

А.В. Флорко, В.Г. Шевчук.

**Спектральные методы исследования высокотемпературных
систем.**

Учебное пособие

Одесса 2006

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ОДЕССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. И.И. Мечникова

Кафедра общей и химической физики.

А.В.Флорко, В.Г.Шевчук.

**Спектральные методы исследования высокотемпературных
систем.**

Учебное пособие

Одесса 2006

Авторы:

А.В.Флорко -профессор, доктор
физико-математических наук
В.Г.Шевчук -профессор, доктор
физико-математических наук

В пособии рассмотрены наиболее известные и хорошо отработанные методики исследования конденсированного и газового компонентов горящих систем. Ряд методик сопровождаются практическими рекомендациями и заданиями.

Для студентов, аспирантов и начинающих исследователей.

Ответственный редактор:

А.Н.Золотко, профессор.

Рецензенты:

Ю.Ф. Ваксман, проф., А.В. Тюрин, проф.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

ВВЕДЕНИЕ.....	6
ЧАСТЬ 1. ОСНОВЫ ПРАКТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.....	8
1.1 Спектральные приборы и их классификация.....	9
1.2 Щелевые спектральные приборы.....	10
1.2.1 Характеристики спектральных приборов.....	10
1.2.2 Уширение спектральных линий прибором. Аппаратная функция (инструментальный контур).....	13
1.2.3 Диспергирующие элементы.....	17
1.3 Подготовка щелевого спектрального прибора к работе (практические рекомендации).....	21
1.3.1 Юстировка дифракционного прибора СДМС.....	21
1.3.2 Определение практической разрешающей способности спектрографа.....	28
1.3.3 Градуировка спектрометра по длинам волн.....	30
1.4 Интерферометр Фабри-Перо.....	31
1.4.1 Устройство интерферометра Фабри–Перо.....	31
1.4.2 Основные характеристики интерферометра Фабри-Перо.....	34
1.4.3 Численные оценки характеристик интерферометра Ф-П.....	40
1.4.4 Скрещивание интерферометра с дополнительными спектральными приборами.....	41
1.4.5 Юстировка интерферометра Фабри-Перо.....	42
1.4.6. Измерение разности длин волн.....	44
ЧАСТЬ 2 АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ.....	45
2.1 Световой поток и его характеристики.....	46
2.2 Абсолютные измерения световых потоков объемных и плоских источников.....	50

2.3 Источники света.....	58
2.3.1 Излучение абсолютно черного тела.....	58
2.3.2 Светоизмерительные источники излучения.....	61
ЧАСТЬ 3 ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ОБЪЕКТОВ ПО НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРАМ ИЗЛУЧЕНИЯ.....	66
3.1 Оптическая пирометрия.....	67
3.1.1 Радиационный метод.....	67
3.1.2 Яркостный метод.....	69
3.1.3 Цветовой метод.....	72
3.1.4 Полицветовой метод определения температуры конденсированной фазы. Спектральная светимость. Спектральная испускательная способность.....	75
3.2 Оптические и излучательные характеристики субмикронных и микронных частиц при высоких температурах.....	80
3.2.1 Элементы теории Ми.....	81
3.2.2 Программа для проведения расчетов оптических и излучательных характеристик частиц с использованием теории Ми (практические рекомендации).....	88
3.2.3 Излучение индивидуальных частиц микронного и субмикронного размера.....	97
3.3 Преобразование Абеля. Переход от радиальных распределений световых потоков к локальным интенсивностям. Протяженность оптически тонкого источника излучения.....	101
3.4 Измерение экстинкции излучения.....	106
ЧАСТЬ 4 ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ОБЪЕКТОВ ПО АТОМАРНЫМ И МОЛЕКУЛЯРНЫМ СПЕКТРАМ ИЗЛУЧЕНИЯ.....	111
4.1 Вероятности оптических переходов атомов и молекул.....	111
4.2 Коэффициент поглощения для спектральной линии.....	114

4.3 Больцмановское распределение населенностей.....	117
4.4 Определение концентрации атомов и молекул методом испускания...	120
4.4.1 Концентрация атомов.....	120
4.4.2 Концентрация молекул.....	121
4.5 Спектральные методы измерения температуры.....	124
4.5.1 Определение температуры по обращению резонансной линии.....	124
4.5.2 «Вращательная температура» электронной полосы двухатомной молекулы.....	130
4.5.3 «Колебательная температура».....	132
4.5.4 Определение температуры по доплеровскому контуру спектральных линий.....	132
4.5.5 Определение температуры по относительным интенсивностям спектральных линий.....	134
4.5.6 Измерение температуры по интенсивности резонансных линий и влияние аппаратных искажений на результаты измерений.....	135
ЛИТЕРАТУРА.....	143

ВВЕДЕНИЕ.

К высокотемпературным системам относятся, в частности, плазма и горящие объекты. Впрочем, последние могут включать в себя плазму как один из компонентов.

Горение- сложный, многоплановый физико-химический процесс, полный анализ которого не может обойтись без учета как химических превращений вещества, так и явлений, вызванных выделением тепла, движением газа, процессами диффузии, теплопроводности и др.[1-5]. Взаимосвязь перечисленных явлений делает очевидной всю сложность теоретического анализа процессов горения. Интерес к горению уже многие десятилетия не угасает и обусловлен проблемами энергетики, экологии, технологии, космическими исследованиями и т.п. Не смотря на это, до настоящего времени не создана обобщающая теория горения, в том смысле, как это понимал академик Я.Б. Зельдович. По его мнению, теорию горения можно считать созданной в том случае, когда с ее помощью можно будет заранее рассчитать оптимальные геометрические и аэродинамические параметры любой камеры сгорания и ее характеристики в процессе эксплуатации[6]. Что же касается плазмы, то, несмотря на ее широкую распространенность в природе и исключительно важную роль в различных областях науки и техники: от источников света до термоядерного синтеза, она по- прежнему остается непонятым до конца объектом. До сих пор нет теории, которая устанавливала бы четкую количественную взаимосвязь внутренних и внешних параметров плазмы [7-9].

Задача диагностики состоит в накоплении исходной информации об исследуемой системе с целью построения адекватной теоретической модели.

В то же время любой метод диагностики, в сущности, является методом косвенного измерения некоторой физической величины, базирующийся на каких-то априорных предположениях о свойствах и параметрах объекта.

Эти модели и предположения строятся на основании общепринятых теорий, изучения опыта предшественников и то, что полученные результаты окажутся достоверными, определяется их внутренней непротиворечивостью и сравнением с результатами независимых экспериментов. К весьма перспективным методам исследования высокотемпературных объектов следует отнести оптико-спектральные методы[6,10,11], которые обладают рядом достоинств. Это связано прежде всего с тем, что они :

- являются бесконтактными, т.е. не вносящими возмущения в исследуемую среду;
- имеют малую инерционность измерения, которая определяется быстродействием фотоприемников и регистрирующей аппаратуры. Не сложно добиться характерного времени измерения 10^{-6} - 10^{-8} с ;
- характеризуются высоким пространственным разрешением (порядка десятка мкм), которое зависит от качества оптических элементов;
- обладают высокой информативностью, позволяющей одновременно проводить измерения нескольких параметров. Например, по зарегистрированной линии излучения можно судить о наличии в системе соответствующего химического элемента, контур линии дает сведения о кинетической температуре излучающего газа (доплеровское уширение) или о плотности возмущающих частиц (уширение из-за эффекта давления), или о концентрации заряженных частиц (штарковское уширение). Интенсивность линии позволяет судить о концентрации излучающих частиц.

Не претендуя на общность, остановимся на наиболее важной для начинающего исследователя информации. Отбор последней предопределялся, главным образом, многолетним опытом работы авторов и вкусами, навеянными учеными кафедры оптики ныне Санкт-петербургского государственного университета и кафедры общей и химической физики Одесского национального университета им. И.И. Мечникова.

Предлагаемые в учебном пособии практические задания включают в себя

рекомендации для решения конкретных практических задач в виде лабораторных работ и рассчитана на студентов, аспирантов и начинающих научных работников.

ЧАСТЬ 1. ОСНОВЫ ПРАКТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.

Экспериментальное решение большинства спектроскопических задач сводится к изучению спектрального состава и яркости излучения, исследованию распределения этих величин по поверхности и объему источника и изменения их во времени. Эти исследования проводятся на установках, включающих три основных элемента: спектральный прибор, приемник излучения, измерительное устройство. Спектральный прибор разлагает излучение в спектр, приемник преобразует падающую на него энергию, измерительное устройство позволяет измерить спектральное, пространственное или временное распределение излучения.

Этому важному разделу экспериментальной физике посвящено достаточно большое количество учебной литературы и монографий. Трудно переоценить достоинства работ [12-14], являющихся настольными книгами специалистов работающих в указанной области. Однако, для первого знакомства, трудно порой выделить главное при решении конкретных диагностических задач.

1.1 Спектральные приборы и их классификация.

В настоящее время спектральные приборы используются в очень широком диапазоне длин волн: от мягкого рентгеновского излучения $\lambda=1-10\text{\AA}$ до миллиметровых радиоволн $\lambda=1-2\text{мм}$. Эта область электромагнитных волн называется оптической областью и определяется общностью методов разложения излучения в спектр. Так, например, для $\lambda>1-2\text{мм}$ используются

чисто радиотехнические методы с применением антенн, волноводов и др. Спектральными приборами называют оптические приборы, предназначенные для разложения излучения в спектр. С математической точки зрения эта операция соответствует разложению электромагнитного импульса в ряд или интеграл Фурье, а операция исследования зависимости энергии излучения в спектре от длины волны соответствует определению коэффициентов в фурье-разложении.

В зависимости от способа регистрации спектра приборы делятся на:
спектрографы- приборы с фотографической регистрацией спектра;
спектроскопы - в них спектр рассматривается глазом;
спектрометры - приборы с фотоэлектрической регистрацией спектра;
монохроматоры - приборы, предназначенные для выделения узкого участка спектра. Если эти участки последовательно меняются (это называется сканированием спектра) и выходящее из прибора излучение регистрируется фотоэлектрически, то монохроматор превращается в спектрометр.

В зависимости от элементов, обеспечивающих спектральное разложение, различают:

- призмные приборы;
- приборы с дифракционной решеткой;
- интерференционные приборы.

Несмотря на существенное различие физических принципов, призмные и дифракционные приборы имеют много общих свойств, поэтому их объединяют в класс "Щелевые приборы" в отличие от "Интерференционных приборов", также имеющих общие характерные особенности.

1.2 Щелевые спектральные приборы.

1.2.1 Характеристики спектральных приборов.

Каждый спектральный прибор характеризуется следующими параметрами:

линейная или угловая дисперсия, разрешающая способность, область дисперсии, светосила, область спектра, в которой прибор можно наиболее эффективно использовать.

Типичная оптическая схема щелевого спектрального прибора (СП) представлена на (рис.1.1). Прибор содержит щель 1, диспергирующий элемент 2, фокусирующую оптику 3. Спектр представляет собой дискретную или непрерывную последовательность изображений щели, образованных лучами различных длин волн ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$) на фокальной плоскости 4. Эти изображения попадают на фотоприемник 5 (глаз, фотопластинка, фотоумножитель, фотоприёмная линейка или матрица и др.)

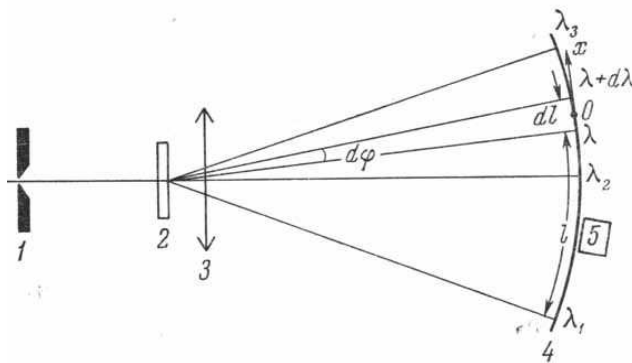


Рис.1.1 Схема спектрального прибора.

