анализатора.

На этой простой формуле базируются практически все поляризметрические измерения. Из формулы (7.5) видно, что в зависимости от того, как мы установим анализатор (какой участок зависимости $I(\varphi)$ выберем), интенсивность света будет по-разному откликаться на поворот плоскости поляризации света, падающего на анализатор (рис. 7.1). Например, при $\varphi = 45^\circ$ зависимость $I(\varphi)$ имеет максимальную крутизну (наклон), и вблизи этой точки наблюдается максимальное изменение интенсивности света при малых поворотах плоскости поляризации. А вблизи углов $\varphi = 0$ и $\varphi = 90^\circ$ интенсивность света практически не изменяется при аналогичном повороте плоскости поляризации.

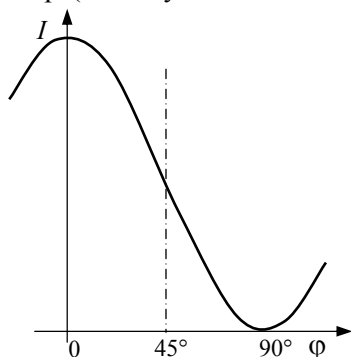


Рис. 7.1. Графическое представление закона Малюса

Принципиальная схема простейшего поляриметра, предназначенного для магнитооптических измерений, включает в себя лазер, поляризатор P_1 , исследуемую магнитоактивную плазму, анализатор P_2 , экран или фотоприемник (рис. 7.2).

Процедура измерений также довольно проста. Регистрируется изменение светового потока при изменении магнитного поля в плазме. Для перехода от измеряемой интенсивности света к углам поворота плоскости поляризации $\Delta\varphi$ проводится градуировка поляриметра при известных значениях $\Delta\varphi$ и B .

Минимально измеряемый угол поворота плоскости поляризации, а соответственно и чувствительность, ограничивается шумами регистрирующей аппаратуры и флуктуациями мощности лазерного излучения. В случае, когда технические источники флуктуаций интенсивности света минимизированы, чувствительность измерений ограничивается принципиально неустранимым *дробовым шумом* фотоприемника.

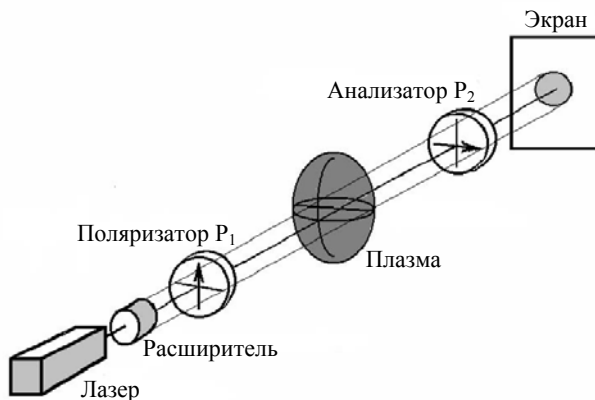


Рис. 7.2. Поляризиметрические измерения в скрещенных поляризаторах (на рисунке показан только центральный луч зондирующего пучка)

Аналитический вид зависимости среднеквадратичной амплитуды флуктуаций фототока детектора δi , вызванного дробовым шумом, описывается *формулой Шоттки* [47]

$$\delta i = \sqrt{(\Delta i)^2} = \sqrt{2ei\Delta f}, \quad (7.6)$$

где e – заряд электрона, i – средний фототок, Δf – ширина полосы регистрации фотодетектора.

Оценим, минимальный поворот плоскости поляризации, который можно зафиксировать на фоне дробовых (пуассоновских)⁶

⁶ Процесс преобразования светового потока в фототок носит дискретный характер. Вероятность попадания фотона на фотоприемник постоянна во времени. Такой процесс с независимой от времени вероятностью рождения частицы называется пуассоновским. Если среднее число частиц, рожденных за некоторый интервал времени, есть $\bar{n}$, то вероятность $P(N)$ того, что реальное число частиц, рожденных за такой интервал, составит N , дается распределением Пуассона. Характерная особенность

шумов фототока. Выразим фототок через интенсивность света, выходящего из анализатора (7.5), и подставим полученное выражение в (7.6). В результате для среднеквадратичных шумов фототока получим

$$\delta i = \sqrt{2e^2 \eta \Delta f I_0 / h\nu} \cos \varphi.$$

Здесь φ – угол между плоскостью поляризации зондирующего излучения и осью анализатора, $h\nu$ – энергия фотона частоты ν ; η – квантовая эффективность фотоприемника, I_0 – интенсивность света, выраженная в тех же энергетических единицах, что и энергия кванта $h\nu$ (в этом случае единица измерения величины $I_0/h\nu$ – фотон / с).

С другой стороны, из (7.5) следует, что при повороте плоскости поляризации света на малый угол $\Delta\varphi$ интенсивность света, выходящего из анализатора, изменится на величину ΔI (с точностью до знака):

$$\Delta I = 2I_0 \cos \varphi \cdot \sin \varphi \cdot \Delta\varphi.$$

Тогда фототок изменится соответственно на величину Δi :

$$\Delta i = \Delta I \eta e / h\nu = 2(I_0 / h\nu) \cos \varphi \cdot \sin \varphi \cdot \eta e \Delta\varphi, \quad (7.7)$$

где, η – квантовая эффективность фотоприемника. Величина $\Delta i / \delta i$, т.е. отношение сигнал / шум (S/N), используется в качестве численного критерия для оценки чувствительности измерений

$$\Delta i / \delta i = \sqrt{2I_0 \eta / h\nu \Delta f} \sin \varphi \cdot \Delta\varphi. \quad (7.8)$$

Выражение (7.8) позволяет определить оптимальное положение рабочей точки на зависимости $I(\varphi)$ (см. рис. 7.1). Легко видеть, что при $\varphi = 0$ отношение S/N обращается в нуль. Что же касается значения $\varphi = 90^\circ$, то в этой точке она оказывается максимальной. Поэтому выгоднее всего выбрать *скрещенное* положение анализатора, сведя интенсивность падающего на фотоприемник света к нулю. При $\varphi = 45^\circ$ в области максимальной крутизны зависимости $I(\varphi)$ отношение S/N будет в $\sqrt{2}$ раз меньшим.

пуассоновского процесса состоит в том, что дисперсия $(\overline{\Delta N})^2 = (\overline{N - n})^2$ дискретной величины N , подчиняющейся пуассоновской статистике, равна среднему значению этой величины $(\overline{\Delta N})^2 = \bar{n}$.

Рассмотрим, почему при углах $\varphi \approx 90^\circ$, близких к скрещенному положению, чувствительность оказывается большой, хотя интенсивность света, выходящего из анализатора зависит очень слабо от угла φ (как и при $\varphi = 0$). Дело в том, что при отклонении оси анализатора от скрещенного положения на малый угол $\Delta\varphi$ интенсивность проходящего через него света растет как квадрат этого угла, следовательно, пуассоновский шум этого света в соответствии с «корневым» законом растет линейно с $\Delta\varphi$. Кроме того, из (7.7) следует, что величина сигнала Δi тоже линейно зависит от угла. Так что отношение S/N при малых $\Delta\varphi$ остается постоянным. При $\Delta\varphi = 45^\circ$ набегают множитель $\sqrt{2}$ из-за того, что $(90^\circ - \varphi)$ уже не малая величина и зависимость $I(90^\circ - \varphi)$ отклоняется от квадратичной.

За пороговую чувствительность поляриметра примем величину угла поворота плоскости поляризации, при которой отношение S/N обращается в единицу:

$$\sqrt{2I_0\eta/h\nu\Delta f} \sin \varphi \cdot \Delta\varphi \cong 1.$$

Тогда

$$\Delta\varphi_{\min} \cong \sqrt{h\nu\Delta f} / \sqrt{2I_0\eta} \cdot \sin \varphi.$$

Сделаем численные оценки поляриметрической чувствительности для случая: мощность светового пучка 1 мВт, $\Delta f = 1$ Гц, $\lambda = 500$ нм, $\eta = 0,1$, $\sin \varphi \cong 1$. Для минимального регистрируемого угла получаем

$$\Delta\varphi \cong 5 \cdot 10^{-8} \text{ рад} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ угл. град.}$$

Полученные оценки относятся к режиму скрещенных поляризаторов. Однако при углах $\varphi \rightarrow 90^\circ$ закон Малюса перестает выполняться, что обусловлено неидеальностью поляризаторов и деполяризующими свойствами исследуемых образцов. Это проявляется в том, что при $\varphi = 90^\circ$ интенсивность света, проходящего через анализатор, оказывается конечной. Соответственно, вполне конечным оказывается и шум этого остаточного светового потока ($\delta i \neq 0$), в то время как сигнал при $\varphi \rightarrow 90^\circ$ по абсолютной величине стремится к нулю ($\Delta i \approx 0$).

С учетом несовершенства поляризаторов, применяемых в оптических схемах, закон Малюса можно записать в виде

$$I = I_0 (\cos^2 \varphi + \xi \sin^2 \varphi). \quad (7.9)$$

Теперь при $\varphi = 90^\circ$ интенсивность проходящего через анализатор света действительно оказывается конечной: $I = I_0 \xi$.

Параметр ξ называется *коэффициентом экстинкции*. В применении к паре поляризаторов он численно равен отношению интенсивностей света, проходящего через них при взаимно перпендикулярном и взаимно параллельном расположении их поляризующих направлений. То есть, чем выше качество поляризаторов, тем меньше величина ξ ; в идеальном случае ξ обращается в нуль.

Таким образом, в реальных оптических схемах при углах $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi = 0^\circ$ отношение S/N обращается в нуль, а при промежуточных значениях угла φ принимает какие-то конечные значения и, очевидно, где-то имеет максимум. Видно, что в области углов $\varphi \cong 45^\circ$ и малых ξ слагаемым $\xi \cdot \sin^2 \varphi$ в (7.9) можно пренебречь. Тогда сигнал и шум (а, следовательно, и их отношение) не зависят от ξ . Следовательно, в отсутствие избыточных шумов поляризаторы можно располагать под углом 45° один к другому (45-градусная геометрия), поскольку их «неидеальность» практически не скажется на результатах измерений.

Выше речь шла о шумах фототока, генерируемых светом идеально стабильных источников. Однако, даже в случае использования лазерных источников излучения флуктуации мощности оказываются выше уровня дробовых шумов. Даже у He-Ne лазера, который считается одним из самых малошумящих лазеров, в области частот порядка нескольких сотен герц шумы интенсивности превышают дробовые (пуассоновские) шумы на 3÷4 порядка величины. Например, если относительная величина пуассоновских флуктуаций в полосе 1 Гц составляет величину порядка 10^{-7} , то соответствующее реальное значение относительных флуктуаций лазера оказывается равным 10^{-3} и выше. Естественно, при этом снижается и поляриметрическая чувствительность. Таким образом, наиболее важная проблема высокочувствительных поляриметрических измерений – это проблема *избыточных* световых шумов.

На рис. 7.3 приведена приемная часть поляриметра, в котором используется *балансная схема* регистрации, обеспечивающая компенсацию избыточных световых шумов.

Линейно поляризованный световой пучок, вращение плоскости поляризации которого регистрируется, направляется на поляризационную призму.

Интенсивности света после разделения призмой подчиняются закону Малюса, но азимуты плоскостей поляризации I_1 и I_2 отличаются на 90° (рис. 7.3,б). Интенсивности пучков I_1 и I_2 поляризатора будут равны, когда плоскость поляризации падающего света составит угол 45° с поляризующими направлениями призмы. Изменение интенсивностей I_1 и I_2 может быть следствием либо изменения интенсивности падающего на нее света, либо поворота плоскости поляризации. Регистрируя интенсивность света только в одном из каналов, мы не можем отличить один вклад от другого, и шумовая модуляция интенсивности пучка будет проявляться как эквивалентный шум вращения плоскости поляризации. При наличии двух поляризационных каналов вклад в регистрируемую интенсивность от каждого фактора легко различим.

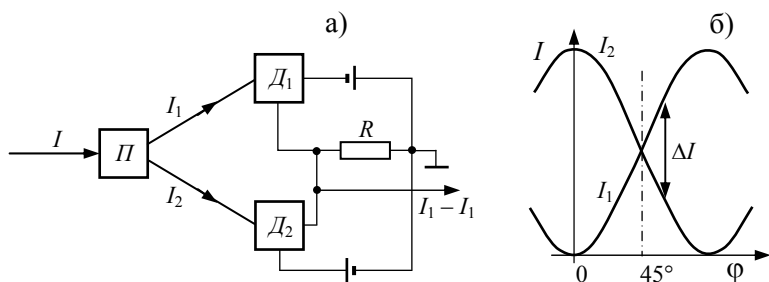


Рис. 7.3. Принципиальная схема балансного детектора поляриметра (а) и угловые зависимости интенсивностей пучков в двух каналах (б): Π – поляризационная призма, D_1, D_2 – фотодетекторы, R – сопротивление нагрузки

Модуляция интенсивности лазерного излучения приводит к корреляционным изменениям интенсивности в обоих пучках. Причем в данной поляризационной геометрии (т.е. для угла $\Phi = 45^\circ$) исходное равенство интенсивностей пучков не нарушается. При повороте плоскости поляризации, интенсивности двух пучков меняются в противофазе: увеличение интенсивности одного из них приводит к уменьшению интенсивности другого. В результате этого формируется полезный сигнал, пропорциональный разности интенсивностей двух пучков. Таким образом, модуляция интенсивно-

сти света не приводит к модуляции разности интенсивностей двух поляризационных компонент пучка.

При повороте плоскости поляризации, интенсивности двух пучков меняются в противофазе: увеличение интенсивности одного из них приводит к уменьшению интенсивности другого и результатом поворота плоскости поляризации является возникновение разности интенсивностей двух пучков. Регистрация разности фототоков двух фотоприемников в такой двухканальной поляризационной схеме позволяет выделить вклад, обусловленный вращением плоскости поляризации, и исключить эффекты, связанные с модуляцией (шумами) интенсивности света.

Технически это сделать очень просто: фотоприемники включаются в мостовую схему так, чтобы их фототоки через сопротивление нагрузки были направлены в противоположные стороны (см. рис. 7.3, а). В такой балансной (дифференциальной) схеме избыточные шумы интенсивности можно уменьшить на 2–3 порядка.

Заметим, что скомпенсировать таким образом можно только избыточные световые шумы. Дробовые шумы в двух каналах поляризационной схемы регистрации не коррелированы и тем самым не могут быть подавлены схемой вычитания фототоков.

Применение дифференциальной схемы поляриметра для измерения малых углов поворота поляризации позволяет напрямую определить φ из измеренных значений I_1 и I_2 , воспользовавшись простым выражением:

$$\varphi = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}.$$

Дополнительно понизить уровень избыточных световых шумов можно с использованием эффекта увеличения угла поворота плоскости поляризации с помощью поляризационной *брюстеровской стопы* (рис. 7.4, а).

Оптическая стопа представляет собой набор прозрачных изотропных плоскопараллельных пластинок, устанавливаемых под углом Брюстера к направлению светового луча. Напомним, что при этом от каждой пластинки отражается лишь одна поляризационная компонента луча (правда, не полностью), зато другая компонента проходит через каждую пластинку (и через всю стопу) без потерь. Таким образом, увеличивая число пластин в стопе, можно увели-

чить степень поляризации прошедшего через нее света и повысить качество стопы как поляризатора. Но в применении к увеличению угла вращения плоскости поляризации существенной оказывается как раз неидеальность стопы как поляризатора.

Теперь предположим, что плоскость поляризации падающего на стопу луча отклонена на малый угол $\Delta\varphi$ от положения, при котором наблюдается максимальное ослабление одной поляризационной компоненты. Кроме того, прохождение светового луча через стопу приводит к последовательному изменению интенсивностей двух его поляризационных компонент. В результате на выходе из стопы отношение интенсивностей этих поляризационных компонент изменится в p раз, а отношение соответствующих амплитуд изменится в $\sqrt{p}$ раз. При этом плоскость поляризации луча повернется в новое положение, а угол $\Delta\varphi$ увеличился в $\sqrt{p}$ раз (рис. 7.4,б).

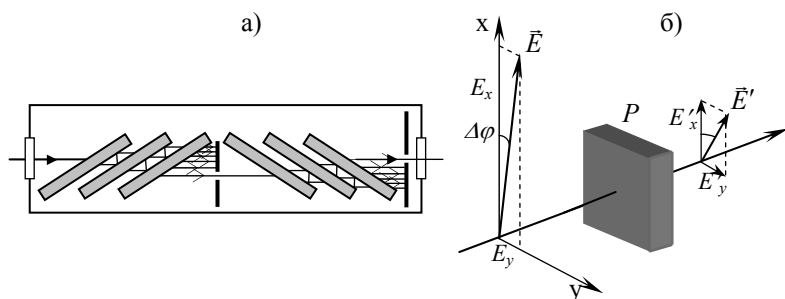


Рис. 7.4. Вариант конструкции поляризационной стопы (а) и принцип увеличения угла поворота азимута плоскости поляризации (б); плоскость поляризации поглощаемой стопой компоненты направлена вдоль оси x ;
 P – поляризационная стопа

Достоинство описанного метода состоит в том, что использование поляризационной стопы преобразует световой пучок в новый, относительно очищенный от избыточных шумов, но с тем же самым характером изменения угла плоскости поляризации. Это позволяет подавить избыточные световые шумы в $10 \div 100$ раз. Затем выходящий из стопы пучок подвергается поляриметрической обработке с помощью балансной схемы регистрации, обеспечивающей дальнейшее подавление уровня избыточных шумов.

7.3. Лазерные методы исследования магнитных полей в импульсной плазме

Оптическая схема визуализации магнитных полей в импульсной плазме очень похожа на оптическую схему теневого фотографирования. Исследуемая плазма освещается зондирующим пучком, диаметр которого определяется размером поля визуализации, и помещается между двумя скрещенными поляризаторами P_1 и P_2 , плоскости поляризации которых взаимно перпендикулярны (см. рис. 7.1). При отсутствии магнитного поля излучение полностью задерживается вторым поляризатором P_2 (анализатор).

Присутствие в плазме спонтанных магнитных полей приводит к повороту плоскости поляризации и просветлению соответствующих областей на поле визуализации. Таким образом, поляриметрические измерения дают изображения плазмы в зондирующем излучении, прошедшем через оба поляризатора. Такое изображение, зафиксированное фотографическим методом, называется *фарадееграммой*. Для корректной обработки поляриметрического изображения плазмы одновременно с фарадееграммой обычно получают также теньевую фотографию плазмы. Затем устанавливается соответствие между зондирующими лучами, прошедшими через исследуемую плазму, и сопряженными точками на поляриметрическом и теневом изображениях. Сравнивая интенсивности в каждой паре таких сопряженных точек, можно из соотношения

$$\frac{I_{\Pi}}{I_T} = \frac{k_{\Pi}}{k_T} (\sin^2 \varphi + \chi) \quad (7.10)$$

определить пространственное распределение величины φ . В формуле (7.10) используются следующие обозначения: I_{Π} и I_T – интенсивности излучения в поляриметрическом и теневом каналах соответственно, k_{Π} – коэффициент пропускания поляриметрического канала, k_T – коэффициент пропускания теневого канала, $\chi \approx 10^{-4}$ – начальное пропускание оптической системой (без плазмы) при полностью скрещенных поляризаторах.

Для определения магнитных полей, кроме величины φ , необходимо знать электронную плотность N_e , поскольку в формулу (7.3) входит произведение $B_{\parallel} \cdot N_e$. Электронная плотность измеряется обычными интерферометрическими методами (см. главу 5).

В общем случае определение магнитного поля сводится к решению системы интегральных уравнений

$$\delta(x, y) = 2\pi \cdot 4,49 \cdot 10^{-14} \lambda \int_0^L N_e dz,$$

$$\varphi(x, y) = 2,62 \cdot 10^{-17} \lambda^2 \int_0^L B_{||} N_e dz, \quad (7.11)$$

где $\delta(x, y)$ – фазовый сдвиг зондирующей волны [рад]; $\varphi(x, y)$ – угол поворота плоскости поляризации [рад], L – размер плазмы в направлении зондирования, параллельно которому направлена ось z .

Исследование спонтанных магнитных полей в импульсной плазме требует одновременной регистрации поляризметрического, теневого и интерферометрического изображений. В качестве иллюстрации на рис. 7.5 приведена схема такой диагностики для исследования спонтанных магнитных полей в импульсной плазме [11, 26].

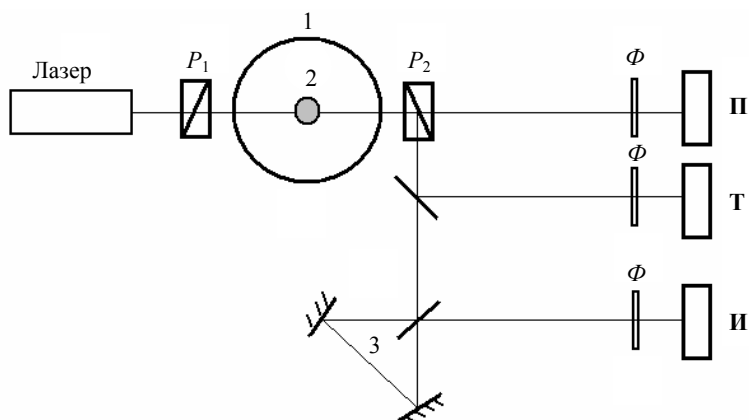


Рис. 7.5. Оптическая схема лазерной диагностики для исследования магнитных полей в лазерной плазме: П, Т, И – поляризметрический, теневого и интерферометрический каналы регистрации соответственно; $P_{1,2}$ – поляризаторы (призмы Глана-Томсона); 1 – вакуумная камера; 2 – исследуемая плазма; Φ – интерференционные фильтры; 3 – сдвиговый интерферометр

Для получения поляризованного излучения использовались призмы Глана-Томсона P_1 и P_2 со скрещенными плоскостями поля-

ризации. Часть зондирующего пучка отводилась в теневой и интерферометрический каналы через боковую грань призмы P_2 . Для упрощения рисунка на схеме не показаны оптические элементы, формирующие необходимые изображения.

Рассмотрим примеры использования эффекта Фарадея для визуализации магнитных полей в плотной импульсной плазме.

Исследование магнитных полей в лазерной плазме. Почти полвека назад Н. Г. Басов и О.Н. Крохин предложили использовать мощное лазерное излучение для нагрева плотной плазмы до термоядерных температур, положив начало одному из направлений термоядерных исследований – лазерному термоядерному синтезу (ЛТС). По программе ЛТС в начале 1980-х годов в Физическом институте им. П. Н. Лебедева была введена в эксплуатацию установка «Дельфин-1» и проведена серия экспериментов по лазерному сжатию сферических мишеней.

Лазерная 108-канальная установка «Дельфин-1» представляла собой лазер на неодимовом стекле с суммарной энергией до 1 кДж, объединяющий 6 «греющих» пучков, каждый из которых составлен из 18 усилительных каскадов. Мишень, выполненная в виде стеклянной микросферы диаметром 470 мкм с толщиной стенки 1,2 мкм, наполненная смесью D-T газа под давлением 15 атм., со всех сторон «равномерно» облучалась многоканальным лазером. Использование всех 108 каналов обеспечивало на поверхности сферической мишени плотность потока до $8 \cdot 10^{13}$ Вт/см² при длительности лазерного импульса ≈ 2 нс. В результате взаимодействия греющего излучения с поверхностью мишени образовывался слой горячей плазмы (плазменная корона).

Регистрация спонтанных магнитных полей проводилась методом фарадеевского вращения плоскости поляризации зондирующего пучка. Диагностический комплекс включал поляриметрический, теневой и интерферометрический каналы регистрации. Зондирование осуществлялось на второй и третьей гармониках греющего импульса. Для формирования зондирующих пучков использовалось частотное преобразование в KDP-кристалле части излучения одного из 108 лазерных каналов. У поверхности мишени угол поворота плоскости поляризации составил $\varphi \approx 1^\circ$, плотность плазмы

$N_e \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Этим значениям соответствует поле $B_{min} \sim 240 \text{ кГс}$. Согласно теоретическим расчетам, на расстоянии $\sim 100 \text{ мкм}$ от облучаемой поверхности могут генерироваться и более сильные поля со значением $B \sim 1 \text{ МГс}$.

В экспериментах по облучению мишеней была обнаружена неоднородная пространственная структура магнитного поля, обусловленная градиентами плотности ∇n_e и температуры ∇T_e , направленными соответственно вдоль радиуса и поверхности мишени. Температурные градиенты, возникающие в результате неравномерного облучения мишени, приводят к чередованию максимумов и минимумов магнитного поля вдоль поверхности плазменной короны.

Корректное восстановление магнитного поля в плазменной короне затрудняют следующие факторы:

- сильная рефракция вблизи критической плотности для греющего лазерного импульса;
- интенсивное собственное излучение плазмы;
- сложное пространственное распределение плотности электронов;
- наличие больших градиентов плотности на пути распространения зондирующего луча.

Повышение достоверности результатов поляриметрических измерений спонтанных магнитных полей в плотной плазме достигается различными способами.

1. Переход от зондирования на длине волны $\lambda = 530 \text{ нм}$ (вторая гармоника Nd:YAG лазера) к зондированию на длине волны $\lambda = 633 \text{ нм}$ позволяет более эффективно защититься от интенсивного излучения плазмы, что уменьшает фоновую засветку изображений в поляриметрическом, теневом и интерферометрических каналах. Излучение с длиной волны 633 нм получается в результате нелинейного преобразования (комбинационного рассеяния), при прохождении излучения второй гармоники «греющего» Nd:YAG лазера через кювету с этанолом.

2. В поляриметрическом канале для повышения чувствительности измерений и определения направлений вращения плоскости поляризации между осями поляризатора и анализатора устанавливался угол $\varphi < 90^\circ$. В отсутствии плазмы на пути зондирующего

пучка, а следовательно и в отсутствии поворота плоскости поляризации, на регистрирующей пленке создается небольшое равномерное почернение, играющее роль начальной точки отсчета.

3. Наряду с развитием диагностических методик широко используется компьютерное моделирование. С помощью программных кодов и результатов интерферометрических измерений рассчитываются профили электронной плотности в плазменной короне и рефракция лучей при прохождении зондирующего пучка через плазму (методы численной обработки интерферограмм и восстановления локальных значений электронной плотности плазмы рассмотрены ниже в главе 8). Полученные данные учитываются при вычислении напряженности магнитного поля по измеренным значениям угла поворота плоскости поляризации.

Измерение магнитных полей в импульсной плазме Z-пинчей. Сильноточные импульсные Z-пинчевые разряды являются источниками мощного электромагнитного излучения и охватывают диапазон от жесткого вакуумного ультрафиолета (EUV) до жесткого рентгеновского излучения. Используются разряды различного типа: классический Z-пинч, плазменный фокус, низкоиндуктивная вакуумная искра, проволочные сборки (взрывающиеся проволочки). Эти разряды достаточно сильно отличаются друг от друга геометрией электродов, энергетикой, температурой и плотностью плазмы, излучательными характеристиками. Их объединяет общий принцип – получение стадии сжатия, в которой генерируются сильные магнитные поля, формируются потоки заряженных частиц и электромагнитного излучения.

Использование методов поляриметрии в диагностике Z-пинчевых разрядов рассмотрим на примере низкоиндуктивной вакуумной искры [26] с током разряда 120 кА и временем нарастания 0,6 мкс. Плазма разряда зондировалась излучением рубинового лазера с энергией $W = 0,1$ Дж в импульсе длительностью 1 нс.