Обратимся теперь к основным параметрам СП:

а) *рабочий диапазон* - интервал длин волн $\lambda_{\min} \div \lambda_{\max}$, в котором может работать СП. Основное влияние на рабочий диапазон оказывает спектральный прибор, но также возможно влияние осветительной системы и фотоприемника, поскольку чувствительность фотоприемника, равно как и коэффициент пропускания осветительной системы зависят от длины волны;

б) *спектральная разрешающая способность R* характеризует свойство прибора разделять излучение на компоненты, отличающиеся по длине волны на малый интервал $\delta\lambda$. Чем меньше этот интервал, т.е. чем более детальное исследование спектра допускает данный прибор, тем больше его

разрешающая способность. Численно она определяется отношением:

$$R = \lambda / \delta\lambda, \quad (1.1)$$

где λ — длина волны, для которой определяют разрешающую способность спектрального аппарата; $\delta\lambda$ — разность длин волн двух наиболее близких спектральных линий, которые еще могут быть разрешены данным спектральным аппаратом. Более строго разрешающая способность определяется аппаратной функцией прибора, о чем речь пойдет ниже. Разрешение зависит от спектрального прибора, но возможно влияние и осветительной системы:

в) *пространственное разрешение* — расстояние между двумя точками пространства, излучение из которых может быть проанализировано отдельно. Основное влияние на него оказывает осветительная система;

г) *временное разрешение* — интервал между моментами времени, которые можно проанализировать отдельно. Основное влияние оказывает фотоприемник и регистрирующая система;

д) *порог чувствительности* — определяет минимальный поток энергии от источника, позволяющий проанализировать излучение. Эта важнейшая для задач диагностики характеристика системы зависит от конструкции и физических принципов функционирования спектрального прибора, типа и качества фотоприемника, уровня шумов источника, фотоприемника с усилителем и регистрирующей системы.

е) *угловая дисперсия* (D_ϕ) определяет изменение угла отклонения луча ϕ (см. рис.1.1) с изменением длины волны λ : $D_\phi = d\phi/d\lambda$; (1.2)

ж) *линейная дисперсия* (D_l) определяется как: $D_l = dl/d\lambda$, где l — длина дуги (см.рис.1.1), отсчитанная от какой-нибудь точки фокальной поверхности до места пересечения ее с лучом. Чаще пользуются обратной линейной дисперсией:

$$1/D_l = d\lambda / dl \quad (1.3)$$

Измеряется обратная дисперсия в ангстремах на миллиметр.

з) *область дисперсии*- диапазон длин волн в спектре, где имеется однозначная связь между длиной волны спектральной линии и ее положением в спектре, наблюдаемом на фокальной поверхности. Например, для дифракционных приборов имеет место переналожение порядков дифракции, с которым приходится бороться с помощью светофильтров.

д) *светосила* спектрального прибора характеризует его фотометрические свойства - она равна коэффициенту пропорциональности между яркостью источника и непосредственно измеряемой энергетической величиной. Светосила зависит от геометрических характеристик прибора, потерь излучения в нем, угловой дисперсии и др.

1.2.2 Уширение спектральных линий прибором. Аппаратная функция (инструментальный контур).

Разрешающая способность прибора зависит от его аппаратной функции. Предположим, что мы располагаем идеальным источником, излучающим строго монохроматические волны. Если бы прибор не вносил искажений в спектральное распределение излучения, то на выходе прибора (фокальная поверхность) получили бы ряд бесконечно тонких спектральных линий. В действительности же образованные прибором линии будут иметь конечную ширину. Это связано со следующим:

1. спектральные линии являются изображением входной щели, которая всегда имеет конечную ширину;
2. с дифракционными явлениями;
3. с аберрацией и дефектами оптической системы;

4. с особенностями регистрирующей системы, например, полосой пропускания.

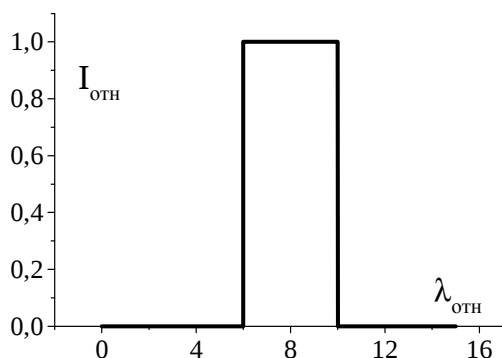


Рис.1.2 Инструментальный контур

(широкая щель)

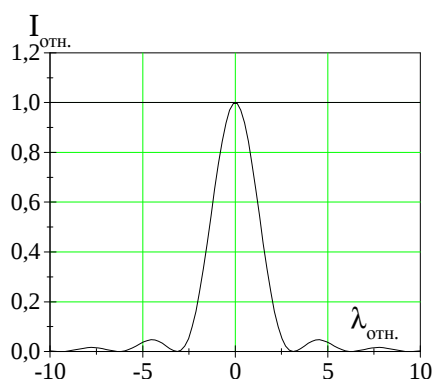


Рис.1.3 Инструментальный контур

(узкая щель)

Если входная щель спектрального прибора достаточно широкая, то инструментальный контур имеет вид представленный на рис.1.2. С уменьшением ширины щели все больше будет проявляться дифракция на ней, которая приведет к уширению изображения линии (рис.1.3). Понятно, что с уменьшением ширины щели будет происходить уменьшение светосилы. Существует так называемая нормальная ширина a_n [12], для которой разрешение и светосила оптимальны. Обычно, $a_n = 0.02-0.04$ мм. Согласно [12] щель называется нормальной, если ширина ее геометрического изображения в фокальной плоскости равна расстоянию между двумя линиями, разрешенными согласно критерию Релея (см. ниже) . При этом, как показал анализ [12], потеря в разрешающей способности по сравнению с бесконечно узкой щелью составляет около 25%.

Обратимся к расчету аппаратных искажений и алгоритму восстановления истинного контура линии. Предположим, что в спектральный прибор попадает строго монохроматическое излучению λ_0 . Из-за аппаратных искажений на фокальной поверхности вместо бесконечно тонкой линии будет формироваться некоторый контур конечной ширины. Иначе говоря,

излучение с длиной волны λ_0 будет попадать на участки фокальной поверхности, соответствующие иным длинам волн. Нечто подобное мы наблюдаем, когда смотрим через неслишком узкополосный желтый фильтр на чисто зеленый источник. Последний останется зеленым, но менее ярким. Пусть Φ_0 -интегральный сигнал, соответствующий полному световому потоку на длине волны λ_0 . Тогда каждому элементу указанного контура будет соответствовать сигнал: $d\Phi = \Phi_0 \cdot A(\lambda) d\lambda$, где $A(\lambda)$ - аппаратная функция или инструментальный контур. Понятно, что: $\int_0^{\infty} A(\lambda) d\lambda = 1$. Вид функции $A(\lambda)$, как уже указывалось выше, определяется различными причинами и может быть довольно сложным. Предположим, что в спектральный прибор попадает спектральная линия, истинный контур которой $F(\lambda)$. Функция $F(\lambda)$ описывает изменение интенсивности линии с длиной волны. Тогда энергия излучения в интервале длин волн $\lambda, \lambda + d\lambda$ будет очевидно равна: $d\Phi = \Phi_0 \cdot F(\lambda) d\lambda$.

Выделим интервал $d\lambda'$ вблизи λ' . Этот участок линии будет уширен за счет аппаратных искажений. Если спектральный прибор будет настроен на длину волны λ , то выделенный элемент внесет вклад в регистрируемый сигнал:

$$d\Phi_{\lambda} = \Phi_0 \cdot F(\lambda') \cdot A(\lambda - \lambda') d\lambda' \quad (1.4)$$

Интегрируя (1.4) по λ' можно найти вклад от всех элементов линии в общий результат на длине волны λ :

$$\Phi(\lambda) = \Phi_0 \cdot \int_0^{\infty} F(\lambda') \cdot A(\lambda - \lambda') d\lambda' \quad (1.5)$$

Функция $\Phi(\lambda)$ описывает контур регистрируемой линии с учетом аппаратных искажений. Выражение (1.5) представляет собой свертку двух функций.

Рассмотрим два практически важных предельных случая.

1. Полуширина линии много меньше полуширины аппаратной функции. Ниже мы уточним понятие "полуширина". А это означает, что $A(\lambda-\lambda')$ в пределах линии ($\lambda \approx \lambda_0$) есть величина практически постоянная, что позволяет вынести ее за знак интеграла:

$$\Phi(\lambda) = \Phi_0 \cdot A(\lambda - \lambda_0) \int_0^{\infty} F(\lambda') d\lambda' = \Phi_0 \cdot A(\lambda - \lambda_0) \quad (1.6)$$

Этот результат позволяет найти аппаратную функцию спектрального прибора экспериментально. **Для нахождения аппаратной функции спектрального прибора достаточно прописать контур узкой линии, например, нерезонансной линии газоразрядной лампы низкого давления.**

2. Аналогично можно убедиться, что, **если ширина линии значительно превышает ширину аппаратной функции, то регистрируемый контур линии будет близок к истинному.**

Если полуширины функций F и A сравнимы, то для восстановления истинного контура необходимо решать довольно сложную задачу по нахождению подинтегральной функции $F(\lambda')$ в уравнении (1.5). При решении интегрального уравнения (1.5) на практике применяют аналитические или графические методы [12]. Особенно плодотворно используются методы фурье-анализа.

Пусть искомые функции можно представить в виде интеграла Фурье.

Например:

$$\Phi(\lambda) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\Omega) \cdot e^{i\lambda\Omega} d\Omega \quad (1.7)$$

где $\Phi(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\lambda) \cdot e^{-i\lambda\Omega} d\lambda$ - фурье -трансформант. Аналогичное выражение можно записать и для аппаратной функции.

Умножим уравнение (1.5) на $e^{-i\lambda\Omega}$ и проинтегрируем полученный результат по λ . В итоге получим: $\Phi(\Omega) = F(\Omega) \cdot A(\Omega)$, и далее: $F(\Omega) = \Phi(\Omega)/A(\Omega)$.

Поскольку функции $\Phi(\lambda)$, $A(\lambda)$ известны из результатов эксперимента, то не сложно найти и соответствующие фурье- трансформанты. Окончательно получаем:

$$\Phi(\lambda) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} (\Phi(\Omega)/A(\Omega)) \cdot e^{-i\lambda\Omega} d\Omega \quad (1.8)$$

Операция восстановления истинного контура (редукция) проводится с помощью компьютера. Записанные контуры линий отягощены шумами, от которых перед обработкой результатов следует избавиться используя стандартные программы. В противном случае восстановленный контур может содержать ложную структуру. **Все описанное выше имеет место в предположении линейности системы, в чем необходимо предварительно убедиться. Для каждой системы существует диапазон входных сигналов, в котором это условие выполняется. Необходимо определить этот диапазон и не использовать для количественных измерений сигналы, выходящие за границы линейности.**

1.2.3 Диспергирующие элементы.

На рис. 1.1 представлена принципиальная схема спектрального прибора, узловым элементом которого является диспергирующий элемент 2 (призма или решетка). В соответствии с этим говорят о призмённых либо дифракционных спектральных приборах.

Действие **призмы** основано на том, что показатель преломления n всех веществ зависит от длины волны (дисперсия света), а, следовательно, угол отклонения луча призмой будет различным для разных длин волн. Угловая дисперсия призмы существенно зависит от длины волны, поэтому градуировочные (по длинам волн) характеристики приборов нелинейны и для выполнения градуировки нужно большое число линий с известными длинами волн.