Оптическая схема лазерной диагностики построена аналогично схеме, изображенной на рис. 7.5, и также имеет интерферометрический, поляриметрический и теневой каналы регистрации. Однако в интерферометрическом канале вместо сдвигового интерферометра применен интерферометр Маха-Цендера. Часть излучения измерительного плеча интерферометра использовалась для получения те-

неграмм разряда. В поляризметрическом канале применены призмы Глана. Они разводились (т.е. поворачивались) на 0,5 угл. град. относительно скрещенного положения, поэтому в поляризметрический канал попадало менее 10^{-4} от полной энергии пучка.

На рис. 7.6 представлены тенеграмма, фарадееграммa и интерферограмма плазмы вблизи максимума тока разряда.

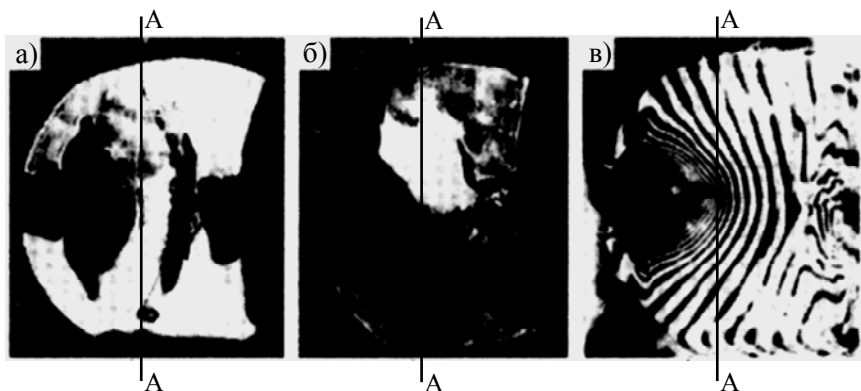


Рис. 7.6. Тенеграмма (а), фарадееграммa (б) и интерферограмма (в) разряда в низкоиндуктивной вакуумной искре. Все изображения зарегистрированы одновременно. Диаметр окна 14 мм [26]

Измеряя разность плотности почернения фотопленки на фарадееграмме и тенеграмме, можно определить углы поворота плоскости

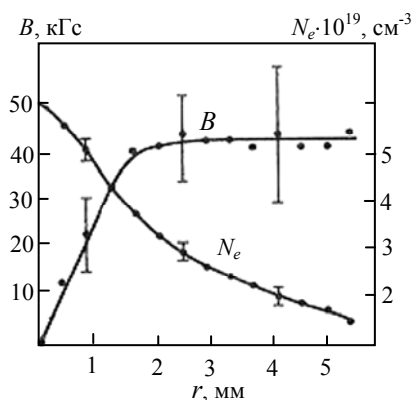


Рис. 7.7. Распределение электронной плотности и магнитного поля по оси разрядного промежутка (сечение А–А, рис. 7.6)

поляризации зондирующего излучения в каждой точке изображения межэлектродного промежутка. По интерферограмме рассчитывается электронная плотность, а затем восстанавливается пространственное распределение магнитного поля. На рис. 7.7. приведены распределения электронной плотности и напряженности магнитного поля

по оси разрядного промежутка в низкоиндуктивной вакуумной камере для сечения А – А (рис. 7.6).

7.4. Измерения магнитных полей на установках типа токамак

На крупномасштабных установках типа токамак поляризационные каналы измерений входят в состав диагностического комплекса гетеродинный интерферометр – поляриметр. В токамаках обычно зондирование осуществляется вдоль одной из вертикальных хорд и измеряется величина проекции полоидального магнитного поля $B_{p||}$ на направление зондирования (рис. 7.8). При известном

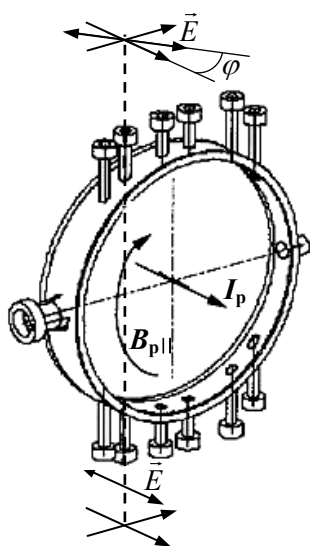


Рис. 7.8. Поворот плоскости поляризации зондирующего излучения в токамаке

радиальном распределении электронной плотности профиль $B_{p||}(r)$ восстанавливается по данным многохордовых измерений с привлечением алгоритмов на основе преобразования Абеля (см. главу 8). В качестве примера рассмотрим принцип работы поляриметра, который используется в составе двухволнового интерферометра-поляриметра на установке JT-60U (Япония). Для поляризационного анализа прошедшего через плазму зондирующего излучения CO_2 лазера применен полутеневого метод (рис. 7.7). Линейно поляризованное излучение последовательно проходит через модуляторы поляризации M_1 и M_2 , установленные

под углом 45° и 0° к исходной поляризации. В качестве M_1 и M_2 могут использоваться электрооптические модуляторы или модуляторы на основе эффекта фотоупругости (*PEM – photoelastic modulator*) [48]. Излучение регистрируется фотодетектором, уста-

новленным за поляризатором P , ориентированным под углом $22,5^\circ$ к исходной поляризации.

Чтобы описать преобразование поляризации излучения в такой оптической системе, воспользуемся методами матричной оптики [49]. Для описания параметров излучения (интенсивность и поляризация) используется 4 компонентный вектор – столбец (вектора Стокса). При распространении излучения через оптические элементы его интенсивность и поляризация могут изменяться. В этом случае оптическому элементу ставится в соответствие матрица 4×4 , называемая матрицей Мюллера.

На выходе из плазменной камеры плоскость поляризации зондирующего излучения поворачивается на угол φ , и соответственно

вектор Стокса запишется в виде $\vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ \sin 2\varphi \\ 0 \end{pmatrix}$. Модуляторы M_1 и M_2

модулируют состояние поляризации с частотой 37 и 50 кГц (рис. 7.9). Преобразование начального вектора Стокса $\vec{S}_0$ всей оптической системой описывается как последовательное умножение этого вектора на матрицы Мюллера соответствующих элементов оптической схемы. Вектор Стокса излучения, прошедшего через оптическую систему, будет равен

$$\vec{S}' = (P(22,5^\circ) M_2(0^\circ) M_1(45^\circ)) \vec{S}, \quad (7.12)$$

где матрицы P , $M_{1,2}$ являются матрицами поляризатора и модуляторов. Матрицы поляризатора и модуляторов известны и определяются следующими соотношениями:

$$M(45^\circ) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta_1 & 0 & -\sin \delta_1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \delta_1 & 0 & \cos \delta_1 \end{pmatrix}, \quad M(0^\circ) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta_2 & \sin \delta_2 \\ 0 & 0 & -\sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{pmatrix},$$

$$P(22,5^\circ) = \begin{pmatrix} 1 & \sqrt{2}/2 & \sqrt{2}/2 & 0 \\ \sqrt{2}/2 & 1/2 & 1/2 & 0 \\ \sqrt{2}/2 & 1/2 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где $\delta_{1,2} = \delta_{1,2}^0 \cos f_{1,2}t$ – фазовые задержки в модуляторах, $f_{1,2}$ – частоты, а $\delta_{1,2}^0$ – амплитуды модуляции.

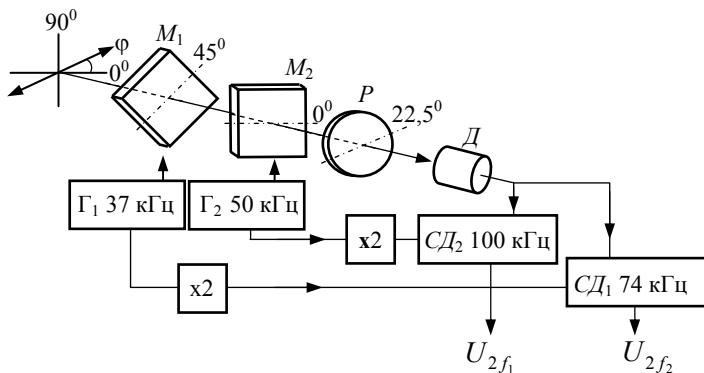


Рис. 7.9. Принципиальная схема оптического блока поляриметра и системы детектирования и обработки сигналов

Интенсивность излучения, регистрируемая фотоприемником D , записывается в виде

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left(1 + \frac{\sqrt{2}}{2} \cos 2\varphi \cdot \cos \delta_1 + \frac{\sqrt{2}}{2} \sin 2\varphi \cdot \cos \delta_2 + \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{2}}{2} \cos 2\varphi \cdot \sin \delta_1 \cdot \sin \delta_2 \right), \quad (7.13)$$

где I_0 – интенсивность излучения на входе в модулятор M_1 . Электрический сигнал с фотодетектора представляет собой набор спектральных гармоник, соответствующих разложению функций $\cos(\delta_{1,2}^0 \cos ft)$ и $\sin(\delta_{1,2}^0 \cos ft)$ в ряд Фурье,

$$\cos \delta_{1,2} = J_0(\delta_{01,2}) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(\delta_{01,2}) \cos(2nf_{1,2}t)$$

$$\sin \delta_{1,2} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+1} J_{2n+1}(\delta_{01,2}) \cos((2n+1)f_{1,2}t),$$

где $J_n(x)$ – функция Бесселя n -го порядка.

Для выделения из электрического сигнала с фотодетектора одной из спектральных компонент используются синхронные детек-

торы (*Lock-in Amplifier*) CD_1 и CD_2 . В синхронном детекторе применяется метод фазо-чувствительного синхронного детектирования на частоте опорного сигнала. В основе метода лежит простое перемножение гармонических сигналов. Один из них опорный

$$U_{ref} = A_{ref} \sin(f_{ref}t + \phi_{ref}),$$

а другой – входной сигнал, который можно записать как

$$U_{sig} = A_{sig} \sin(f_{sig}t + \phi_{sig}).$$

В результате перемножения на выходе получим два сигнала – на суммарной $(f_{sig} + f_{ref})$ и разностной $(f_{sig} - f_{ref})$ частотах:

$$U_{out} = U_{ref} \cdot U_{sig} = \frac{1}{2} A_{ref} A_{sig} \{ \cos[(f_{ref} - f_{sig})t + \phi_{sig} - \phi_{ref}] - \cos[(f_{ref} + f_{sig})t + \phi_{sig} + \phi_{ref}] \}. \quad (7.14)$$

При совпадении частоты опорного и детектируемого сигналов ($f_{ref} = f_{sig}$) получается сигнал на двойной частоте $2f_{ref}$, а также сигнал постоянного тока с амплитудой

$$U_{out} = \frac{1}{2} A_{ref} A_{sig} \cos(\phi_{sig} - \phi_{ref}). \quad (7.15)$$

Если отфильтровать сигнал на двойной частоте, то останется только сигнал постоянного тока. Как видно из выражения, амплитуда этого сигнала пропорциональна амплитуде входного сигнала и косинусу смещения по фазе относительно опорного сигнала.

Настройка модулей CD_1 и CD_2 на детектирование сигналов на удвоенных частотах $2f_1$ и $2f_2$ относительно частот f_1 и f_2 опорных сигналов (см. рис. 7.9) позволяет получить выходные сигналы вида

$$U_{2f_1} = \frac{\sqrt{2}}{2} \cos 2\varphi(-J_2(\delta_1^0)), \quad U_{2f_2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \sin 2\varphi(-J_2(\delta_2^0)),$$

где $J_2(x)$ – функция Бесселя 2-го порядка. Соответственно, угол поворота плоскости поляризации определяется из простого алгебраического выражения:

$$\varphi = \frac{1}{2} \arctg \frac{U_{2f_2}}{U_{2f_1}}.$$

Применение этой методики позволяет получить для CO_2 лазера точность измерения величины φ на уровне 0,01 угл. град.

Глава 8

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Во многих экспериментах по физике плазмы для исследования плазменных образований применяются диагностики, основанные на измерении интегральных параметров плазмы вдоль линии наблюдения. Измеряемой величиной может быть:

- интенсивность излучения в случае эмиссионной спектроскопии;
- оптическая толщина при абсорбционных измерениях;
- поворот плоскости поляризации зондирующего излучения в магнитоактивной плазме;
- сдвиг интерференционных полос при интерферометрических исследованиях;
- изменение зарядового состава пучка частиц в активной корпускулярной диагностике.

Так или иначе, измеренные значения соответствуют одному или нескольким интегральным параметрам плазмы вдоль линии наблюдения.

Рассмотрим нахождение распределения локальных характеристик из измеренных интегральных применительно к оптической интерферометрии плазмы⁷. Задача оптической интерферометрии в диагностике плазмы – отыскание функции распределения электронной концентрации $N_e = f(x, y, z)$. Измеряемой величиной является набег фазы световой волны $\delta(x, y)$, суммируемой вдоль направления распространения лучей z . Разность длин оптических путей электромагнитных волн в плазме определяется выражением

$$\Delta(n\ell(x, y)) = \int_{z_1}^{z_2} [n(x, y, z) - n_0] dz \quad (8.1)$$

(см. 5.7), которое, в общем виде, не имеет однозначного решения, но для многих практически важных задач физики плазмы допустимы упрощающие предположения, при которых решение возможно. Так, в частности, если априорно известно, что распределение элек-

⁷ Методы расчета локальных значений, описанные ниже, носят общий характер и используются для обработки результатов измерений широкого класса диагностик, включая эмиссионные, корпускулярные и пр.

тронной плотности имеет аксиальную симметрию по сечению плазмы $N_e = f(r)$ (рис. 8.1), то в этом случае величину $u(x) = \Delta(n\ell(x))$ можно записать в виде

$$u(x) = -2K\lambda \int_x^R \frac{N_e(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (8.2)$$

где x – прицельный параметр зондирующего луча, R – внешняя граница плазмы, $K = -e^2 / 2\pi mc^2 = -4,49 \cdot 10^{14}$ Ом. Выражение (8.2) – интегральное уравнение Абеля, решение которого

$$N_e(r) = \frac{1}{K\pi\lambda} \int_x^R \frac{u'(x) dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \quad (8.3)$$

хорошо известно⁸. В силу того, что уравнение Абеля встречается как первое приближение к описанию физических явлений самой разнообразной природы, литература по методам его инверсии весьма обширна (эти методы развиваются уже более ста лет).