Из законов геометрической оптики можно получить выражение для угловой дисперсии призмы [12-14]:

$$d\varphi/d\lambda = (l/D) \cdot (dn/d\lambda)$$

Здесь l -длина основания призмы, D -сечение пучка, выходящего из нее.

Предельное разрешение призмённого прибора получим, учитывая, что дифракционный угол равен λ/D :

$$\delta\lambda_{кр} = (\lambda/D) \cdot d\varphi/d\lambda$$

Иногда для увеличения разрешения в приборе устанавливается несколько призм. В этом случае l - сумма их оснований. Призмённые приборы, в среднем, обладают меньшим разрешением, чем дифракционные, но их преимущество состоит в отсутствии эффекта "наложения порядков".

Теорию **дифракционной решетки** можно найти в любом учебнике по физической оптике, например, в [15].

В спектральных приборах используются обычно отражательные и профилированные решетки, у которых отражающие штрихи наклонены под некоторым углом к поверхности решетки, что позволяет повысить долю излучения в заданном порядке дифракции.

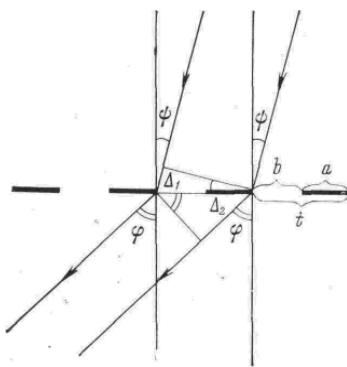
В 1786 г. американский астроном Дэвид Риттенхаус впервые использовал

для разложения излучения в спектр явление дифракции. Изготовленное им устройство состояло из ряда щелей, образованных совокупностью тонких проволок, натянутых на рамку. Такой прибор получил впоследствии название прозрачной дифракционной решетки. Позднее, в 1821 г. Фраунгофер создал первую теорию дифракционной решетки. Он предложил получать решетки с более узкими прозрачными и непрозрачными участками, нарезаая поверхность стеклянной пластинки алмазным резцом.

Действие дифракционной решетки легко понять, рассмотрев интерференцию отдельных плоских волн, испытавших дифракцию на щелях решетки. В результате интерференции лучей, исходящих из соседних щелей, будут наблюдаться максимумы, когда разность хода лучей $\Delta_2 - \Delta_1$ будет равна целому

числу волн (рис. 1.4). Элементарное геометрическое рассмотрение позволяет определить положение максимумов, задаваемое известной формулой:

$$t(\sin\varphi - \sin\psi) = k\lambda \quad (1.9)$$



Здесь t — суммарная ширина прозрачного и непрозрачного участка решетки (постоянная решетки), φ — угол дифракции, ψ — угол падения, k — целое-число. Аналогичная формула получается и для отражающей решетки,

Рис.1.4

Формула 1.9 позволяет установить ряд важных свойств решетки. Из нее видно, что угол дифракции зависит от длины волны, именно это дает возможность применять решетку в качестве диспергирующего элемента.

Спектры разных порядков. Решетка дает большое число спектров, соот-

ветствующих разным значениям k . При $k=0$ имеем спектр нулевого порядка, для которого $\sin\varphi=\sin\psi$ независимо от длины волны. Верхнее значение k ограничивается условием $|\sin\varphi-\sin\psi| < 2$. Чтобы решетка давала спектр хотя бы первого порядка, должно выполняться условие $t > \lambda/2$. Таким образом, для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$. постоянная решетки должна быть более $2500\text{\AA}$, т. е. решетка должна иметь менее 4000 штр/мм . Современные решетки имеют от 600 до 2400 штр/мм , т. е. близки к указанному пределу. Для области $10000\text{\AA}$ решетка, имеющая 2400 штр/мм , уже не годится, так как с ее помощью невозможно наблюдать спектр даже первого порядка. Поэтому для более длинноволновой области приходится применять относительно грубые решетки, имеющие 300 штр/мм и менее.

Разрешающая способность. Верхний предел для расстояния между штрихами не ограничивается никакими жесткими условиями. Однако два обстоятельства заставляют уменьшать постоянную решетки. Во-первых, разрешающая способность дифракционной решетки определяется соотношением [12]: $R=\lambda/\delta\lambda=kN$, т. е. зависит как от порядка спектра, так и от полного числа штрихов решетки N . Очевидно, что существенное увеличение числа штрихов решетки возможно лишь за счет уменьшения ее постоянной. Таким образом, желание иметь большую разрешающую силу заставляет увеличивать число штрихов и соответственно уменьшать постоянную решетки. Для увеличения разрешающей способности можно увеличить порядок спектра. Во-вторых, угловая **дисперсия** решетки также зависит от постоянной t . Действительно дифференцируя (1.9) можно получить :

$$D_{\varphi} = d\varphi/d\lambda = k/t\cos\varphi$$

Отсюда видно, что уменьшение постоянной решетки t , как и увеличение порядка спектра, приводят к увеличению угловой дисперсии прибора.

Переналожение порядков. Основная формула решетки (1.9) показывает, что одни и те же углы дифракции будут наблюдаться для всей совокупности

длин волн λ_i , удовлетворяющих соотношению

$$t(\sin\varphi - \sin\psi) = k_i \lambda_i$$

Здесь k_i — вся последовательность натурального ряда чисел k , возможных для данной решетки.

Таким образом, если для наибольшей наблюдаемой длины волны λ спектр первого порядка расположен под углом φ к нормали, то под этим же углом будет наблюдаться излучение с длиной волны $\lambda/2$ в спектре второго порядка, $\lambda/3$ — в спектре третьего и т. д. Для борьбы с этим приходится принимать специальные меры, например, использовать светофильтры.

1.3 Подготовка щелевого спектрального прибора к работе (практические рекомендации).

В настоящем разделе предлагается выполнить несколько заданий, которые позволят освоить подготовку спектрального прибора к работе. Этот этап спектроскопических исследований является, пожалуй, основным, поскольку он и обеспечивает надежность результатов эксперимента. К сожалению нельзя указать общих приемов для юстировки всех спектральных приборов, т.к. они (приемы) в значительной степени зависят от конструктивных особенностей СП. Много полезного можно почерпнуть в прекрасной книге [12]. В предлагаемых заданиях (лабораторных работах) используется дифракционный прибор типа СДМС без каких либо технических изысков, позволяющий поэтому сконцентрировать свое внимание на основных узлах прибора. Приобретенные при этом навыки с успехом могут использоваться при юстировке иных спектральных приборов.

1.3.1 Юстировка дифракционного прибора СДМС (Задание 1) .

Назначение.

Скастрирующий спектрограф СДМС предназначен для выделения

монохроматического излучения с последующей фотоэлектронной регистрацией в узком диапазоне длин волн.

Технические характеристики.

- Рабочий диапазон 200 - 1 000 нм определяется дифракционной решеткой.
- Относительное отверстие $I : 10$ с рабочей поверхностью решетки 70 x 80 мм.
- Обратная линейная дисперсия в первом порядке:
1,2 нм/мм (решетка I 200 штр/мм), 2,4 нм/мм (решетка 600 штр/мм).
- Фокусное расстояние зеркально-сферического объектива-700 мм.
- Точность отсчета поворота решетки $-10''$.
- Высота оптической щели - 20 мм.
- Ширина раскрытия щели - 4 мм.
- Точность отсчета раскрытия щели 0,01 мм.
- Высота оптической оси прибора над плоскостью стола 250 ± 30 мм,
- Габариты с учетом выступающей части: 350 x 350 x 800 мм.

Устройство спектрографа СДМС.

Спектрограф собран на швеллере, обеспечивающим стабильность оптической схемы. Под основанием размещен механизм поворота решетки и узел автоматического сканирования. На основании закреплены стальная коробка, несущая входную щель с поворотным зеркалом, выходную щель и кронштейн с кожухом ФЭУ (фотоэлектронный умножитель), две оправы с объективами (сферические зеркала).

Для крепления оптических рельсов к основанию (сбоку) приварены четыре выступа. На входном рельсе ставится рейтер со столиком и линзой в оправе. Сверху прибор закрыт светонепроницаемым кожухом. Выход на рабочий участок спектра производится вручную, а сканирование выбранного участка - автоматическое, от электродвигателя через редуктор со сменными кулачками. Описанный способ сканирования

конечно же не является единственным. В работе [16] спектр в узком диапазоне длин волн осуществлялся колеблющимся по линейному закону поворотным зеркалом 3 (см. рис.1.5). Однако в этом случае входной щелью являлась 7. Возможны и иные варианты [12].

На рис.1.5 представлена оптическая схема спектрального прибора СДМС. Свет от источника через кварцевый (или стеклянный) конденсор 1 (см. рис.1.5)) попадает на входную щель 2, находящуюся в фокальной плоскости первого объектива 4 (сферическое зеркало). Поворотное зеркало 3 и первый объектив 4 направляют параллельный пучок света на дифракционную решетку 5.

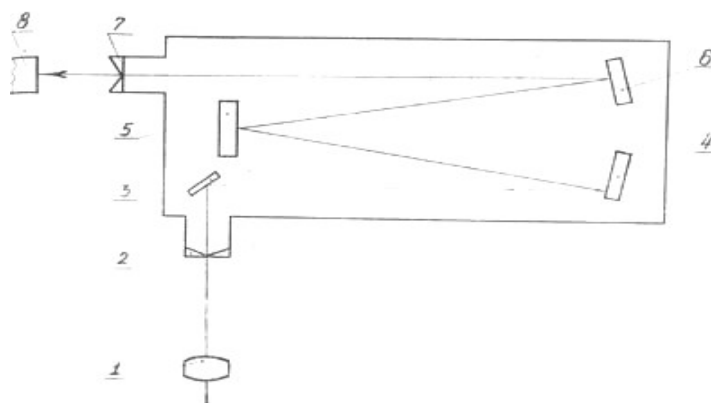


Рис.1.5 Оптическая схема спектрального прибора СДМС.

Дифрагированный пучок лучей фокусируется вторым объективом 6 в плоскости выходной щели 7, и регистрируется ФЭУ (или иным фотоприемником), установленным в кожухе 8. Сразу отметим, что в качестве входной щели можно использовать щель 7.

Последовательность юстировки спектрографа.

Для юстировки спектрографа на первой стадии применяется источник когерентного излучения, имеющий малую расходимость пучка, например, He-Ne лазер. Такой источник позволяет с высокой степенью точности устанавливать все оптические узлы спектрографа на одной оптической оси.

На второй стадии юстировки целесообразно использовать источник линейчатого спектра, дающий по возможности слабый фон и узкие яркие линии, расположенные в той области спектра, в которой предполагается вести работу. Юстировку необходимо производить в затемненном помещении и в следующем порядке:

а. Используя уровень, необходимо добиться горизонтального положения спектрографа. Уровень последовательно устанавливается на основании в различных местах. Правильности установки можно добиться, меняя длину опорных ножек.

б. Входная щель в вертикальном положении устанавливается в фокальной плоскости зеркального объектива. При этом сумма расстояния от входной щели до поворотного зеркала и от него до объектива должна быть равна фокусному расстоянию последнего. Наиболее точно входная щель может быть установлена при помощи зрительной трубы (см. рис.1.6). Для этого последняя выставляется на "бесконечность" (для этого достаточно настроиться на какой-нибудь удаленный предмет) и ее ось совмещается с осью объектива, что удобно выполнить, заменив дифракционную решетку плоским зеркалом наружного покрытия, с помощью которого свет выводится с объектива на трубу, как показано на рис. 1.6 точечным пунктиром. Изменяя взаимное расположение объектива и входной щели, добиваются положения, при котором контур наблюдаемой в зрительную трубу освещенной входной щели имеют наибольшую резкость.

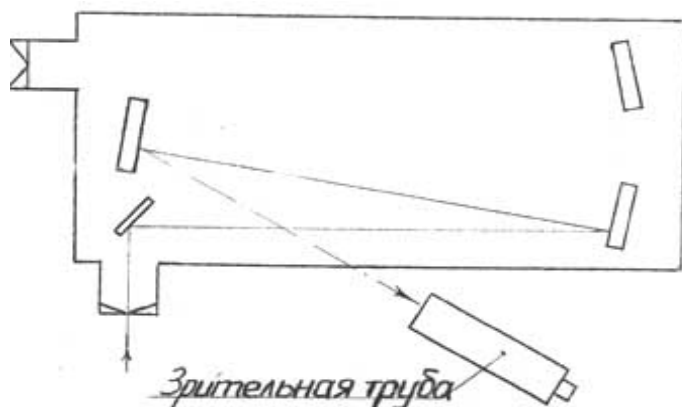


Рис.1.6 К юстировке входной щели СП.

Обычно зеркало вместо решетки не устанавливается из-за чисто технических трудностей. Дифракционная решетка устанавливается в такое положение, чтобы щель наблюдалась в нулевом порядке. В этом случае она работает как обычное зеркало, но с невысоким коэффициентом отражения.

в. Оптические детали спектрографа устанавливаются в оптимальное положение. Для этого на них укрепляются, например, с помощью пластилина, перекрестия из ниток таким образом, чтобы оптический центр детали совпадал с перекрестием. Затем перед входной щелью спектрографа на расстоянии 400-600 мм устанавливается лазер, излучение которого должно проходить через центр щели, раскрытой на 1 мм и центр первого объектива. Тем самым гарантируем правильность установки лазера. С помощью юстировочных винтов объектива, позволяющих изменять его положение относительно вертикальной и горизонтальной осей, излучение лазера выводится на центр дифракционной решетки. Затем, при помощи рукоятки на барабане механизма ручного сканирования, решетка поворачивается таким образом, чтобы отраженное излучение от решетки в нулевом порядке попадало на центр первого объектива. Если излучение оказывается выше или ниже центра объектива, то при помощи винта, регулирующего наклон решетки, добиваются необходимого результата. В результате решетка и первый объектив будут установлены перпендикулярно оптической оси. Затем решетку поворачивают до тех пор, пока излучение нулевого порядка не попадет на центр второго объектива, юстировочными винтами которого излучение выводится на центр выходной щели.

г. Следующий этап юстировки состоит в установлении штрихов решетки параллельно оси ее вращения. Дело в том, что при повороте решетки на большой угол из прорези выходной щели появляется спектр первого, а затем второго порядка. В случае правильной установки решетки в пределах двух порядков (справа и слева от нулевого) спектр не должен смещаться по высоте, т.е. спектральные линии должны проходить на одном уровне

относительно контура выходной щели. Для реализации этого этапа юстировки поступают следующим образом. На экране, удаленном на значительное расстояние от решетки (2-5 м), отмечается место, куда попадает излучение из нулевого порядка, минуя второй объектив. Затем поворотом решетки можно установить прохождения излучения из различных порядков относительно отмеченной точки. Если штрихи решетки не параллельны оси ее вращения, то излучение из левого и правого порядков будут проходить выше или ниже отмеченного места. При необходимости наклон штрихов решетки исправляется боковыми юстировочными винтами, поворачивающими решетку вокруг оси, перпендикулярной ее плоскости.

д. Путем сравнения яркости правого и левого порядков спектра производится выбор рабочего порядка, имеющего наибольшую яркость.

е. После проделанных операций необходимо провести установку входной и выходной щелей параллельно штрихам решетки и соответственно ее оси вращения. С этой целью входная щель освещается помещенным на оптической оси источником линейчатого спектра. Перед входной щелью на рельс устанавливается конденсор, положение которого определяется по известной формуле тонкой линзы: $1/F = 1/l_1 + 1/l_2$, где F -фокусное расстояние линзы, l_1 - расстояние между источником и линзой, l_2 -расстояние между линзой и входной щелью. Величины l_1 и l_2 имеют оптимальные значения при условии, что они равны отношению диаметра конденсора к относительному отверстию прибора. Прокомментируем сказанное.

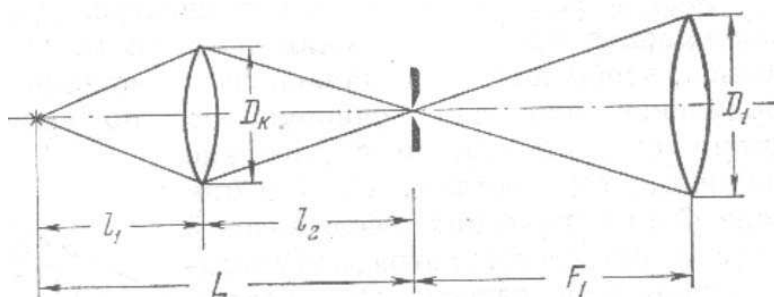


Рис.1.6а Освещение щели спектрального прибора.

На рис.1.6а показана оптическая схема освещения входной щели спектрального прибора с помощью конденсора (D_k). Видно, что для эффективного освещения коллиматорного (D_1) объектива (на рис.1.6 сферическое зеркало) необходимо соблюдения условия: $\frac{D_k}{l_2} = \frac{D_1}{F_1} = \varepsilon$. Отсюда получаем $l_2 = \frac{D_k}{\varepsilon}$, где ε - относительное отверстие коллиматорного объектива.

В результате установки конденсора пучки света расширяются таким образом, что сферические зеркала объективов и дифракционная решетка оказываются освещенными равномерно по всей площади. Пользуясь экраном на белой бумаге, необходимо следить, чтобы контуры пучков света были симметричны контурам освещаемых ими зеркал и решетки.

При наблюдении в выходную щель изображение прямоугольника заштрихованной части решетки должно быть видно расположенным вблизи средней части зеркального объектива симметрично по контурам, причем оно должно быть освещено равномерно по всей площади. Щели спектрографа необходимо установить параллельно штрихам решетки. В противном случае практическая разрешающая способность будет существенно снижена.

Установку входной щели производят следующим образом. На выходную щель выводится спектральная линия. Ширина входной щели должна быть 0,02 - 0,03 мм, выходная щель максимально раскрыта. Фокусировка осуществляется при помощи короткофокусной 10- 15 кратной лупы, сфокусированной на линию. Поворотом входной щели вокруг горизонтальной оси при неизменном расстоянии ее от первого объектива необходимо добиться минимальности ширины наблюдаемой линии. Затем фокусируют лупу на ножи выходной щели и перемещают ее вместе со щелью в направлении оси тубуса до положения, соответствующего максимальной резкости наблюдаемой линии. Далее проверяется параллельность выходной щели наблюдаемой в лупу входной щели. Делается это следующим образом.

При медленном сканировании в одну и другую сторону спектральная линия должна исчезать за каждый из ножей выходной щели одновременно по всей высоте. Это достигается поворотом выходной щели вокруг оси тубуса.

1.3.2 Определение практической разрешающей способности спектрографа (Задание 2).

Практически разрешающая способность определяется ширинами входной и выходной щелей, качеством оптических узлов и их юстировки, полным числом штрихов дифракционной решётки (N). Теоретическая разрешающая способность определяется известным соотношением [12]: $R=kN$, где k -порядок дифракции. Практическая разрешающая способность меньше теоретической. Она определяется экспериментально по способности разрешить две близко расположенные спектральные линии. Решение этой задачи не является простым, и требует источников излучения с богатым линейчатым спектром и наличия в спектре близко расположенных линий равной интенсивности. В связи с этим экспериментаторы поступают следующим образом.

а. Фотоэлектрическая регистрация. В качестве источника излучения используются газоразрядные лампы низкого давления (Ne, He, Hg и др), имеющих узкие спектральные линии. Дифракционная решетка медленно поворачивается, что позволяет записать профиль какой-либо спектральной линии. Если ширина спектральной линии значительно меньше полуширины аппаратной функции, то, как уже указывалось выше, **зарегистрированный конур и представляет собой аппаратную функцию**. Измеряя ее спектральную ширину ($\Delta\lambda$) можно определить с достаточной точностью разрешающую способность прибора: $R= \lambda/\Delta\lambda$, где λ - длина волны, для которой проводились измерения.

б. Визуальное наблюдение. Спектр излучения наблюдается с помощью микроскопа с малым увеличением. Идея метода состоит в следующем.

Аппаратное искажение (уширение) спектральных линий определяются, главным образом дифракцией на оптических элементах и конечностью ширины щелей Δl . Обычно Δl составляет сотые доли мм (0,02-0,04мм). Поскольку характерные размеры оптических элементов значительно превышают длину волны излучения ($\Delta l \gg \lambda$), профиль регистрируемой линии определяется, в основном, шириной щелей. Степень монохроматизации излучения в этом случае можно рассчитать согласно соотношению:

$$\Delta\lambda \approx \Delta l \cdot D_l = \Delta l \cdot \delta\lambda / \Delta x, \quad (1.10)$$

где $D_l = \delta\lambda / \Delta x$ - обратная линейная дисперсия, которую можно определить следующим образом. С помощью микроскопа одновременно ведется наблюдение за двумя линиями излучения, например, за желтым дублетом натрия или другими линиями (λ_1 и λ_2). Если измеренное расстояние между ними в фокальной плоскости Δx , то, очевидно, что: $D_l = (\lambda_1 - \lambda_2) / \Delta x$.

Перейдем теперь к практической части работы.

Для определения D_l можно поступить следующим образом:

1. Сфокусируйте излучение, например, ртутной лампы в плоскости входной щели.
2. Ширину входной щели установите равной 0,03- 0,04 мм (нормальная ширина).

Выходная щель должна быть полностью открытой.

3. Вращая ручку барабана, выведите желтые линии Hg ($\lambda_1 = 5769,6 \text{ \AA}$; $\lambda_2 = 5789,66 \text{ \AA}$), так чтобы их можно было бы наблюдать одновременно.
4. Проведите измерение расстояния Δx между линиями в фокальной плоскости с помощью микроскопа со шкалой.
5. Определите обратную линейную дисперсию. Общепринятая размерность - $\text{\AA} / \text{мм}$.

6. Сравните полученный результат с теоретическим, который легко найти, если продифференцировать основную формулу дифракционной решетки (1.9). В результате получаем угловую дисперсию:

$$D_{\varphi} = d\varphi/d\lambda = d \cdot \cos\varphi / k \quad (1.11)$$

Пусть F фокусное расстояние сферического зеркала, тогда легко сообразить, что линейные и угловые координаты связаны соотношением (см. рис.1.1): $dx = F \cdot d\varphi$ и, следовательно, обратная линейная дисперсия имеет вид: $D_l = d\lambda/dl = d \cdot \cos\varphi / (k \cdot F)$. Для оценок $\cos\varphi$ можно принять равным единице. И, наконец, по известной ширине выходной щели Δl находим спектральную ширину щели $\Delta\lambda \approx \Delta l \cdot D_l$ и, затем, разрешающую способность спектрального прибора.

1.3.3 Градуировка спектрометра по длинам волн (Задание 3).

Для такой операции необходим источник с хорошо известным линейчатым спектром, например, безэлектродные шариковые лампы, возбуждаемые высокочастотным разрядом, наполненные парами ртути или инертными газами, или тлеющие разряды низкого давления в тех же газах. Спектр регистрируется и запоминаются номера каналов регистрирующей системы N_j , (номера шагов двигателя, деления барабана и др.), на которых обнаруживаются линии. Им сопоставляются паспортные значения длин волн λ_j . Если спектр на выходе прибора недоступен наблюдению или неопытный экспериментатор не может "опознать" линии по цвету и положению в спектре, можно использовать, например, интерференционные фильтры для выделения отдельных линий.