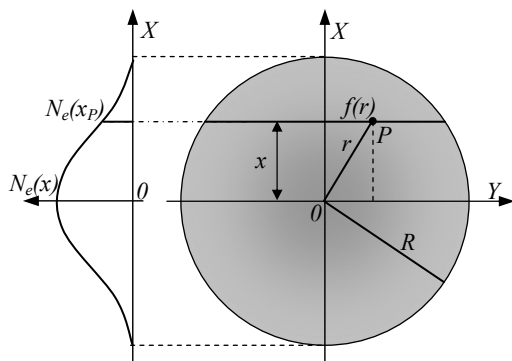


Рис. 8.1. Поперечное сечение плазменного объекта с цилиндрической симметрией относительно оси Z

Присутствие в формуле (8.3) производной измеряемой функции может приводить к большой потере точности и поэтому требует оценки возможной погрешности [17, 18]. Погрешность возникает по двум причинам: из-за неточности измерения $u(x)$ и погрешности метода вычисления интеграла.

⁸ В наиболее сложном случае объектов произвольной формы необходимо просвечивать плазму в разных направлениях. В настоящее время разработаны алгоритмы компьютерной, в том числе и оптической томографии [19], позволяющие обрабатывать результаты таких многоракурсных измерений и восстанавливать локальные параметры несимметричных плазменных объектов [20].

Существует несколько способов численного определения N_e по уравнениям (8.2) и (8.3). Первая группа методик, основанная на аппроксимации определяемой функции, исторически появилась раньше других [21] и заключается в следующем. Поперечное сечение плазмы разбивается на ряд кольцевых зон $0 \leq r_0 < r_1 < \dots < r_n = R$, а функция $N_e(r)$ аппроксимируется внутри каждой зоны постоянным линейным или параболическим полиномом. В результате интеграл в уравнении (8.2) разбивается на сумму интегралов, в которых усредненное значение искомой функции выносится за знак интеграла. Каждый из интегралов решается аналитически и входит в сумму в виде известного коэффициента. Затем решается система линейных уравнений относительно $N_{e,i}(r_i)$.

Для небольшого числа хорд зондирования (<10) в качестве метода численного решения уравнения Абеля может быть использован простой и наглядный метод Пирса, который заключается в следующем. Сечение плазменного образования разбивается на кольцевые зоны равной ширины (рис. 8.2). Распределение $N_e(r)$ аппроксимируется ступенчатой функцией, т.е. считается, что в каждом кольце, ограниченном окружностями радиусами r_i и r_{i-1} , величина $N_k = \text{const}$. Из-за наличия симметрии можно рассматривать половину сечения. При этом $r_i - r_{i-1} = r/m$, где m – число кольцевых зон. Хорды проведенные параллельно оси Y , разбивают сечение на полосы равной ширины. Каждому кольцу от 1 до m приписывается индекс « i », а каждой полосе от 1 до m – индекс j . Толщина слоя плазмы в направлении оси z принимается равной единице.

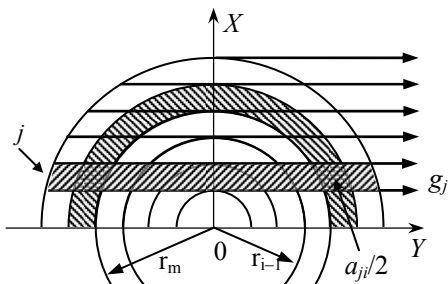


Рис. 8.2. Иллюстрация, поясняющая метод разбиения на зоны в методе Пирса

В измеренное значение g_j вносят вклад значения N_k от N_j до N_m с некоторыми коэффициентами a_{ji} . Нетрудно видеть, что a_{ji} – не что иное, как сумма двух одинаковых элементов площади сечения, об-

разованных пересечением i -го кольца и j -полосы. Таким образом, величина g_j есть сумма

$$g_j = \sum_{i=1}^m a_{ij} N_i,$$

где g_j – значение в середине j -полосы. Задача нахождения $N_e(r)$ сводится к нахождению N_k , т.е. к решению линейных алгебраических уравнений вида:

[illegible]

или в матричной форме $\hat{A}\vec{N} = \vec{g}$.

Широкое распространение получили также методы расчета, основанные на преобразовании интеграла Абеля к виду (8.3). Объясняется это тем, что экспериментальная функция $u(x)$ более гладкая, чем функция распределения концентрации электронов плазмы. Поэтому введение приближенной аппроксимации в эту функцию приводит к меньшим ошибкам, чем при аппроксимации определяемой функции. В методиках этой группы также часто производится разбиение на кольцевые зоны и заранее рассчитываются таблицы коэффициентов в зависимости от выбранной степени аппроксимирующего полинома.

Существенное влияние на точность обработки в обеих группах методик оказывает выбор числа зон разбиения n . При малом числе зон разбиения ошибка высока, особенно вблизи областей, где кривизна экспериментальной функции значительна. При увеличении же числа зон возрастает трудоемкость расчета, так как число слагаемых в системе уравнений увеличивается в n^2 раз.

Кроме того, разбиение на зоны с постоянным шагом $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$ приводит к уменьшению точности расчета по мере приближения к оси симметрии, что является общим недостатком подобных методов численного определения N_e по уравнениям (8.2) и (8.3).

Более эффективной методикой обработки интерферограмм является аппроксимация функции $u(x)$ или $N_e(r)$ полиномом сразу на всем исследуемом интервале $[r_0, R]$. В большинстве предложенных методов обработки либо искомая функция $N_e(r)$ разлагается в ряд

Фурье по ортогональным функциям $f_j(r)$, и с помощью (8.2) после решения алгебраической системы находятся коэффициенты разложения c_j , либо аналогичному разложению подвергается экспериментальная функция $u(x)$, и полученное аналитическое аппроксимационное выражение подставляется в интеграл (8.3). При этом в обоих методах коэффициенты разложения обычно находятся по методу наименьших квадратов, что позволяет сгладить влияние случайных экспериментальных ошибок и улучшить таким образом точность восстановления локальных значений электронной плотности плазмы.

Следует отметить, что не существует однозначного критерия относительно выбора того или иного метода восстановления профиля $N_e(r)$, поскольку в каждом частном случае он зависит от имеющейся априорной информации. Успех восстановления профиля электронной плотности в плазме зависит от метода получения экспериментальных данных и алгоритмов их обработки. На сегодняшний день разработаны и успешно применяются различные прикладные программы, позволяющие проводить цифровую обработку экспериментальных данных и восстанавливать локальные значения $N_e(r)$ (см., например [22]).

Глава 9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО РАССЕЯНИЮ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотренные нами лазерные методы диагностики, несмотря на их разнообразие, объединяет то, что информация, получаемая в ходе измерений, носит интегральный характер по направлению распространения зондирующего излучения в плазме. Для получения информации о локальных параметрах плазмы необходимо, используя предположения *a priori* о характере пространственного распределения исследуемого параметра плазмы, воспользоваться той или иной моделью для решения некорректной задачи.

Использование рассеянного лазерного излучения, наблюдаемого под определенным углом θ к направлению зондирования (рис. 9.1) позволит получить локальную информацию о плазме. Размеры объема, из которого регистрируется рассеянное излучение и по которому производится усреднение исследуемых параметров, зависят от величины поперечного сечения зондирующего луча dS и телесного угла наблюдения $d\Omega$. Характер информации, которую можно получить при исследовании рассеянного излучения, зависит от типа наблюдаемого рассеяния.

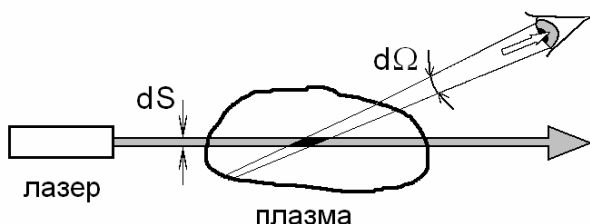


Рис. 9.1. Наблюдение рассеяния света

Уже более ста лет рассеяние света в среде используется для анализа вещества в твердом, жидком и газообразном состоянии. Кратко рассмотрим те виды рассеяния, которые нашли применение в диагностике плазмы. Физически наглядное представление процесса рассеяния света можно проводить как с позиций классической физики колебаний, так и квантовой теории. Пригодность того или иного подхода зависит от вида рассеяния.

Рэлеевское рассеяние – рассеяние света на частицах, неоднородностях или других объектах, размеры которых меньше длины волны падающего излучения. Такое рассеяние происходит без изменения длины волны и его называют «упругим», поскольку энергия от электромагнитной волны рассеивающему объекту не передается. Это рассеяние названо по имени британского ученого Джона Уильяма Стретта (Strutt), который от отца по наследству получил титул лорда Рэля (Rayleigh).

Немецкий физик Густав Адольф Ми (Mie) разработал (1908 г.) теорию рассеяния света маленькими диэлектрическими сферами (рассеяние Ми) для случая, когда их диаметр больше длины волны падающего излучения. В оптическом диапазоне длин волн при рассеянии на атомах и молекулах применимо приближение Рэля.

В 1871 г. им была выведена формула (9.1) для сечения рассеяния σ_R электромагнитной волны с частотой ν_i на осцилляторе массы m , с зарядом q и собственной частотой колебаний ν_0 :

$$\sigma_R = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{q^2}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{\nu_i}{\nu_0} \right)^4. \quad (9.1)$$

Индикатриса направленности рассеянного излучения зависит от поляризации падающего (рис. 9.2). В частности, рассеяние становится невозможным перпендикулярно направлению зондирования для линейно поляризованной волны, плоскость поляризации которой совпадает с плоскостью, в которой находятся волновые вектора падающей и рассеянной волн.

Сам процесс рассеяния можно представить как воздействие падающей волны на связанные электроны, которые находятся на

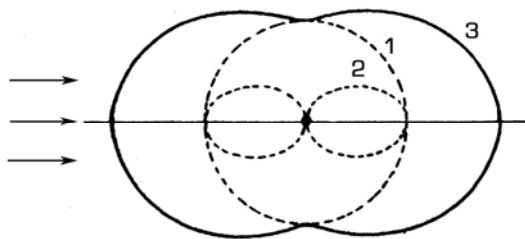


Рис. 9.2. Индикатриса рэлеевского рассеяния, когда падающее излучение:
1 – поляризовано перпендикулярно плоскости чертежа; 2 – поляризовано в плоскости чертежа; 3 – неполяризовано

внешних оболочках атомов. В поле электромагнитной волны они начинают вынужденно колебаться и переизлучают электромагнитную энергию на частоте $\nu_s = \nu_i$. При этом их собственная частота существенно превышает частоту рассеиваемой волны $\nu_0 \gg \nu_i$.

При равенстве $\nu_0 = \nu_i$ наступает резонанс. Сечение такого процесса резко возрастает, достигая в резонансе очень больших значений $\sigma \approx \nu_i^{-2}$. В этом случае описание рассматриваемого процесса удобнее проводить на основе квантовых представлений. Можно сказать, что энергия фотона падающего излучения равна, например, разности энергий уровней n и m атома $h\nu_i = E_n - E_m$. С исходного уровня m атом переходит в возбужденное состояние n , а затем может вернуться в состояние m либо на уровень k (рис. 9.3) с

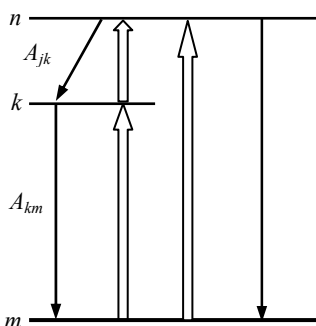


Рис. 9.3. Возможные переходы при резонансной флуоресценции

высвечиванием кванта света с энергией соответствующей переходу сверху вниз ($h\nu_{nm}$ или $h\nu_{nk}$).

Этот процесс, который можно также отнести к рассеянию, получил название **резонансной флуоресценции**. В 1905 г. это явление в парах Na наблюдал и правильно интерпретировал с классических позиций американский физик-экспериментатор Роберт Уильямс Вуд (Wood).

В диагностике плазмы резонансная флуоресценция нашла широкое применение при определении компонентного состава в периферийной зоне термоядерных установок, при исследовании низкотемпературной плазмы в плазмохимических реакторах и др. При этом разработано большое количество вариантов использования переходов между квантовыми состояниями, но предпочтительными остаются те, в которых длина волны сигнала флуоресценции отлична от λ_i , так как в этом случае уменьшается влияние паразитного рассеяния. Типичный эксперимент с применением резонансной флуоресценции – определение концентрации нейтралов n_a в плазме с электронной плотностью n_e , когда выполняется условие $n_e \gg n_a$.

По технике регистрации и получаемой информации резонансная флуоресценция близка **комбинационному рассеянию** – рассеянию оптического излучения на молекулах вещества (в любом фазовом состоянии), сопровождающемуся заметным изменением его частоты и внутреннего состояния рассеивающей частицы. В отличие от рэлеевского рассеяния в спектре комбинационного рассеянного излучения появляются спектральные линии, которых нет в возбуждающем свете. Количество и расположение этих линий определяется строением молекул вещества.

Об этом виде рассеяния было впервые сообщено 21.02.1928 г. в МГУ советскими учеными Г.С. Ландсбергом и Л.И. Мандельштамом, и ими оно было названо комбинационным. Всего неделей позднее комбинационное рассеяние наблюдали индийские ученые Ч.В. Раман и К.С. Кришнан. В 1930 г. Нобелевская премия была присуждена только Чандрасекара Венката Раману (Raman), и с тех пор комбинационное рассеяние света в иностранной литературе носит название «рамановское».

В спектре рассеяния симметрично относительно центральной линии $\nu_{s0} = \nu_i$, появляются линии-спутники. При этом линии, смещённые в длинноволновую сторону относительно первоначальной, называются **стоксовыми**, а смещённые в коротковолновую – **антистоксовыми**. Интенсивность последних значительно ниже, но с увеличением температуры она быстро увеличивается.