Градуировка сводится к определению коэффициентов зависимости $\lambda = f(N)$.

Чаще всего используют полиномиальные представления либо иные, но обеспечивающие заданную точность. Поскольку любая механическая система имеет люфт, градуировку спектрального прибора следует проводить в заданном, заранее оговоренном, направлении, например, в направлении возрастания λ .

1.4 Интерферометр Фабри-Перо.

Рассмотренный выше дифракционный щелевой прибор обладает разрешающей способностью $\sim 10^5$. Действительно, теоретическая величина $R=kN$. В первом порядке дифракции $R=N$. Принимая во внимание то, что размер решетки $l \approx 100$ мм, а число штрихов на мм ~ 1000 , имеем $R \sim 10^5$. Реально величину R можно повысить до нескольких единиц 10^5 , но не более. Однако, имеются спектроскопические задачи, для решения которых необходимы приборы с разрешающей способностью до 10^7 - 10^8 . Их использование при диагностике высокотемпературных объектов дают возможность по контурам линий получать новую информацию. Действие таких приборов основано на использовании многолучевой интерферометрии. К ним относятся пластинка Люммера, эшелон Майкельсона и интерферометр (эталон) Фабри-Перо. Первые два типа приборов используются редко, поскольку интерферометр Фабри-Перо удобен в работе, обладает высокой разрешающей силой и относительно дешев.

1.4.1 Устройство интерферометра Фабри–Перо.

На рис. 1.7 представлена схема устройства интерферометра Фабри-Перо [14].

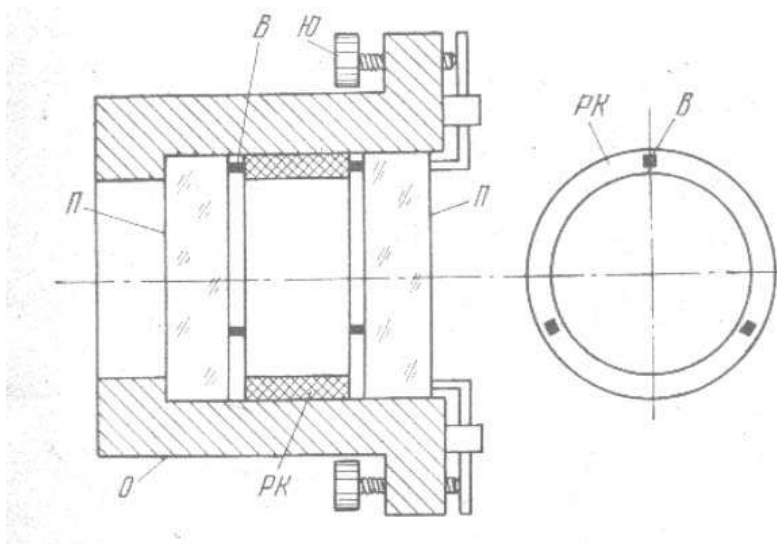


Рис.1.7. Схема устройства интерферометра Ф-П. П – пластины; РК-распорное кольцо; В выступы; Ю – юстировочные винты; О- обойма.

Интерферометр представляет собой две параллельные стеклянные или кварцевые пластинки (П), расположенные на расстоянии t друг от друга. На обращенные друг к другу плоскости нанесены отражающие покрытия (зеркала) с высоким коэффициентом отражения. Сами отражающие поверхности должны быть оптически плоскими с точностью ~ 0.02 от длины волны исследуемого излучения [14]. Расстояние t между пластинками определяется распорным кольцом (РК), расположенным между ними. Кольцо изготавливается из материала (кварц, инвар) с малым коэффициентом термического расширения. Для облегчения изготовления колец с высокой степенью точности и удобства юстировки интерферометра кольца снабжены специальными выступами (В), на которые упираются зеркальные пластины. С помощью юстировочных винтов можно добиться их параллельности. Интерферометры снабжаются кольцами разной высоты от 0.3 до 150 мм.

Обратимся к физическим принципам работы интерферометра Ф-П. При прохождении пучка через интерферометр в результате многократного отражений от поверхностей полупрозрачных зеркал образуется ряд параллельных световых пучков. Сказанное иллюстрирует рисунок 1.8.

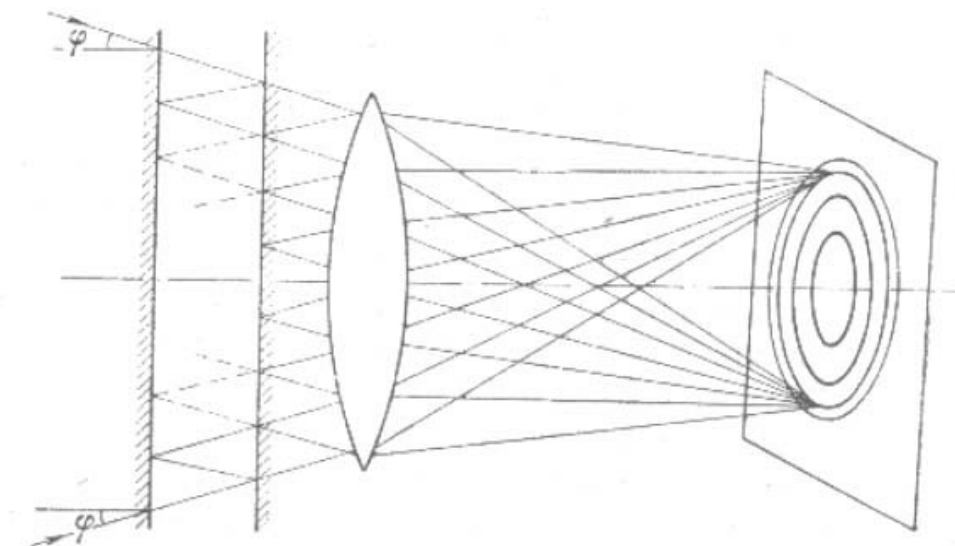


Рис.1.8 Схема образования интерференционных колец в установке с интерферометром Ф-П.

Для описания интерференционной картины необходимо знать оптическую разность хода между соседними лучами Δ . Из простых геометрических соображений несложно получить:

$$\Delta = 2t/\sin\varphi - 2t \cdot \operatorname{tg}\varphi \cdot \sin\varphi = 2t\cos\varphi,$$

где t -расстояние между пластинками; φ -угол, под которым лучи отражаются от пластин. Показатель преломления среды принят равным единице.

Условие образования интерференционного максимума имеет вид:

$$\Delta = 2t\cos\varphi = k\lambda \quad (1.12)$$

где k - порядок интерференции. Он весьма велик. Например, для $t=1\text{см}$ и $\lambda=5\cdot 10^{-5}\text{см}$ получаем $k\approx 40000$.

Если за интерферометром поставить линзу (рис.1.8), то в ее фокальной плоскости образуется ряд колец, соответствующих условиям:

$$2t\cos\varphi_1 = k\lambda; 2t\cos\varphi_2 = (k-1)\lambda; 2t\cos\varphi_3 = (k-2)\lambda \text{ и т.д.}$$

В интерферометре Ф-П используются зеркала с очень высоким коэффициентом отражения $r \approx 1$, поэтому интенсивности интерферирующих пучков близки по величине, а их число велико. Именно это обстоятельство (см. ниже) и обуславливает высокое разрешение прибора. В настоящее время интерферометр Ф-П практически вытеснил из спектроскопической практики иные приборы высокого разрешения.

1.4.2 Основные характеристики интерферометра Фабри-Перо.

Дисперсия. Выражение для угловой дисперсии получим, продифференцировав (1.12) по λ :

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = -\frac{k}{2t \sin \varphi} \quad (1.13)$$

Исключая k из (1.13) используя выражение (1.12) получаем:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda \cdot \operatorname{tg} \varphi} . \quad (1.14)$$

$$\text{При малых углах } \varphi: \frac{d\varphi}{d\lambda} \cong -\frac{1}{\lambda \cdot \varphi} . \quad (1.15)$$

Из (1.14) и (1.15) видно, что угловая дисперсия не зависит от t и при $\varphi \rightarrow 0$ дисперсия $\rightarrow \infty$.

Постоянная интерферометра (область дисперсии).

Для определения углового расстояния между соседними кольцами, соответствующими данной длине волны, продифференцируем (1.12) по k :

$-2t \sin \varphi \Delta \varphi = \lambda \Delta k$. Принимая $\Delta k = 1$, получаем:

$$\Delta\varphi = -\frac{\lambda}{2t \sin \varphi} \quad (1.16)$$

Зная угловое расстояние между кольцами $\Delta\varphi$ и угловую дисперсию интерферометра, найдем интервал длин волн, соответствующий расстоянию между соседними кольцами или так называемую постоянную интерферометра:

$$\Delta\lambda_n = \frac{\Delta\varphi}{d\varphi/d\lambda} = \frac{\lambda}{k} = \frac{\lambda^2}{2t \cos \varphi}. \quad (1.17)$$

Для малых φ величина $\cos\varphi \approx 1$, в результате:

$$\Delta\lambda_n = \frac{\Delta\varphi}{d\varphi/d\lambda} = \frac{\lambda^2}{2t}. \quad (1.18)$$

Постоянную интерферометра часто выражают в волновых числах $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$, тогда:

$$\Delta\tilde{\nu}_n = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{2t}. \quad (1.19)$$

Аппаратная функция интерферометра.

Как было указано выше, именно от аппаратной функции зависит разрешающая способность интерферометра. Будем считать, что два зеркала разделены воздушным промежутком t и имеют достаточно большую площадь (интерферирующих пучков много). Пусть оба зеркала характеризуются одинаковыми коэффициентами отражения r , поглощения ε и пропускания τ ($r+\varepsilon+\tau=1$). Поскольку коэффициенты r, ε, τ относятся к интенсивности света, то для амплитуды волны соответствующие коэффициенты имеют вид-

$\sqrt{r}, \sqrt{\varepsilon}, \sqrt{\tau}$. Уравнение световой волны падающей на интерферометр:

$$E = A \exp[i(\omega t + \varphi_0)], \quad (1.20)$$

где A -амплитуда, ω -круговая частота, φ_0 -фаза колебания перед первым зеркалом.

Для волны, прошедшей через два зеркальных слоя (первая волна) без отражений, можно записать:

$$E_1 = \tau^{1/2} \tau^{1/2} A \exp[i(\omega t + \varphi_1)]. \quad (1.21)$$

Для второй волны после двух отражений, имеем:

$$E_2 = \tau^{1/2} \tau^{1/2} r^{1/2} r^{1/2} A \exp[i(\omega t + \varphi_1 + \delta)] = \tau \cdot r A \exp[i(\omega t + \varphi_1 + \delta)], \quad (1.22)$$

где $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$ (Δ - оптическая разность хода, определяемая соотношением (1.12)).

Легко сообразить, что для i -ой волны:

$$E_k = \tau \cdot r^{k-1} A \exp[i(\omega t + \varphi_1 + \delta(k-1))]. \quad (1.23)$$

Результирующая амплитуда очевидно равна:

$$E = \sum_{k=1}^{\infty} E_k = A \tau \exp(i(\omega t + \varphi_1)) \sum_{k=1}^{\infty} r^{k-1} \exp(i(k-1)\delta). \quad (1.24)$$

Сумма представляет собой бесконечную геометрическую прогрессию:

$$E = \frac{A \tau \exp(i(\omega t + \varphi_1))}{1 - r \exp i \delta}. \quad (1.25)$$

Для нахождения интенсивности света прошедшего через интерферометр умножим E на E^* , в результате получим:

$$J = EE^* = A^2 \tau^2 / [(1-r \cdot \exp(i\delta))(1-r \cdot \exp(-i\delta))] = \frac{J_0 \tau^2}{(1-2r+r^2) + 2r - 2r \cos \delta} =$$

$$= \frac{J_0 \tau^2}{(1-r)^2 + 4r \sin^2 \delta / 2}. \quad (1.26)$$

Выражение (1.26) называется формулой Эри. На рисунке 1.9 представлены графики этой функции для различных значений r .

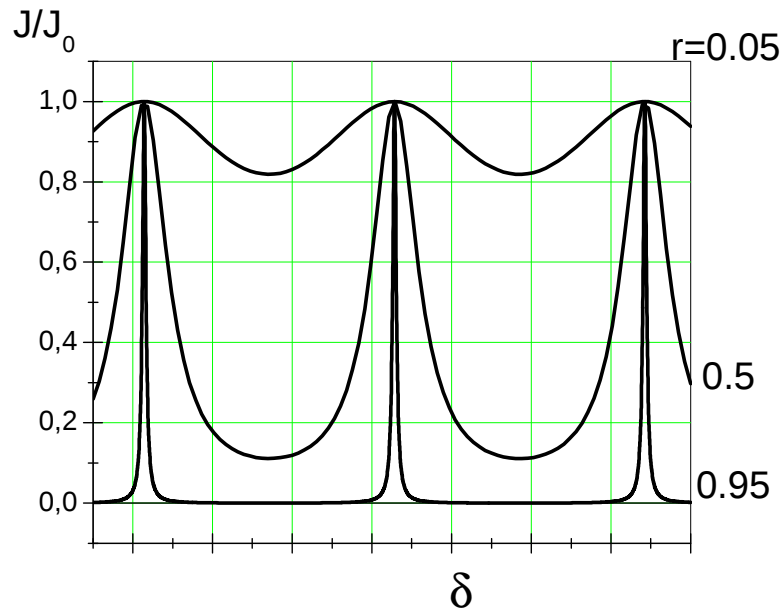


Рис.1.9 Распределение относительной интенсивности J/J_0 в интерференционной картине интерферометра (см. рис.1.8) как функции $\delta/2 = \pi \Delta / \lambda = 2\pi t \cos \varphi / \lambda$.

При $\varepsilon=0$ (нет поглощения излучения, $\tau=1-r$) выражение (1.24) можно привести к удобному виду:

$$T = \frac{J}{J_0} = \frac{1}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2} \sin^2 \delta/2} . \quad (1.27)$$

Из формулы (1.27) видно, максимумы функции J имеют место при $\delta/2=k\pi$, что соответствует $\Delta=k\lambda$. Соответствующие значения:

$$J_{\max} = \frac{J_0 \tau^2}{(1-r)^2} \text{ и } J_{\min} = \frac{J_0 \tau^2}{(1+r)^2} .$$

Отношение интенсивностей называется контрастностью интерферометра Ф-П:

$$J_{\max}/J_{\min} = \gamma = ((1+r)/(1-r))^2 . \quad (1.28)$$

Контрастность тем выше, чем ближе к единице коэффициент отражения r зеркал, при этом тем острее и уже интерференционные максимумы (см.рис.1.9). Напомним, что все вычисления проводились для строго монохроматического излучения, поэтому представленная на рис.1.9 функция по существу является аппаратной функцией интерферометра.

Разрешающая способность интерферометра.

При определении разрешающей способности интерферометра воспользуемся критерием Релея [12], согласно которому две линии равных интенсивностей будут разрешены, если они находятся на расстоянии $\delta\lambda$, равном полуширине этих линий. Теоретическая (предельно возможная) разрешающая способность будет определяться аппаратной функцией. Если линии строго монохроматические, то их фиксируемая полуширина будет являться полушириной аппаратной функции. Найдем $\delta\lambda$ из условия:

$$J/J_0=0.5=\frac{1}{1+\frac{4r}{(1-r)^2}\sin^2 \delta/2} . \quad (1.29)$$

Если максимум аппаратного контура соответствует $\delta/2= k\pi$, то точка контура, где $J/J_0=0.5$, соответствует $\delta/2= (k+\delta k)\pi$, а δk - небольшая дробная доля порядка. Для малых δk :

$$\sin(k+\delta k)\pi= (-1)^k \sin(\delta k\pi) \approx (-1)^k (\delta k\pi) \rightarrow \rightarrow \sin^2 \delta/2= (\delta k\pi)^2.$$

Учитывая (1.29), найдем $\delta k=(1-r)/2\pi r^{1/2}$. Расстояние между двумя линиями (два ближних кольца), находящихся на пределе разрешения, выраженное в долях порядка, равно удвоенной величине δk :

$$\delta k = \frac{1-r}{\pi\sqrt{r}} . \quad (1.30)$$

Перейдем от k к длинам волн. Для малых углов падения света на интерферометр имеем согласно (1.12):

$$k=2t/\lambda. \quad (1.31)$$

После дифференцирования (1.31) получаем $\lambda\delta k + k\delta\lambda=0$ и затем разрешающую способность интерферометра:

$$R=\lambda/\delta\lambda= |k\delta k|= \frac{2t\pi\sqrt{r}}{\lambda(1-r)} . \quad (1.32)$$

Минимальный разрешаемый интервал, выраженный в λ :

$$|\delta\lambda| = \left| \frac{\lambda \delta k}{k} \right| = \frac{(1-r)\lambda}{\pi\sqrt{r}} \frac{\lambda}{2t} = \frac{\lambda^2(1-r)}{2\pi\sqrt{r}}. \quad (1.33)$$

Для больших $r \approx 1$, полуширина аппаратной функции $|\delta\lambda| = \frac{\lambda^2(1-r)}{2\pi}$, а разрешающая способность:

$$R = \lambda/\delta\lambda = \frac{2t\pi}{\lambda(1-r)}. \quad (1.34)$$

Проведем теперь численные оценки характеристик интерферометра Фабри–Перо, которые позволят лучше понять его возможности как спектрального прибора с высокой разрешающей способностью.

1.4.3 Численные оценки характеристик интерферометра Ф-П.

Примем $t=10\text{см}$, $\lambda=5000\text{\AA}=5\cdot 10^{-5}\text{см}$, $\cos\varphi \approx 1$, $r=0.95$. Тогда:

1. Порядок интерференции согласно (1.12): $k=2t/\lambda=4\cdot 10^5$.
2. Постоянная интерферометра см. (1.17): $\Delta\lambda_{\pi} = \lambda/k=0.0125\text{\AA}$. Полученный результат означает, что, во избежания переналожения различных порядков, необходимо предварительно выделить указанный спектральный интервал длин волн с помощью дополнительного спектрального прибора. При диагностике горящих объектов приходится иметь дело с линиями, полуширина которых может достигать десятых долей ангстрема, соответственно, постоянная интерферометра $\Delta\lambda_{\pi}$ должна быть не менее $1\text{\AA}$. Проводя оценки в обратном порядке, получаем $k \approx 5000$ и $t \approx 1.3\text{мм}$. Напомним, что интерферометры снабжаются кольцами с высотой t лежащей в диапазоне от 0.3 до 150мм. Для монохроматизации излучения с помощью дифракционного прибора с обратной линейной дисперсией в $10\text{ \AA/мм}$ необходимо устанавливать щели не более 0.1мм.

3. Минимальный разрешаемый интервал согласно (1.33):

$$|\delta\lambda| = \left| \frac{\lambda \delta k}{k} \right| = \frac{\lambda^2 (1-r)}{2\pi t} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}.$$

Для практически важного примера $t=1.3\text{мм}$: $\delta\lambda \approx 0.015\text{\AA}$

4. Разрешающая способность (1.34): $R = \lambda/\delta\lambda$ и, соответственно, для рассмотренного примера $R \approx 3.3 \cdot 10^5$

Выше мы рассмотрели интерферометр с идеальными зеркалами и бесконечной апертурой. Реальная поверхность всегда ограничена, а зеркала имеют дефекты. Сказанное приводит к уширению аппаратной функции и к снижению разрешающей способности. Определим требования, предъявляемые к качеству поверхности зеркал или допустимые отклонения величины t . Будем исходить из формулы (1.12). Принимая $\cos\varphi \approx 1$, после дифференцирования получаем: $\Delta t \approx \Delta k \lambda / 2$. Выше мы уже установили, что δk , соответствующее полуширине аппаратной функции определяется соотношением (1.30). Принимая $\Delta k \approx \delta k$, находим $\Delta t \approx (1-r)\lambda / 2\pi \approx \lambda / 100$.

1.4.4 Скрещивание интерферометра с дополнительными спектральными приборами.

Приведенные выше примеры показали, что, за редким исключением, при работе с интерферометром Ф-П необходима предварительная монохроматизация излучения. К исключению относятся источники с весьма бедным спектром излучения, например, лазеры. Дополнительное спектральное разложение излучения необходимо для выделения одной исследуемой линии или участка спектра сравнимого с постоянной интерферометра. На рисунке 1.10 представлены две возможные схемы скрещивания интерферометра со спектрографом [12].

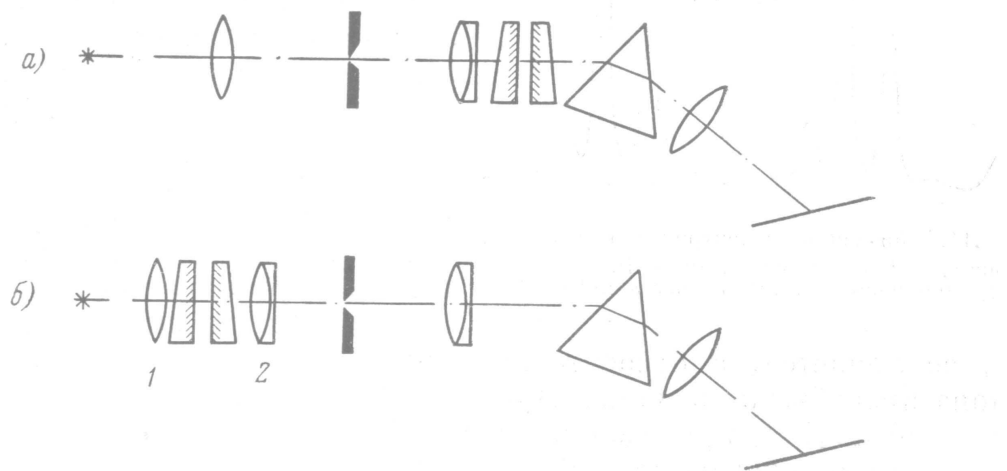


Рис.1.10. Оптическая схема скрещивания интерферометра со спектрографом: а- внутренняя; б- внешняя.

При внутренней установке интерферометр размещается в параксиальном пучке света между диспергирующим элементом и коллиматорным объективом. Изображение щели в фокальной плоскости оказывается пересеченным поперечными полосками, являющимися участками интерференционных колец. Главный недостаток- большое количество рассеянного света. Достоинство-компактность. При внешнем расположении интерферометр устанавливается в параллельном пучке, сформированным конденсором 1. Кольца локализованы в плоскости входной щели спектрального прибора с помощью хорошо **ахроматизированного** объектива 2. Спектр можно регистрировать как фотографически, так и фотоэлектрически. Более детально с этим вопросом можно познакомиться в книгах [12,14].

Надежность полученных результатов в существенной степени зависит от качества юстировки интерферометра Фабри-Перо.

1.4.5 Юстировка интерферометра Фабри-Перо (практические рекомендации).

Существует несколько методов юстировки, которые следует

использовать в зависимости от расстояния t между зеркальными пластинками [17]. Однако, как было показано выше, для диагностики высокотемпературных объектов, как правило, используются интерферометры с высотой распорного кольца t порядка и меньше одного сантиметра. В связи с этим обратимся к методу полос Физо [17], который наиболее эффективен для указанных величин t . При t превышающих 3-4см этот метод уступает по чувствительности другим.