Комбинационное рассеяние имеет чисто квантовую природу, и для объяснения процесса образования стоксовых и антистоксовых линий вводится виртуальный (или промежуточный) уровень q . При этом «путь» mqn приводит к появлению стоксовых линий, а nqt – антистоксовых (рис. 9.4).

Как резонансная флуоресценция, так и комбинационное рассеяние стали активно применяться в диагностике плазмы после появления лазеров на красителях с перестраиваемой длиной волны излучения. В работе Раздобарин Г.Т. и др., Письма в ЖТФ, 1999, т. 25, вып.18 для иссле-

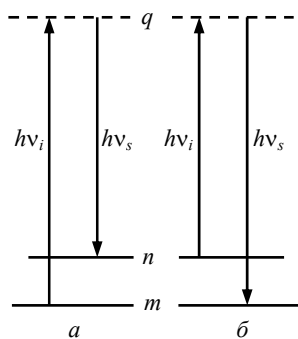


Рис. 9.4. Появление стоксовой (а) и антистоксовой (б) линий в комбинационном рассеянии

дования аргоновой плазмы при атмосферном давлении использовались обе методики. На рис. 9.5 приведены упрощенная схема переходов и зарегистрированные сигналы комбинационного рассеяния 1 и резонансной флуоресценции 2.

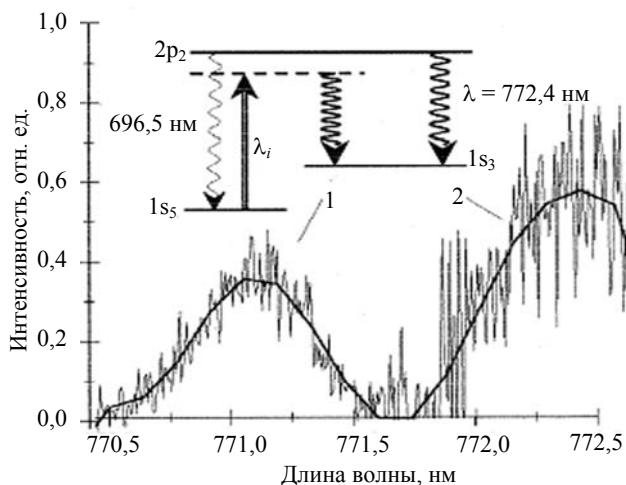


Рис. 9.5. Сравнение сигналов комбинационного рассеяния 1 и резонансной флуоресценции 2

Особенностью применения комбинационного рассеяния в данном случае было применение частоты лазерного зондирования вблизи оптического резонанса, соответствующего линии поглощения Ar . Отстройка составляла $\approx 10 \text{ \AA}$. Благодаря отстройке отсутствует фон собственного излучения плазмы на линии оптического перехода – основная помеха для диагностики плазмы методом резонансной флуоресценции. Комбинационное рассеяние оказалось более гибким инструментом и его применение для диагностики плазмы более предпочтительно.

Комбинационное рассеяние на молекулах оказалось еще богаче чем на атомах, поскольку, кроме электронных уровней, в молекулах имеется большое число колебательно-вращательных (см. рис. 2.4).

Рассмотренные виды рассеяния дают возможность получить информацию об атомах, молекулах, ионах. Для определения параметров электронной составляющей плазмы (концентрации N_e и

температуры T_e) в диагностике плазмы используют рассеяние на свободных электронах – **томсоновское рассеяние**, названное в честь известного английского ученого Джозефа Джона Томсона (Thomson), который открыл электрон и рассмотрел поведение заряженной частицы в поле электромагнитной волны. Такое рассмотрение так же, как и для рэлеевского рассеяния, удобно проводить в рамках волновой теории излучения (называемой классической). Под действием переменного электрического поля волны E_i электрон колеблется с частотой волны ω_i , испытывая переменное ускорение. Движущийся с ускорением заряд излучает. Энергия черпается из падающей волны и переизлучается на той же частоте $\omega_s = \omega_i$ во всех направлениях с индикатрисой, подобной рэлеевской (см. рис. 9.2).

Но рассеяние лазерного излучения может происходить не только на отдельных частицах (в частности на свободных электронах), но и на периодических флуктуациях плотности плазмы, которые могут иметь различную природу.

Критерием, определяющим характер рассеяния, является параметр Солпитера (Salpeter) α :

$$\alpha = (k \cdot r_D)^{-1} \approx [2k_i r_D \sin(\theta/2)]^{-1}. \quad (9.2)$$

Здесь r_D – радиус Дебая, θ – угол между направлением зондирования и направлением наблюдения, k_i и k – соответственно, модули волнового вектора падающего излучения и вектора рассеяния, который является разницей волновых векторов падающего и рассеянного излучений $\vec{k} \equiv \vec{k}_s - \vec{k}_i$ (рис. 9.6).

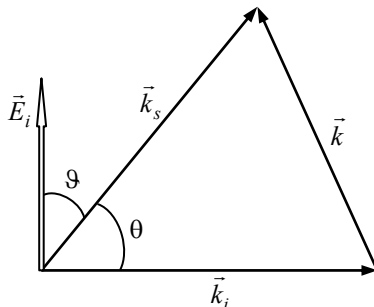


Рис. 9.6. Схема рассеяния Томсона

После подстановки в (9.2) выражения для дебаевского радиуса и учитывая, что $k_i = 2\pi/\lambda_i$ для плоской волны, получаем рабочую формулу для расчета значения параметра Солпитера:

$$\alpha = 1,58 \cdot 10^{-13} \lambda_i \sqrt{\frac{N_e}{T_e \cdot (1 - \cos \theta)}}, \quad (9.3)$$

где $[\lambda_i] = \text{нм}$; $[N_e] = \text{см}^{-3}$; $[T_e] = \text{эВ}$.

Если $\alpha \ll 1$, рассеяние происходит на отдельных, независимо движущихся электронах, и, таким образом, томсоновское рассеянное излучение не является когерентным. При $\alpha \geq 1$, рассеяние происходит на крупномасштабных колебаниях плотности, которые могут носить не только турбулентный характер, так как и в «невозмущенной» плазме существуют характерные типы колебаний (ленгмюровские, ионно- и магнитозвуковые, альфвеновские и др.).

При рассмотрении рассеяния линейнополяризованной электромагнитной волны на свободном электроне (рис. 9.6) электрическое поле падающей волны $\vec{E}_i$ вызывает колебания электрона с частотой ω_i . Излучение носит дипольный характер, при этом дифференциальное эффективное сечение рассеяния определяется выражением:

$$d\sigma / d\Omega = r_0^2 \sin^2 \vartheta. \quad (9.4)$$

Здесь r_0 — классический радиус электрона, равный $2,8 \cdot 10^{-13}$ см.

Из (9.4) следует, что направление поляризации зондирующего излучения следует выбирать нормальным по отношению к плоскости, в которой лежат вектора k_i и k_s .

Полное эффективное томсоновское сечение для электрона достаточно мало и равно: $\sigma_T = (8\pi/3)r_0^2 = 0,665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. А это означает, что в качестве источника излучения необходимо применять мощные импульсные лазеры, но так, чтобы не воздействовать на параметры плазмы.

В термализованной плазме отдельно-взятые электроны различаются направлением и величиной скорости движения v_e , поэтому за счет эффекта Допплера частота рассеянного излучения ω_s сдвинута относительно ω_i на величину $\Delta\omega$, которая определяется проекцией вектора скорости электрона $\vec{v}_e$ на вектор рассеяния $\vec{k}$, и равна:

$$\Delta\omega = \omega_s - \omega_i = \vec{k}\vec{v}_e \quad (9.5)$$

В этом случае, если температура электронов недостаточно велика ($T_e < 1$ кэВ) и скорости не достигают релятивистских значений, спектр рассеяния описывается гауссовой кривой с полушириной (шириной на полувысоте) $\Delta\lambda_{1/2} \sim \lambda_i(T_e)^{1/2} \cdot \sin(\theta/2)$. Таким образом,

из частотных измерений, точность которых выше амплитудных, можно определить электронную температуру плазмы.

Для больших значений температуры ($T_e \geq 1,5$ кэВ) релятивистские спектры рассеяния будут отличаться от гауссовой кривой, а их $\max$ сдвинуты в коротковолновую область спектра (рис. 9.7).

Из (9.5) также ясно, что томсоновское лазерное рассеяние можно использовать и для определения выделенных по направлению макроскопических скоростей электронов $\vec{V}_e$ (скорость пучка, токовая скорость электронов, скорость вращения плазменного шнура). В этом случае $\max$ спектра рассеяния ω_s сдвинется влево или вправо относительно $\max$ спектра зондирующего излучения ω_i на $(\vec{k}, \vec{V}_e)$.

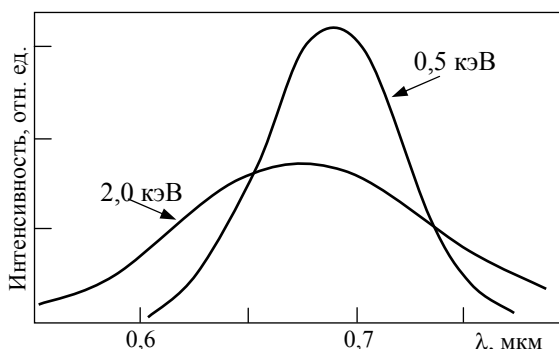


Рис. 9.7. Спектры томсоновского рассеяния для различных температур

Очевидно, что и электронную концентрацию N_e можно определить по томсоновскому рассеянию. Мощность, рассеиваемая свободными электронами из единичного объема плазмы в телесный угол $d\Omega$ равна: $I_e = \sigma_T \cdot N_e \cdot I_0 \cdot d\Omega / dS$. Как нетрудно видеть из этой формулы, основная трудность в определении N_e – в малом значении I_e , как по абсолютной величине, так и по отношению к интенсивности падающего излучения I_0 . Обычно в практике эксперимента производится калибровка по *рэлеевскому* рассеянию: в той же геометрии, но на изученном газе, регистрируется интенсивность рассеянного излучения I_R . Затем, используя известное отношение сечений σ_T / σ_R , находят абсолютную величину I_e .

При наличии в плазме магнитного поля B спектр рассеяния на

свободных электронах может измениться. Это зависит от величины угла ψ между вектором рассеяния $\vec{k}$ и нормалью к направлению поля $\vec{B}$. Для фиксированных значений $\vec{B}$ и T_e гауссов спектр (рис. 9.7) модулируется при $\psi \rightarrow 0$. Глубина модуляции тем больше, чем меньше значение угла ψ . В частотном выражении расстояние между модуляционными максимумами равно электронной циклотронной частоте ω_{ce} (рис. 9.8), а ширина пика величине $kv_e \sin \psi$. Поэтому критерием возможности получения модуляционной структуры является параметр $\alpha_{ce} = \omega_{ce}/(kv_e \sin \psi)$. Различить отдельные пики в спектре можно, начиная со значения $\alpha_{ce} \approx 2$. Таким образом, величину B можно найти по расстоянию между отдельными циклотронными пиками, а направление поля $\vec{B}$ – при изменении направлений наблюдения и зондирования, так чтобы регистрировалась максимальная модуляция спектра. В условиях реального эксперимента при ограниченном количестве диагностических окон для ввода и вывода излучения такая процедура представляется трудновыполнимой. Поэтому широкого применения эта методика не нашла.

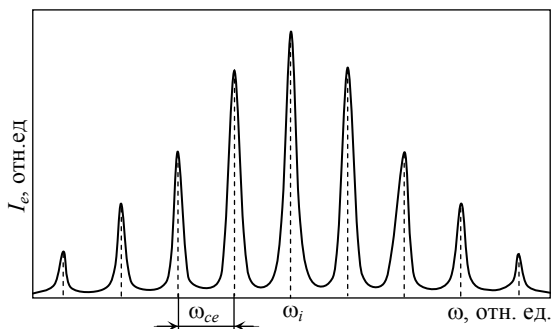


Рис. 9.8. Спектр рассеяния на электронах в магнитном поле для случая $\psi \rightarrow 0$

Чтобы выполнить условие $\alpha \geq 1$ необходимо выбрать лазер с длиной волны зондирующего излучения $\lambda \geq r_D$ и проводить наблюдение рассеянного света под небольшими углами θ (9.2). В этом случае происходит **коллективное рассеяние** или рассеяние на флуктуациях плотности. Еще в 1907 г. Л. И. Мандельштам показал, что принципиально необходимым для рассеяния света в сплошной среде является нарушение её оптической однородности, при кото-

ром показатель преломления среды не постоянен, а меняется от точки к точке. Для плазмы оптические неоднородности могут быть созданы, например, флуктуациями электронной концентрации δN_e , но такими, чтобы $\delta N_e < N_e$. Если физическая природа флуктуаций связана с волновым процессом, то структура оптических неоднородностей будет периодической.

В отличие от томсоновского полное сечение коллективного рассеяния σ_k и характер его спектра зависят как от электронной, так и от ионной составляющих $\sigma_k(\omega) = \sigma_e(\omega) + \sigma_i(\omega)$.

При этом:

$$\sigma_e = \sigma_T / (1 + \alpha^2), \quad (9.6)$$

$$\sigma_i = \sigma_T \cdot \frac{\alpha^4}{(1 + \alpha^2) \cdot [1 + \alpha^2 (1 + Z \cdot T_e / T_i)]}. \quad (9.7)$$

Для термически равновесной плазмы и при среднем заряде ионов $Z = 1$ соотношение между σ_e и σ_i сводится к простому выражению $\sigma_e / \sigma_i = (1 + 2 \alpha^2) / \alpha^4$, из которого видно, что при $\alpha \approx 1,5$ электронное и ионное сечения рассеяния сравниваются. Однако форма электронной составляющей спектра изменяется. Уже при $\alpha \approx 1$ в центре появляется провал, с увеличением значения α до ~ 4 , в спектре формируются относительно частоты зондирования ω_i два сим-

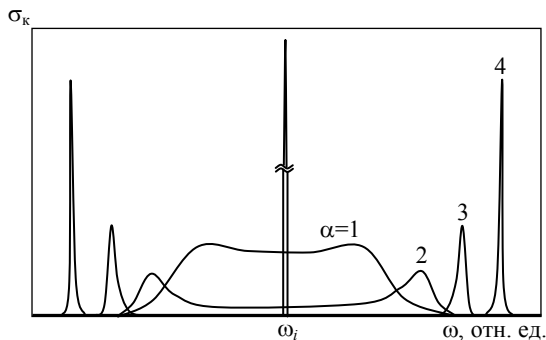


Рис.9.9. Вид спектра рассеяния при $\alpha \geq 1$

метричных спутников, которые соответствуют частотам $\omega_i \pm \omega_p$, где ω_p – электронная плазменная частота (рис. 9.9). Таким образом, спектральные измерения представляют возможность определить N_e . Следует отметить, что при увеличении α полное сечение кол-

лективного рассеяния уменьшается в 2 раза по отношению к сечению томсоновского рассеяния σ_T , а доля электронной составляющей σ_e в сечении σ_k уменьшается в еще большей степени.

Помимо электронных пиков при $\alpha \gg 1$ в спектре рассеянного излучения в окрестности ω_i присутствует ионный пик (рис. 9.9). Причем сечение ионной составляющей спектра рассеяния и его форма зависят от отношения T_e/T_i и эффективного заряда Z . При $T_i \gg T_e$ центральная ионная линия описывается гауссовым профилем с полушириной, пропорциональной $T_i^{1/2}$, аналогично томсоновскому рассеянию на электронах.

На рисунке 9.10 показана принципиальная схема одного из первых вариантов аппаратуры для измерения рассеяния зондирующего излучения в плазме, разработанная для токамака Т-3а.

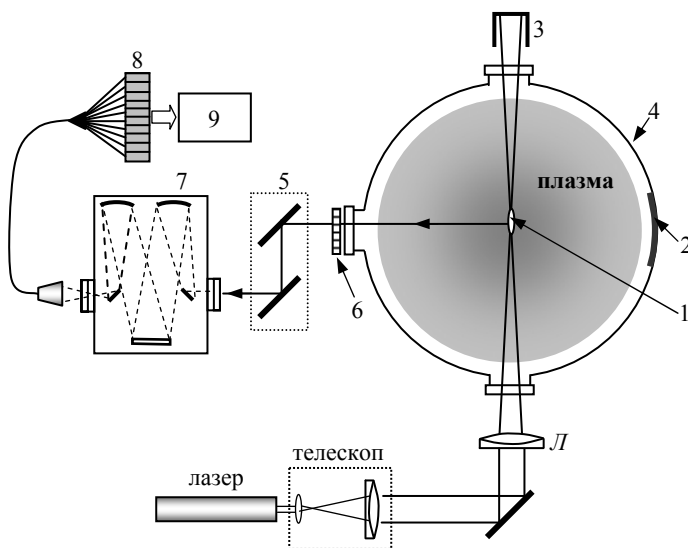


Рис. 9.10. Измерения лазерного рассеяния на токамаке:

- 1 - рассеивающий объем; 2, 3 – оптические ловушки; 4 - камера; 5 - система вертикального сканирования, 6 - система линз; 7 - спектрометр; 8 – ФЭУ, 9 – осциллографы

Луч рубинового лазера с помощью телескопической системы направлялся в камеру токамака в вертикальном направлении. С помощью линзы L излучение фокусировалось в различных областях

диаметрального сечения камеры. Свет, рассеянный в малом элементе объема плазмы ($\sim 100 \text{ мм}^3$) под углами близкими к 90° , при помощи оптической системы направляется на вход дифракционного спектрометра. Спектр рассеянного излучения со стороны коротковолнового диапазона регистрировался по 10 каналам, каждому из которых соответствовал интервал длин волн шириной $6 \div 8 \text{ нм}$. С помощью волоконной оптики световой импульс от каждого канала передавался на вход отдельного фотоумножителя 8 и регистрировался на запоминающем осциллографе 9. Использование лазера в режиме модулированной добротности (режим гигантского импульса) позволило практически устранить паразитную фоновую засветку излучения плазмы. Сканирование области рассеяния в вертикальном направлении осуществлялось с помощью оптической системы, состоящей из призмленного перископа 5 и линз 6, установленных на пути рассеянного излучения. Применение сканирования позволило измерять спектр излучения, рассеянного элементами объема плазмы, расположенными вдоль первичного лазерного луча на разных расстояниях от экваториальной плоскости. Благодаря этому была определена зависимость электронной температуры T от расстояния от оси плазменного «шнура».

Основное достоинство диагностических методик, в основе которых лежит того или иного типа рассеяние лазерного излучения в плазме, это бесконтактное определение локальных параметров плазмы. Но практическая реализация любой из рассмотренных методик потребует от экспериментатора серьезных усилий и финансовых затрат.

* * *

Несколько слов, в качестве **послесловия**, не только к гл. 9, но и ко всей книге в целом:

В 1968 г. на 3 конференции МАГАТЭ (Международное АГенство по АТомной Энергии), которая проходила в Новосибирске, руководитель советской термоядерной программы академик Л.А.Арцимович пригласил английских ученых из Калэмской лаборатории провести диагностику плазмы на токамаке Т-3 (ИАЭ им.И.В. Курчатова). Англичане первыми с помощью лазерного томсоновского рассеяния измерили параметры плотной плазмы. Но

их приглашение было связано не только с этим. Дело в том, что к этому времени в мире сформировалось два направления в магнитном удержании плазмы. Первое, на основе токамаков, развивалось в СССР; второе, на основе стеллараторов, во всем остальном индустриально развитом мире. Достигнутые параметры плазмы на токамаке Т-3, представленные советскими учеными, существенно превышали стеллараторные. Но американцы и их западные коллеги не доверяли нашим измерениям температуры электронов в токамаках по диамагнитному эффекту и электропроводности плазмы.

Первые же результаты по лазерному рассеянию, полученные англо-советской группой во главе с Н. Пикоком (N.J. Peacock) показали, что «русские недооценили свой успех и на конференции в Новосибирске представили заниженные результаты “New-York Gerald Tribune”».

Началось победное «шествие» токамаков в США: Алкатор (Alcator) (Массачусетский технологический институт), Ормак (Ormak) (Окриджская национальная лаборатория), ТТТ (Техасский университет), Дублет (Doublet) (Gulf Energy & Environment Systems), PLT (Принстонский университет). Завершилось это дорогостоящее соревнование объединением усилий ученых всего развитого мира в рамках проекта Международного термоядерного экспериментального реактора (ITER).

Так, физически наглядные и не вызывающие сомнения в их достоверности результаты, которые были получены с помощью лазерной диагностики, сумели повлиять на выбор направления исследований в одной из важнейших для людей проблем – энергетической.

Приложение 1

Метрологические характеристики электромагнитного излучения

Весь спектр электромагнитного излучения условно разделен на ряд частично перекрывающихся областей.

Радиоволны. Электромагнитное излучение с длинами волн примерно от 10^{-1} до $3 \cdot 10^4$ м. Действие прибора, явившегося первым в мире приемником радиоволн, А.С. Попов продемонстрировал 7 мая 1895 г. на заседании Русского физико-химического общества в Петербурге.

Микроволновое излучение. Излучение с длинами волн примерно от 0,5 мм до 30 см (частотный интервал от 0,6 до 10^3 МГц). Микроволновая техника получила развитие во время Второй мировой войны в связи с необходимостью создания средств радиолокации.

Инфракрасное излучение. ИК-излучение было открыто английским астрономом В.Гершелем в 1800 г. Инфракрасная область спектра простирается примерно от 0,8 мкм до ~ 1 мм. В ИК-диапазоне работают приборы ночного видения.

Видимая область. Составляет ничтожно малую часть полного электромагнитного спектра, от 380 нм (фиолетовая граница) до 780 нм (красная граница), но по своему значению в жизни человека является, по понятным причинам, самой важной.

Ультрафиолетовое излучение. УФ – спектральная область была обнаружена в 1801 г. И.Риттером и У.Волластоном, которые при исследовании солнечного спектра наблюдали почернение хлорида серебра излучением, более коротковолновым, чем видимое фиолетовое. К УФ-диапазону относится излучение с длинами волн $185 \div 400$ нм.

ВУФ-излучение. «Вакуумный ультрафиолет» получил свое название для длин волн короче 185 нм, так как поглощается воздухом и большинством прозрачных для видимого света материалов. Нижнюю его границу, которую ряд исследователей относят к мягкому рентгеновскому излучению, можно установить при 10 нм.

Рентгеновское излучение. В 1895 г. В.Рентген обнаружил, что бумажный экран начинает светиться, если его поднести к рабо-

тающей газоразрядной трубке, и сделал вывод, что свечение возникает под действием проникающего излучения, названного им *X*-лучами. Длинноволновая граница рентгеновского излучения перекрывается с вакуумным ультрафиолетом, а коротковолновая составляет долю нанометра. Количественно в физике плазмы РИ принято характеризовать в энергетических единицах – кэВ. Для их перевода в длины волн используется простое соотношение: 1 Å соответствует 12,4 кэВ.

Гамма-излучение. Гамма-излучение отличается от рентгеновского еще меньшей длиной волны (большей энергией) и своим ядерным происхождением. Возбужденное ядро, возвращаясь в состояние с более низкой энергией, отдает избыточную энергию, испуская гамма-квант.

Напомним о физических величинах, характеризующих электромагнитное излучение, и единицах их измерения.

Радиометрия – раздел прикладной физики, занимающийся измерениями электромагнитного излучения. Принятые в радиометрии единицы измерения – система СИ. Энергия излучения измеряется в Дж, а мощность (или поток излучения) в Вт.

Раздел радиометрии, ограниченный измерениями в видимой области спектра, носит название – *фотометрия*. Световые единицы измерения связаны с реакцией человеческого глаза на излучение. В основе всего лежит мера физиологического ощущения, возникающего при попадании в глаз определенного *потока излучения* или *светового потока* Φ .

Единица измерения светового потока Φ в системе СИ – люмен (лм). Величину светового потока, приходящегося на единицу телесного угла, называют *силой света*: $J = d\Phi/d\Omega$. В системе СИ единица измерения сила света J – кандела (кд). *Кандела* – сила света в данном направлении от источника монохроматического излучения с частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц, имеющего интенсивность излучения в этом направлении, равную 1/683 Вт в телесном угле, равном одному стерadianу. Кандела относится к основным единицам измерения системы СИ.

В 1931 г. Международная комиссия по освещению (МКО) ввела понятие «стандартного наблюдателя» как некоего среднего для людей с нормальным восприятием. Этот эталон МКО – не что иное, как таблица значений относительной световой эффективно-

сти излучения с длинами волн в диапазоне от 380 до 780 нм, взятыми с интервалом в 1 нм. На рис. П1.1 представлен график, построенный по данным этой таблицы. Часто эту зависимость $V(\lambda)$ называют *кривой видности*.

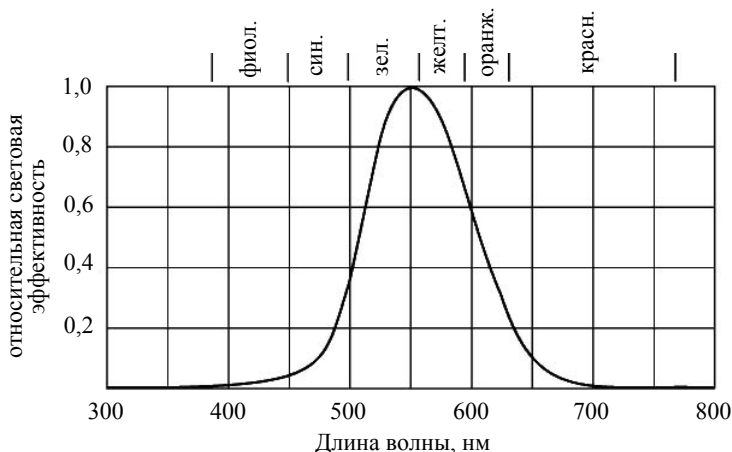


Рис. П1.1 Кривая видности $V(\lambda)$ (относительная спектральная чувствительность глаза «стандартного наблюдателя»)

На длине волны 555 нм (частота $5,4 \cdot 10^{14}$ Гц) 1 Вт мощности излучения равен 683 лм.

Наиболее часто в научной и учебной литературе в качестве меры энергии для излучения используется термин *интенсивность*. Под интенсивностью различные авторы понимают такие величины как освещенность, яркость, величина светового потока и др.

Величину $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ называют *волновым числом* и в лазерной физике часто используют как меру частоты или энергии фотонов. Волновое число $\tilde{\nu} = 1 \text{ см}^{-1}$ соответствует излучению с длиной волны $\lambda = 1 \text{ см}$, частотой $3 \cdot 10^{10}$ Гц и энергией кванта света $1,24 \cdot 10^{-4}$ эВ. Все эти величины — длина волны, волновое число, частота, энергия фотона однозначно между собой связаны. В разных областях физики предпочтение отдается той или иной величине. Некоторые спектральные приборы проградуированы в шкале волновых чисел, и в научной литературе эта шкала используется достаточно часто.

В табл. П1 приведены радиометрические и фотометрические единицы измерения света.