Типичная оптическая схема, используемая при юстировке, представлена на рисунке 1.11.

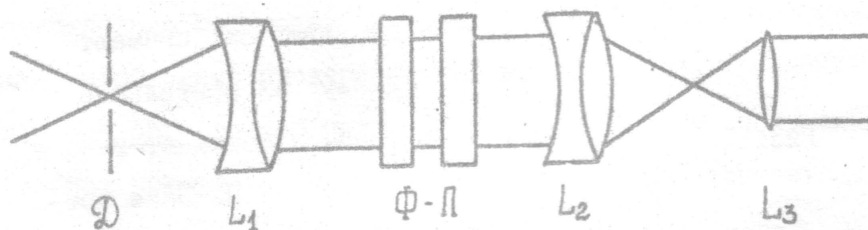


Рис.1.11 Оптическая схема для юстировки интерферометра Ф-П.

Диафрагма D малого диаметра ($\sim 1\text{мм}$) используется как точечный источник и располагается в фокусе ахроматического коллиматорного объектива L_1 . Он создает параллельный пучок света, падающий перпендикулярно на пластинки интерферометра Ф-П. Условия перпендикулярности можно добиться, если совместить изображение диафрагмы, образующееся при отражении части излучения от первой пластины, с самой диафрагмой. В параксиальности светового пучка можно убедиться перед установкой интерферометра с помощью белого экрана. Для этого экран следует переместить в пределах 1 метра от L_1 , перпендикулярно оптической оси. Если пучок параксиальный, то диаметр пятна на экране при его перемещении меняться не должен. Для наблюдения изображения используется объектив L_2 и зрительная труба с небольшим увеличением, настроенная на бесконечность. Для настройки трубы на бесконечность достаточно

рассмотреть с ее помощью какой-либо весьма удаленный предмет. Если пластины интерферометра не параллельны, то одновременно будет наблюдаться последовательность изображений диафрагмы уменьшающей яркости. С помощью юстировочных винтов (рис.1.7) следует совместить все изображения. В результате добиваются приблизительной параллельности пластин. Затем проводится более точная юстировка. Для этого убирают линзу L_3 зрительной трубы. Поле зрения при этом будет пересечено равноотстоящими полосами (полосы равной толщины), параллельными основанию клина, образованного пластинами интерферометра. По мере приближения пластин интерферометра к параллельности эти полосы расширяются до тех пор, пока они не сольются в одну полосу. После юстировки интерферометра Фабри-Перо следует проверить, как видны интерференционные кольца.

1.4.6. Измерение разности длин волн.

Интерферометр мало пригоден для проведения прямых измерений длины волны. Действительно λ можно найти, используя выражение (1.12) : $2t\cos\varphi = k\lambda$. Поскольку точность измерения величин t, φ, k невелика, невелика и точность определения длины волны. Однако, если на интерферометр одновременно направить излучение исследуемого источника и эталонного линейчатого источника с хорошо известным спектром, то указанную задачу можно решить. Тем не менее, интерферометр Ф-П обычно используют для измерения разности длин волн $\delta\lambda$ и для определения ширины и формы спектральной линии. Обсудим один из методов определения $\delta\lambda$. Как уже упоминалось выше, угол φ в выражении (1.12) весьма мал, так что $\operatorname{tg}\varphi \approx \sin\varphi \approx \varphi$. Когерентные волны (см. рис.1.8), соответствующие углу φ_k , образуют кольцо радиуса $r_k = Ft\operatorname{tg}\varphi_k \approx F\varphi_k$, где F -фокусное расстояние объектива (рис.1.8). Таким образом получаем: $k\lambda = 2t\cos\varphi_k = 2t(1 - \sin^2\varphi_k)^{1/2} \approx 2t(1 - (r_k/F)^2)^{1/2}$.

Принимая во внимание неравенство $r_k \ll F$, получаем: $k\lambda \approx 2t(1 - 0.5(r_k/F)^2)$.

Откуда :

$$r_k^2 \approx 2F^2(1 - \frac{k\lambda}{2t}) \text{ или } d_k^2 \approx 8F^2(1 - \frac{k\lambda}{2t}), \quad (1.35)$$

где d_k - диаметр интерференционного кольца k -го порядка. Описанный ниже метод измерения $\delta\lambda$ основан на использовании соотношения (1.35). Найдем для фиксированной длины волны λ разность квадратов диаметров колец соседних порядков:

$$\Delta d_k^2 = d_{k,\lambda}^2 - d_{k+1,\lambda}^2 = 4F \frac{\lambda}{t} \quad (1.36)$$

Определим теперь δd_k^2 для длин волн λ и $\lambda + \delta\lambda$ в одном и том же порядке спектра:

$$\delta d_k^2 = d_{k,\lambda}^2 - d_{k,\lambda+\delta\lambda}^2 = 4F \frac{k}{t} \delta\lambda \quad (1.37)$$

Исключая F из соотношений (1.36) и (1.37), получаем: $\frac{\delta d_k^2}{\Delta d_k^2} = \frac{k}{\lambda} \delta\lambda$.

Принимая во внимание то, что отношение λ/k является постоянной интерферометра $\Delta\lambda_n$, окончательно получаем: $\delta\lambda = \Delta\lambda_n = \frac{\delta d_k^2}{\Delta d_k^2} = \frac{d_{k,\lambda}^2 - d_{k,\lambda+\delta\lambda}^2}{d_{k,\lambda}^2 - d_{k+1,\lambda}^2} \Delta\lambda_n$

ЧАСТЬ 2. АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ.

Прежде чем перейти к изложению сути вопроса, кратко остановимся на основных понятиях, которые будут использоваться ниже. Дело в том, что в ряд терминов нередко вкладывается различный смысл. Например, под интенсивностью понимают яркость и т.д. Вспомним терминологию,

одновременно определимся с ней в смысле, принятом в работе [18].

2.1 Световой поток и его характеристики.

Раздел оптики, занимающийся энергетическими характеристиками световых процессов и способами их измерения, называется фотометрией [18]. Энергия W , переносимая всей совокупностью волн, входящих в состав данного излучения, называется интегральной энергией и измеряется в джоулях или эргах. Для более детальной характеристики излучения необходимо указать распределение энергии по длинам волн с помощью так называемой спектральной плотности энергии $w_\lambda = dW/d\lambda$. Величины W и w_λ связаны очевидным соотношением:

$$W = \int_0^{\infty} w_\lambda d\lambda \quad (2.1)$$

Иногда удобно работать в шкале частот. В связи с этим вводят величину w_ν . Соответствующие спектральные плотности энергии можно связать между собой исходя из того, что для заданного спектрально интервала имеет место соотношение:

$$w_\lambda d\lambda = w_\nu d\nu. \quad (2.2)$$

Поскольку частота ν и длина волны λ связаны формулой $\nu\lambda = c$, выражение (2.2) принимает вид:

$$w_\lambda = w_\nu \frac{d\nu}{d\lambda} = w_\nu \frac{c}{\lambda^2} = w_\nu \frac{\nu^2}{c}. \quad (2.3)$$

Возникающий при дифференцировании знак минус мы опустили, как не имеющий физического смысла. Легко видеть, что размерности w_λ, w_ν равны соответственно Дж/м, Дж с.

Следующая характеристика- объемная плотность энергии излучения, которая определяется равенством:

$$U = \frac{dW}{dV}, \text{ Дж} / \text{м}^3. \quad (2.4)$$

Аналогично вводится спектральные плотности излучения u_ν и u_λ имеющие размерности Дж/м⁴ и Вт/м³.

Перейдем теперь к определению потока энергии излучения. Под потоком энергии излучения подразумевается количество энергии, переносимой в единицу времени через данную площадку:

$$\Phi = \frac{dW}{dt}, \text{ Вт} \quad (2.5)$$

Установим связь между потоком и объемной плотностью энергии излучения. Для этого рассмотрим поток, протекающий внутри световой трубки, имеющей для простоты форму цилиндра. Пусть ее длина равна dl , а площадь основания dS . Под световой трубкой подразумевается такая, мысленно выделенная в поле излучения, трубка, через боковую поверхность которой световая энергия не протекает. Очевидно, если dt - время, за которое излучение распространяется на длину dl , то через поперечное сечение трубки dS протекает количество энергии dW , равное:

$$dW = U dV,$$

где dV —объем трубки. Поток через сечение dS согласно (2.5) равен:

$$d\Phi = U \frac{dV}{dt} = U dSc, \quad (2.6)$$

где c скорость света.

Далее введем в рассмотрение поверхностную плотность потока излучения:

$$R = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (2.7)$$

Возможны два основных случая: а) поток $d\Phi$ излучается площадкой dS и поток $d\Phi$ падает на площадку dS . В первом случае величина R характеризует площадку как светящийся объект. Она называется светимостью площадки. Во втором -случае характеризует степень освещенности площадки падающим на нее потоком. Она называется освещенностью и, в отличие от светимости, обозначается буквой E . В формуле (2.7) под $d\Phi$ подразумевается поток, излучаемый площадкой dS или соответственно падающий на площадку dS в пределах телесного угла 2π . Светимость и освещенность имеют одинаковую размерность и измеряются в $\text{Вт}/\text{м}^2$. Для светимости и освещенности могут быть введены соответствующие спектральные плотности r_λ и e_λ как в шкале длин волн так и в шкале частот. Последние имеют размерности $\text{Вт}/\text{м}^3$ и $\text{Вт}/(\text{м}^2\text{с})$.

Для точечного источника света вводится понятие силы света I как $I = d\Phi / d\omega$, где $d\omega$ - телесный угол, в пределах которого испускается поток $d\Phi$. Для неизотропного источника сила света зависит от направления и является функцией двух полярных углов i и φ . В сферической системе координат можно записать: $d\Phi = I(i, \varphi) \sin i di d\varphi$.

Следующей фотометрической характеристикой является яркость. Пусть имеется светящаяся площадка dS . Световой поток, испускаемый этой площадкой в пределах телесного угла $d\omega$, определяется как:

$$d\Phi = B dS \cos i d\omega, \quad (2.8)$$

где коэффициент пропорциональности B носит название яркости, i —угол между нормалью к площадке dS и направлением испускаемых ею лучей. Если B представляет собой величину постоянную, т. е. не зависящую от угла i , то $d\Phi \sim \cos i$. Указанная пропорциональность потока косинусу угла i носит название закона Ламберта (1760 г.). Тела, удовлетворяющие закону Ламберта, называются косинусными излучателями. Строго закону Ламберта удовлетворяет абсолютно черное тело. Чаще встречаются поверхности (как самосветящиеся, так и светящиеся за счет рассеянного света), для которых закон Ламберта не выполняется. В таких случаях должна учитываться зависимость B от направления излучения. Формулу (2.8) можно переписать в виде: $B = d\Phi / (dS \cos i d\omega) = dI / dS_n$. Таким образом, яркость численно равна силе света, испускаемого в нормальном направлении единичной площадкой. Измеряется яркость в $\text{Вт}/(\text{стер} \cdot \text{м}^2)$. Для источников со сложным спектральным составом вводится спектральная плотность яркости b_λ и b_ν .

Установим весьма полезное соотношение, связывающее яркость и светимость плоской излучающей поверхности. Для этого проинтегрируем выражение (2.8) по углам i и φ в пределах $0 \leq i \leq \pi/2$ и $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ в предположении, что $B = \text{const}$. Учтем при этом, что в сферической системе координат $d\omega = \sin i di d\varphi$. В результате интегрирования получаем световой поток площадки dS в пределах телесного угла 2π : $\Phi = \pi B dS$. С другой стороны, тот же поток из определения R равен $d\Phi = R dS$. Отсюда для косинусного источника получаем:

$$R=\pi B. \quad (2.9)$$

Перейдем теперь к вопросу, являющемуся предметом рассмотрения настоящего раздела.