Таблица П1. Радиометрические и фотометрические единицы измерения света

Энергетические единицы измерения света			Световые единицы		
Величина	Обозначение	Единицы	Величина	Обозначение	Единицы
Энергия излучения	E, W	Дж	Сила света	I_v	кд (кандела)
Поток излучения	Φ_e	Вт	Световой поток	Φ_v	лм (люмен)
Сила излучения	I_e	Вт/ср	Световая энергия	Q, Q_v	лм·с
Интенсивность излучения	I	Вт·м ⁻²	Светимость	M_v	лм·м ⁻²
Поверхностная плотность мощности	$d\Phi/dS$	—" —	Освещенность	E_v	лк = лм·м ⁻² (люкс)
Освещенность	E_e	—" —	Яркость	L_v, B	кд·м ⁻²
Светимость	M_e, R	—" —	Световая экспозиция	$H_v = E_v \cdot t$	лк·с
Яркость	L_e, B_e	Вт/(ср·м ²)	Световая эффективность:		
Объемная плотность энергии	u, w	Дж/м ³	Абсолютная	$V = \Phi/\Phi_e$	лм/Вт
Экспозиция	H_e	Дж/м ²	Относительная	$K_\lambda = \frac{V_\lambda}{V_{\max}}$	—

Приложение 2

Детектирование оптического излучения

Зондирование плазменного объекта можно осуществлять:

- узким лучом, диаметр которого меньше поперечных размеров плазмы. В этом случае регистрация интенсивности прошедшего излучения (в какой-то точке с определенными координатами) выполняется с помощью фотоприемника, преобразующего его энергию в электрический сигнал. Основные типы электрических фотоприемников: фотосопротивления, фотодиоды, фотоэлектронные умножители, пироприемники, болометры и др;
- широким лазерным пучком, превышающим размеры плазмы. Тогда при регистрации прошедшего через плазму излучения необходимо визуализировать и зафиксировать все поле изображения на фотопленке [24] или в электронном виде с помощью электрооптических преобразователей (ЭОП), ПЗС матриц и др.

Основные типы фотоприемников

Фотосопротивления (фоторезисторы) – простейшие полупроводниковые структуры с одним типом проводимости (рис. П2.1), у которых под действием падающего на них оптического излучения происходит изменение проводимости вследствие образования в них носителей заряда (электронов и дырок) и перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости (фоторезисторы с собственной фотопроводимостью).

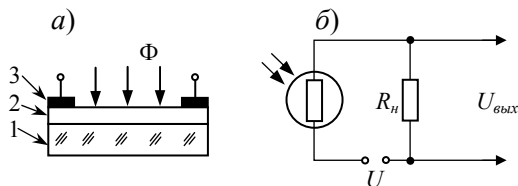


Рис. П2.1. Устройство фоторезистора (а) и схема его включения (б):
1 – диэлектрик, 2 – полупроводник, 3 – металлические контакты

Если переходы электронов происходят из валентной зоны на примесный уровень или из примесного уровня в зону проводимости то это фоторезисторы с примесной фотопроводимостью.

Фотодиоды – монолитные структуры, содержащие две области с различными типами проводимости (*n*- и *p*-типа), образующие область объемного заряда (называемую *p-n* переходом). Под действием оптического излучения, падающего на одну из областей фотодиода, его вольт-амперная характеристика изменяется.

Наибольшее применение находят германиевые и кремниевые фотодиоды. Кремниевые фотодиоды чувствительны в диапазоне $0,4 \div 1,2$ мкм с максимумом на $\lambda = 0,8$ мкм, а германиевые – в диапазоне $0,4 \div 2$ мкм с максимумом на $\lambda = 1,5 \div 1,6$ мкм. В области больших длин волн можно выделить фотодиоды из арсенида индия (InAs), работающие при охлаждении до 233°K и чувствительные в диапазоне $1,5 \div 3,6$ мкм с максимумом на $\lambda = 3,3$ мкм, и фотодиоды из сурьмянистого индия (InSb), работающие при температуре 77°K в диапазоне $3,0 \div 5,7$ мкм с максимумом чувствительности на $\lambda = 5$ мкм.

Фотодиоды, чувствительные к излучению 10 мкм, расширяют возможности диагностики за счет применения газовых CO_2 лазеров. В спектральном диапазоне $8 \div 12$ мкм работают фотодиоды на основе тройного соединения теллурид кадмия-ртути $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ). Они обеспечивают качественный прием излучения удаленных объектов и обладают высоким временным разрешением.

Фотодиоды используются в двух принципиально различных режимах работы – фотодиодном и вентильном (фотовольтаическом) (рис. П2.2). При включении диода в фотодиодном режиме обязательными элементами схемы, кроме самого фотодиода, являются сопротивление нагрузки и источник питания. При работе в вентильном режиме источник питания не используется. В фотодиодном режиме *p-n* переход смещается обратным напряжением, величина которого может изменяться от единиц до сотни вольт. Недостаток фотодиодного режима в том, что с ростом обратного тока увеличивается уровень шумов, а уровень полезного сигнала в целом остается постоянным.

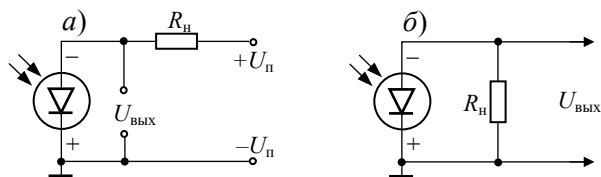


Рис. П2.2. Схемы включения фотодиода:
 а – фотодиодный режим; б – вентильный (фотовольтаический) режим

Лучшими характеристиками по сравнению с обычными фотодиодами обладают **лавинные фотодиоды**. В этих приборах при высоких обратных напряжениях, близких к пробивному, наблюдается эффект лавинного умножения фототока, вызванный тем, что неосновные носители в сильном поле p - n -перехода приобретают дополнительную энергию, достаточную для образования новых электронно-дырочных пар. Лавинные фотодиоды обладают свойством внутреннего усиления фототока, протекающего через освещенный p - n переход. Обычно коэффициент усиления лавинных фотодиодов составляет $10 \div 100$.

Фотодиоды, обладая весьма высокой квантовой эффективностью, достигающей $70 \div 80\%$, уступают фотоприемникам с внешним фотоэффектом – фотоэлектронным умножителям (ФЭУ) по порогу чувствительности, поскольку в последних используется внутреннее усиление фототока, достигающее $10^6 \div 10^7$ раз.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) – вакуумные приборы, работа которых основана на внешнем фотоэффекте и многокаскадном усилении (умножении) фототока за счет использования вторичной электронной эмиссии. ФЭУ обладают высокой чувствительностью (теоретически коэффициент усиления тока может достигать значения $\sim 10^8$) и обычно применяются для регистрации малых световых потоков. Принцип работы ФЭУ иллюстрирует рис. П2.3. Световой поток Φ вызывает фотоэмиссию с фотокатода ФК. Фотоэлектроны ускоряются к электроду D_1 , называемому динодом, и выбивают с его поверхности вторичные электроны, так как он имеет положительный потенциал относительно катода и является электронным эмиттером. Далее вторичные электроны с ди-

нода D_1 направляется на второй диод D_2 и т. д. С последнего диода D_n электронный ток попадает на анод А. Относительно фотокатода на диоды и анод подаются положительные напряжения ($600 \div 3000$ В) от высоковольтного источника питания.

Фотокатоды ФЭУ выполняют из полупроводников на основе соединений элементов I или III группы периодической системы Менделеева с элементами V группы (Cs_3Sb , $GaAs$ и др.). Полупрозрачные фотокатоды обычно наносят на внутреннюю поверхность входного окна стеклянного баллона ФЭУ. Для изготовления дискретных диодов используют следующие материалы: Cs_3Sb , нанесенный в виде тонкого слоя на металлическую подложку; сплавы $CuBe$, $CuAlMg$; эпитаксиальные слои GaP на Mo , обработанные O_2

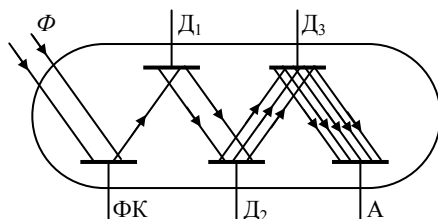


Рис. П2.3. Упрощенная схема устройства фотоумножителя:
ФК – фотокатод, D_{1-3} – диоды, А – анод

Основные параметры ФЭУ:

- световая анодная чувствительность (отношение анодного фототока к вызывающему его световому потоку при номинальных потенциалах электродов) составляет $1 \div 10^4$ А/лм;
- спектральная чувствительность, которая равна спектральной чувствительности фотокатода, умноженной на коэффициент усиления диодной системы, лежащий обычно в пределах $10^3 \div 10^8$;
- темновой ток (ток в анодной цепи в отсутствие светового потока), величина, которого, как правило, не превышает $10^{-9} \div 10^{-10}$ А.

Выбор типа фотоприемника при фотоэлектрической регистрации излучения

Как правило, рассматривают следующие основные характеристики:

- диапазон спектральной чувствительности;

- вольтовую (токовую) чувствительность;
- постоянную времени;
- рабочую температуру фоточувствительного элемента.

Спектральный диапазон чувствительности приемника излучения должен быть согласован со спектральным диапазоном источника излучения, с которым должен работать данный приемник. При использовании селективных источников идеальным условием является совпадение максимума излучения источника с максимумом спектральной характеристики приемника.

Чувствительность и обнаружительная способность приемника выбираются в зависимости от минимального значения принимаемого потока излучения, падающего на чувствительную площадку. При использовании приемника в составе высокочувствительной оптико-электронной аппаратуры чувствительность приемника должна обеспечивать на выходе устройства отношение сигнал – шум не менее $3 \div 5$ при эффективной полосе пропускания электронного тракта $10 \div 100$ Гц.

Для аппаратуры, работающей в широком диапазоне принимаемых потоков излучения, необходимо учитывать динамический диапазон приемника, который для разных типов приборов лежит в пределах от 100 до 10^5 . Приемники, применяемые для измерительной аппаратуры, должны использоваться на линейном участке энергетической характеристики.

Постоянная времени приемника является одной из важнейших характеристик, она определяет верхнюю границу частоты модуляции излучения. Из всех типов приемников наименьшей постоянной времени обладают фотодиоды (лавинные фотодиоды, *p-i-n* фотодиоды).

Охлаждение фоточувствительного элемента требуется при работе с высокочувствительными приемниками ИК-диапазона для регистрации излучения с длиной волны более 3 мкм. При этом способ охлаждения и тип приемника излучения должны выбираться исходя из возможностей аппаратуры.

Фотографические методы регистрации изображения

При визуализации прошедшего через плазму излучения (регистрации изображения) с пространственной структурой (теневые изображения, интерференционные картины и т.д.) до сих пор приме-

няются фотоматериалы, так как они обладают высоким пространственным разрешением, что связано с самим процессом получения изображения. Фотоэмульсия представляет собой желатин с вкрапленными в него микроскопическими (~ 1 мкм) кристалликами галогенида серебра AgBr. Когда на этот кристалл падает свет, происходит физико-химическая реакция разложения молекулы (в реакции участвует очень малая часть молекул, составляющих зерно). При этом бром сорбируется желатином, а фотолитическое серебро выпадает в виде особых образований по $1 \div 3$ атома – центры скрытого изображения. При проявлении фотопленки реагируют все молекулы засвеченного кристаллика и образуются микронные зерна металлического Ag, а Br выводится в раствор. Таким образом, пространственное разрешение при регистрации с помощью фотоэмульсии может достигать величины ~ 1 мкм.

Фотоэлектронная регистрация изображения

К вакуумным фотоэлектронным приемникам относятся электронно-оптические преобразователи (ЭОП) и некоторые передающие телевизионные трубки (диссектор, видикон и др.).

Электронно-оптические преобразователи используются:

- для преобразования инфракрасного, ультрафиолетового и рентгеновского изображения в изображение видимого диапазона;
- для усиления яркости изображения;
- для регистрации быстропротекающих процессов (длительностью вплоть до 10^{-13} с), поскольку зафиксированное на экране ЭОП изображение сохраняется в течение некоторого времени (до нескольких секунд) за счет достаточно большого времени послесвечения люминофора.

Электронно-оптические преобразователи – это вакуумные приборы, в которых оптическое изображение сначала преобразуется в свой электронный аналог, т.е. в электронное изображение, которое усиливается и затем проецируется на люминесцентный экран, где снова преобразуется в оптическое изображение [25]. В настоящее время в мире выпускается несколько десятков различных типов электронно-оптических преобразователей, предназначенных для научных исследований, но все их многообразие можно условно разделить на так называемые *время-анализирующие приборы* (ре-

жим щелевой развертки или *Streak camera*) и *усилители света* (режим фотохронографа или *frame camera*).

Устройство типичного усилителя света показано на рис. П2.4. С помощью внешнего объектива изображение проецируется на полупрозрачный фотокатод 2, который часто формируют на полупрозрачной металлической подложке 1. Такое техническое решение позволяет избежать падения напряжения вдоль фотокатода при больших импульсных световых нагрузках, поскольку собственное сопротивление большинства фотокатодов велико. Эмиссия электронов с поверхности фотокатода в каждой его точке пропорциональна интенсивности падающего в эту точку света. Эмитированное фотокатодом электронное изображение с точностью до случайных флуктуаций повторяет оптическое изображение. Динамический диапазон фотокатода превышает величину 10^6 . Это означает, что эмиссия с пространственно разрешаемого участка изображения пропорциональна количеству фотонов падающего света в пределах от нескольких электронов до их нескольких миллионов. В максимуме спектральной чувствительности эффективность рождения электрона составляет примерно 3 фотона на 1 электрон. Обычно же квантовый выход фотокатода составляет $0,15 \div 0,2$.

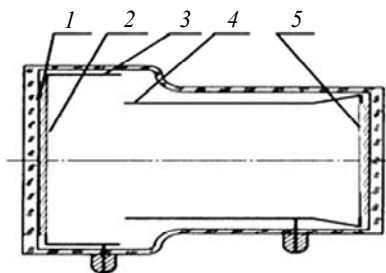


Рис. П2.4. Принципиальная схема электронно-оптического усилителя света:
1 – подложка, 2 – фотокатод, 3, 4 – электроды, 5 – экран

Экран 5 из осажденного люминофора и вакуумно-напыленной поверх него пленки алюминия толщиной $50 \div 100$ нм является составной частью анода электрической схемы ЭОП. Он располагается на противоположной фотокатоду стенке вакуумной колбы и служит для преобразования электронного изображения в оптическое. Алюминиевые пленки практически прозрачны для электронов с энергией порядка 10 кэВ и фактически непрозрачны для света. Роль этих пленок двояка: во-первых, они формируют электрическое поле в районе экрана и, во-вторых, они отражают свечение

люминофора в направлении детектора излучения, чем с одной стороны повышают эффективность регистрации, а с другой – экранируют фотокатод от паразитной засветки. Энергетическая эффективность экрана при облучении его электронами с энергией в диапазоне $10 \div 20$ кэВ составляет $10 \div 15\%$, это как раз та разность потенциалов между фотокатодом и экраном, при которой обычно работают однокаскадные электронно-оптические преобразователи.

Необходимое для переноса электронного изображения с фотокатода на экран поле формируется системой электродов, в простейшем случае всего двумя электродами 3, 4 (рис. П2.4).

Уменьшение габаритов и улучшение характеристик ЭОП стало возможным за счет применения волоконно-оптических шайб на входе (вместо стекла) и микроканальных пластин – для умножения и транспортировки фотоэлектронов до экрана.

Микроканальные пластины (МКП) представляют собой сотовые структуры, образованные большим числом стеклянных трубок (каналов) диаметром 5–15 мкм с внутренней полупроводящей поверхностью, имеющей сопротивление от 20 до 1000 МОм (рис. П2.5).

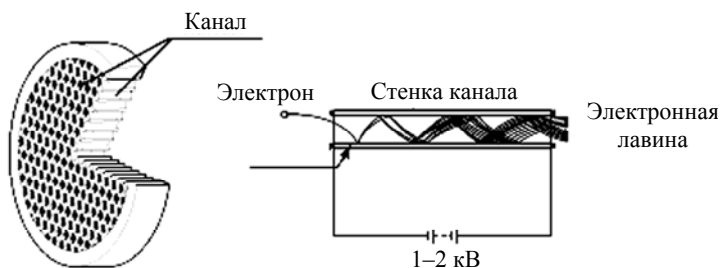


Рис. П2.5. Конструкция микроканальной пластины

По существу МКП представляет собой сборку большого (несколько миллионов) количества канальных электронных умножителей. Когда электрон попадает в канал, из его стенки выбиваются электроны, которые ускоряются электрическим полем, созданным напряжением, приложенным к концам канала. Вторичные электроны летят по своим параболическим траекториям, пока не попадут на стенку, в свою очередь, выбивая еще большее количество вторичных электронов. Этот процесс по мере пролета вдоль канала

повторяется много раз, и на выходе формируется электронная лавина. Коэффициент усиления у однокаскадных МКП $\sim 10^4$, у двухкаскадных (шевронных) $\sim 10^7$, у трехкаскадных – до 10^9 . Чтобы налетающие частицы попадали на стенки каналов, они располагаются под некоторым углом к направлению их движения (обычно $5 \div 15^\circ$). Размеры МКП варьируются от нескольких миллиметров до 10 см и больше. Форма МКП может быть самая разнообразная: округлая, прямоугольная, практически любая, необходимая для конкретного приложения. МКП имеют уникальное сочетание свойств – большой коэффициент усиления при высоком пространственном и временном разрешении. Пространственное разрешение для однокаскадных МКП определяется диаметром канала. Временное разрешение – временем пролета электронной лавины канала, которое обычно меньше 1 нс.

Использование МКП предъявляет довольно жесткие требования к вакуумной системе. Для нормальной работы МКП требуется давление не менее $6,5 \cdot 10^{-4}$ Па ($5 \cdot 10^{-6}$ Торр).

Время-анализирующие ЭОП отличаются от усилителей света наличием отклоняющих пластин, предназначенных для сканирования электронного изображения (рис. П2.6.).

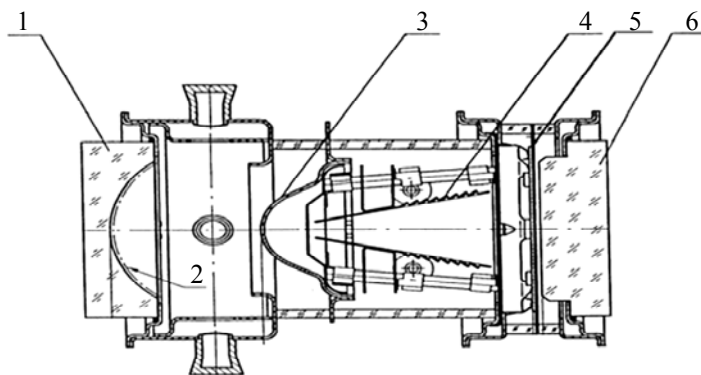


Рис. П2.6. Время-анализирующий электронно-оптический преобразователь:
1 – стекловолоконное входное окно, 2 – фотокаатод, 3 – анод, 4 – отклоняющие пластины, 5 – микроканальная пластина, 6 – выходное стекловолоконное окно

Переменное во времени электрическое поле между отклоняющими пластинами играет ту же роль, что и вращающееся зеркало в

оптико-механических приборах. При этом в фоторегистраторах на отклоняющие пластины, так же, как в осциллографах, подается линейно изменяющееся во времени напряжение, обеспечивающее линейное перемещение электронного изображения вдоль экрана электронно-оптического преобразователя. В кадровых электронно-оптических камерах на пластины подаются импульсы ступенчатой формы. В этом случае электронное изображение скачками перемещается с одного места экрана на другое. Общее количество кадров в таких приборах невелико (обычно не больше 16), однако возможность их точной синхронизации с исследуемыми явлениями компенсирует их малое количество.

Для считывания изображения с экрана ЭОП в большинстве случаев используются **ПЗС-матрицы** (Прибор с Зарядовой Связью). Их другое название – CCD-матрица (Charge-Coupled Device). В тех случаях, когда «хватает света», ПЗС-матрицы применяются при прямой регистрации изображения.

Приемная поверхность ПЗС-матрицы представляет собой двухмерную упорядоченную структуру из ячеек, расположенных по рядам и столбикам. Каждая такая ячейка – миниатюрный светочувствительный элемент, содержащий кремний Si, с характерным размером ~ 10 мкм (хотя в некоторых моделях ПЗС-матриц эта величина ещё меньше). Каждой такой ячейке (пикселю) ставится в соответствие участок регистрируемого изображения.

Принцип работы ПЗС-матрицы основан на создании, хранении и передаче зарядов, образующихся под действием света в приповерхностном слое. Каждый светочувствительный элемент (ячейка) имеет свойство накапливать заряды, пропорционально числу попавших на него фотонов. Таким образом, за время экспозиции из секции накопления образуется двухмерная матрица зарядов, пропорциональных яркости исходного изображения. Накопленные заряды первоначально переносятся в секцию хранения, а далее строка за строкой (пиксель за пикселем) на выход матрицы.

ПЗС-матрицы широко используются в цифровых фото- и видеокамерах, заменив во многих случаях традиционную фотографию. Преимущество электронной регистрации – оперативное получение информации и быстрый ввод данных в компьютер для последующей обработки стимулирует активное развитие цифровых технологий. Быстрыми темпами совершенствуется производство ПЗС-

матриц. Увеличивается количество «мегапикселей» матрицы – количество отдельных ячеек на единицу площади матрицы. Чем выше плотность пикселей (т.е. меньше их размер), тем более высокое разрешение ПЗС-матрицы. Однако пространственное разрешение фотографических материалов пока ещё выше (размер кристаллов галоидного серебра в светочувствительном слое фотопленки в зависимости от её типа колеблется от 0,1 до 1 микрона). Тем не менее, использование ПЗС регистрации более удобно.

Одним из основных параметров ПЗС-матриц является квантовая эффективность – эффективность преобразования поглощенных фотонов (квантов света) в фотоэлектроны, которая зависит от длины волны регистрируемого излучения (рис. П2.7). К другим параметрам ПЗС-матриц относятся: размер в пикселях и физический размер в дюймах (цифры 2/3, 1/2, 1/3 и т.д. определяют класс прибора, а не точный размер чувствительной области).

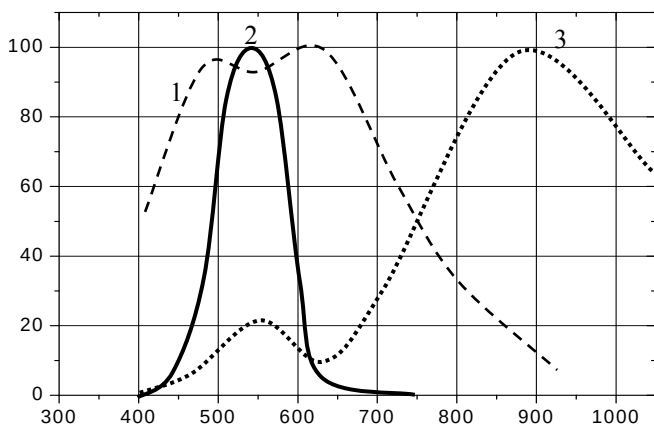


Рис. П2.7. Спектральные характеристики: 1 – AsGa фотокатода ЭОП; 2 – глаза человека; 3 – стандартной ПЗС матрицы

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ярив А. Квантовая электроника. М.: Советское радио, 1980.
2. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир. 1990.
3. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука. 1988.
4. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматгиз. 1960.
5. Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы. М.: Атомиздат. 1968.
6. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука. 1976.
7. Васильев Л.А. Теневые методы. М.: Наука. 1968.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1973.
9. Коронкевич В.П., Ханов В.А. Современные лазерные интерферометры. Н.: Наука. 1985.
10. Скоков И.В. Многолучевые интерферометры в измерительной технике. М.: Машиностроение. 1989.
11. Диагностика плотной плазмы. Под ред. Н.Г. Басова. М.: Наука 1989.
12. Душин Л.А. СВЧ-интерферометры для измерения плотности плазмы в импульсном газовом разряде. М., Атомиздат. 1973.
13. Васильев В.Н., Гуров И.П. Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. СПб.: БХВ – Санкт-Петербург. 1998.
14. Кузнецов А.П., Савёлов А.С. Двухволновая лазерная интерферометрия в диагностике плазмы. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Под ред. В.Е. Фортова. Серия Б. Т. V-1, М.: ЯНУС-К. 2006 г. С. 586–613.
15. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982.
16. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука. 1977.
17. Преображенский Н.Г. Инверсия Абеля и ее обобщения. Н.: ИТПМ СО АН СССР. 1978.
18. Преображенский Н.Г., Пикалов В.В. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. Н.: Наука. 1982.
19. Левин Г.Г., Вишняков Г.Н. Оптическая томография. М.: Радио и связь, 1989.
20. Пикалов В.В., Мельникова Т.С. Томография плазмы (Низкотемпературная плазма. Т. 13). Н.: Наука. 1995.
21. Пирс У.Д. В сб.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. ИЛ. 1962.
22. IDEA – Interferometric Data Evaluation Algorithms <http://optics.tugraz.ac.at/idea/idea.html> (Download free software).
23. Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. М.: Атомиздат. 1976.
24. Дубовик А.С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М.: Наука. 1975.
25. Бутслов М.М., Степанов Б.М., Панченко С.Д. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. М.: Наука. 1978.
26. Полухин С.Н. Измерение магнитных полей в плазме по эффекту Фарадея. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том, кн. 2. М.: Наука. 2000. С.552–555.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

27. Душин Л.А., Павличенко О.С. Исследование плазмы с помощью лазеров. М.: Атомиздат. 1968.
28. Диагностика плазмы. Под. ред. Р.Хаддлстоуна и С.Леонарда М.: Мир. 1967 (перевод с англ. – 1965 г.).
29. Методы исследования плазмы. Под.ред. В.Лохте-Хольтгревена М.: Мир. 1971 (перевод с англ. – 1968 г.).
30. Подгорный И.М. Лекции по диагностике плазмы М.: Атомиздат. 1968.
31. Диагностика термоядерной плазмы. Под. ред. С.Ю. Лукьянова. М.: Энергоатомиздат. 1985.
32. Животов В.К., Русанов В.Д., Фридман А.А. Диагностика неравновесной плазмы. М.: Энергоатомиздат. 1985.
33. Кузнецов Э.И., Щеглов Д.А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. М.: Атомиздат. 1980.
34. Сборники «Диагностика плазмы». Вып.1–7, по матер. Всесоюзных совещаний по диагностике высокотемпературной плазмы. М.: Атомиздат. 1963 – 1990 г.
35. Лукьянов С.Ю., Ковальский Н.Г. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: МИФИ. 1999.
36. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука. 1968.
37. Стрелков В.С. Физические основы методов диагностики плазмы в токамаке. М.: МИФИ. 2004.
38. Course on Diagnostics for Fusion Reactor Conditions. Vol.1, 2. Varenna. 1982. EUR 8351-IEN.
39. Волков Я.Ф., Дятлов В.Г., Митина Н.И. Диагностика турбулентной плазмы. Киев: Наукова думка. 1983.
40. Luhnmann N.C., Peebles W.A. Laser diagnostics of magnetically confined thermonuclear plasmas. In: Laser Handbook, Vol.5, North-Holland. 1985.
41. Скотников М.М. Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука. 1976.
42. Зайдель А.Н. УФН, Т.149. №1. С.105. 1986.
43. Луманц Н., Пиблс В. Аппаратура для диагностики термоядерной плазмы в установках с магнитным удержанием; Обзор. Приборы для научных исследований. №3. С.3–63. 1984.
44. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме. М.: Атомиздат. 1978.
45. Orlinskij D.V., Magyr G. Plasma diagnostics on large tokamaks. Nuclear Fusion. Vol.28. P.611. 1988.
46. Волькштейн И.В. Молекулярная оптика. М.: Наука. 1981.
47. Робинсон Ф.Н.Х. Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях. М.: Атомиздат. 1980.
48. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука. 1970.
49. Джеррард А., Бёрч Дж.М. Введение в матричную оптику. М.: Мир. 1978.
50. Черковец В.Е., Казаков С.А., Наумов В.Г. Лазерная техника для физических исследований и практических применений. М.: МИФИ. 2006.

Вовченко Евгений Дмитриевич
Кузнецов Андрей Петрович
Савёлов Александр Сергеевич

ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

Редактор Н.В. Егорова

Подписано в печать 12.12.2008. Формат 60х84 1/16

Объем п.л. 12,75. Уч.-изд. л. 12,5. Тираж 150 экз.

Изд. № 4/108 Заказ №

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).
115409, Москва, Каширское ш., 31

Типография издательства «Тровант».
г. Троицк Московской области