2.2 Абсолютные измерения световых потоков объемных и плоских источников.

Большинство методик исследования самосветящихся систем предполагают проведение абсолютных измерений. Объекты, с которыми приходится сталкиваться, как правило, являются объемными источниками (горящая частица, факел, плазма и т.д.). Эталонными, а точнее источниками сравнения являются, как правило, плоские источники (банд-лампа или светоизмерительная лампа, модель абсолютно черного тела и др.). Иначе говоря, приходится сравнивать излучение объемного и плоского источников. Излучение объемного источника будем характеризовать спектральной интенсивностью излучения I_λ . Под I_λ понимаем энергию, излучаемую единицей объема в единицу времени в 4π телесный угол в единичном интервале длин волн. Излучение поверхностных источников характеризуется спектральной светимостью r_λ или яркостью. Таким образом, необходимо установить связь между величинами I_λ и r_λ . Эта задача была детально изучена на кафедре оптики Ленинградского госуниверситета в кандидатской диссертации (1967) ныне профессора Голубовского Ю.Б. Поскольку эта работа уже практически не доступна для читателя, мы кратко остановимся на ее основных моментах.

Для простоты будем предполагать, что источник излучения является оптически тонким, в противном случае его можно рассматривать как плоский. Прежде всего, необходимо выяснить область пространства источника, из которой излучение попадает в спектральный прибор со скрещенной входной щелью (две взаимно перпендикулярные щели равной

ширины).

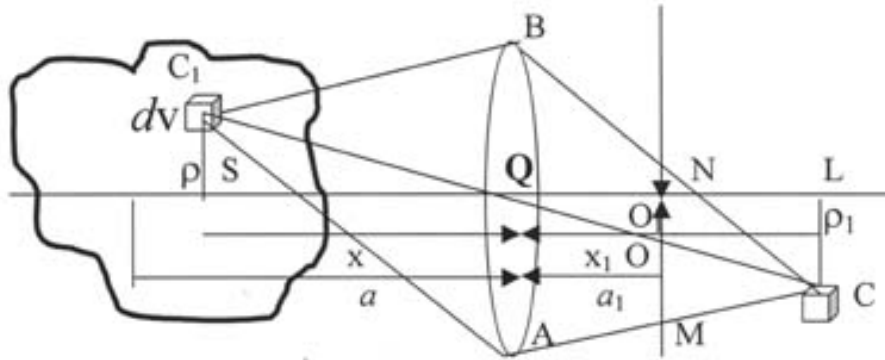


Рис. 2.1. Иллюстрация к определению области интегрирования световых потоков, попадающих в спектральный прибор.

Пусть фокусирующая линза (объектив) Q характеризуется диаметром D и фокусным расстоянием F (см. рис.2.1). Точка, расположенная на оптической оси и удаленная от линзы на расстояние a , точно фокусируется в центре входной щели спектрального прибора. Последняя удалена от линзы на расстояние a_1 . Выберем dv в области источника, положение которого характеризуется координатами x и ρ . Будем считать, что система обладает аксиальной симметрией. Это предположение вполне оправдано, если пространственное разрешение оптической системы достаточно высоко. Элемент dv фокусируется в точке, с координатами x_1 и ρ_1 . В плоскости входной щели точечный элемент dv фокусируется в виде светлого кружка радиуса $OM = ON = r$. Пусть центр кружка O смещен относительно центра щели O_1 на расстояние $d = OO_1$. Очевидно, что условие попадания излучения от элемента dv во входную щель прибора имеет вид:

$$r \geq d. \quad (2.10)$$

Из подобия треугольников C_1SQ и CLQ , а также ABC и MNC имеем:
 $2r/(x'-a')=D/x'$; $\rho/x=d/a'$; Учитывая неравенство (2.10), получаем:

$$D \cdot (1 - a'/x')/2 \geq \rho \cdot a'/x$$

Используя формулу связывающую штрихованные величины и не штрихованные $1/a' + 1/a = 1/F$, аналогично x' и x , после простых преобразований получаем:

$$\rho \leq \frac{D}{2} \left(1 - \frac{x}{a} \right) \quad (2.11)$$

Формула (2.11) определяет коническую поверхность с вершиной в точке a и основанием, которым является линза (см.рис.2.1а). Она и определяет область пространства, из которой излучение объекта исследования попадает в спектральный прибор.

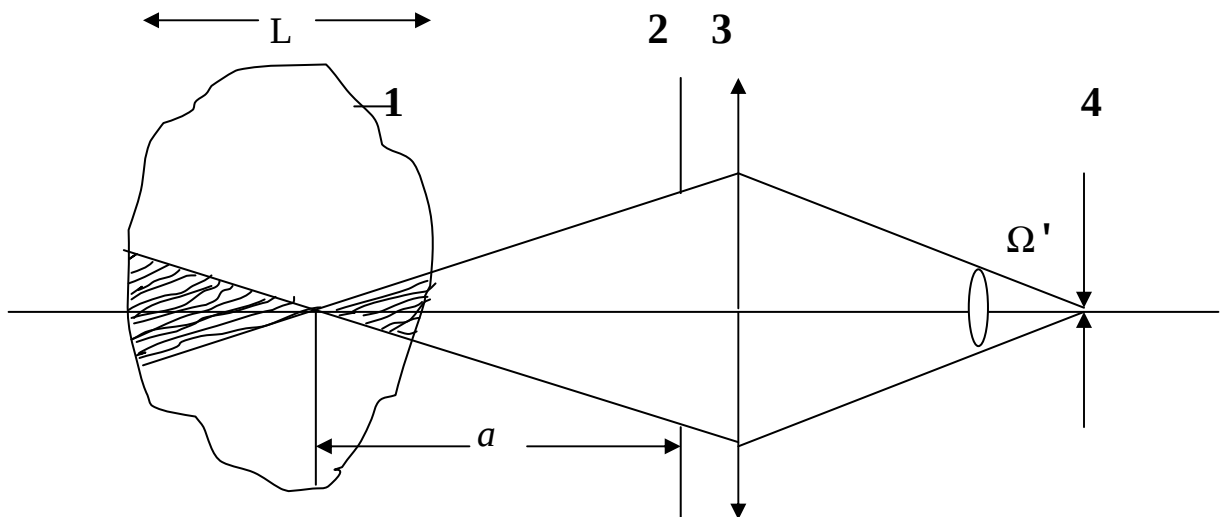


Рис.2.1а. Область пространства объекта 1, из которой излучение попадает в спектральный прибор 4.

Легко видеть, что уменьшение диафрагмы 2 (диаметра D) объектива 3 приводит к увеличению пространственного разрешения и увеличению

глубины резкости, что успешно используется при фотографировании. Формально при $D \rightarrow 0$, конус вырождается в прямую линию. Иначе говоря, излучение собирается вдоль луча. Естественно, что существует ряд причин, ограничивающих пространственное разрешение, в том числе: неточность входной щели, дефекты оптических элементов, дифракция и др.

Обратимся теперь к определению световых потоков от банд-лампы и от объемного источника. При этом будем считать, что геометрия системы и чувствительность установки в обоих случаях остается неизменной.

а) Световой поток, попадающий на фотоприемник от банд-лампы.

Рисунок 2.2 иллюстрирует схему вычислений.

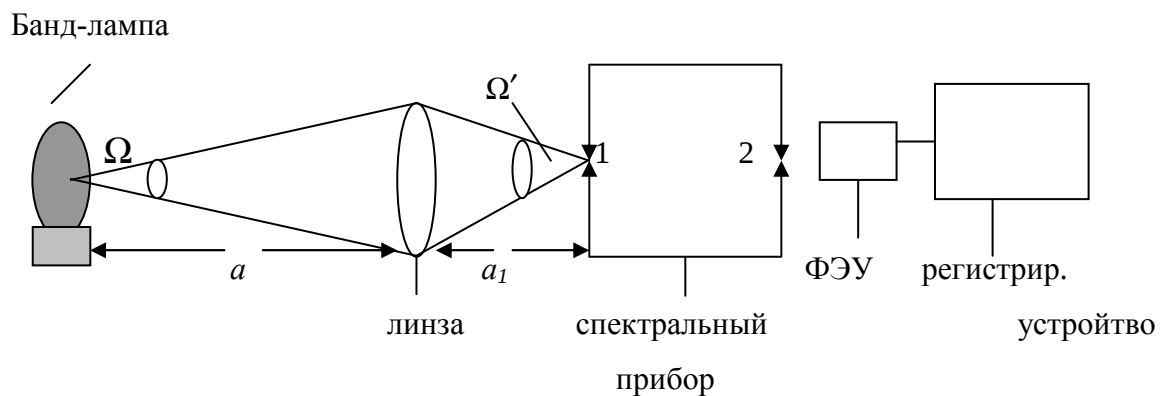


Рис 2.2. Иллюстрация к расчету светового потока от банд-лампы (б-л).

Введем следующие обозначения: S , S' – площадь ленты б-л и ее изображения в плоскости входной скрещенной щели; $S_{вх}$ – площадь входной щели, τ – коэффициент пропускания системы; b_λ – спектральная яркость ленты б-л. Учитывая соотношение (2.8) и полагая, что система обладает высоким пространственным разрешением ($D \ll a$), легко определить величину светового потока, выходящего из выходной щели спектрального прибора, т.е. попадающего на фотоприемник:

$$\Phi^{б-л} = (r_\lambda/\pi) \cdot (S \cdot \Omega \cdot S_{вх}/S') \cdot \tau \cdot \Delta\lambda, \quad (2.12)$$

где $\Delta\lambda = D_l \cdot \Delta l = (d\lambda/dl) \cdot \Delta l$ - спектральный интервал излучения, выходящего из спектрального прибора; Δl - ширина выходной щели.

Учитывая, что

$$S'/S = a'^2/a^2; \Omega = \pi \cdot D^2/4a^2; \Omega' = \pi \cdot D^2/4a'^2, \text{ получаем:}$$

$$\Phi^{\text{б-л}} = (r_\lambda/\pi) \cdot \Omega' \cdot S_{\text{вх}} \cdot \tau \cdot (d\lambda/dl) \cdot \Delta l. \quad (2.13)$$

И, наконец, сигнал с фотоприемника, работающего в линейном режиме:

$$\alpha_\lambda = K \cdot \Phi^{\text{б-л}} \quad (2.14)$$

K -коэффициент пропорциональности.

б) Световой поток, попадающий на фотоприемник от оптически тонкого объемного источника.

Рассчитаем теперь поток излучения от объемного источника из области, ограниченной конической поверхностью (см. рис.2.1). Пусть I интенсивность излучения, зависящая от пространственных координат, тогда поток от элемента dV , проходящий через объектив, будет равен:

$$d\Phi = I \cdot dV \cdot \omega / 4\pi,$$

где $\omega = \pi \cdot D^2 \cdot \cos i / (4 \cdot (r^2 + x^2))$ - телесный угол, под которым из элемента объема dV виден объектив. Учитывая, что $r^2 \ll x^2$ считаем $\cos i = 1$. Изображение выделенного элемента представляет собой кружок радиус r . Поэтому в спектральный прибор попадает лишь доля излучения равная отношению $S_{\text{вх}}/\pi \cdot r^2$. Тогда:

$$d\Phi = \tau \cdot I \cdot \frac{dV}{4\pi} \cdot \frac{\pi D^2}{4x^2} \cdot \frac{S_{\text{ex}}}{\pi r^2}, \quad (2.15)$$

На фотоприемник попадет поток равный:

$$d\Phi = \tau \cdot I \cdot \frac{dV}{4\pi} \cdot \frac{\pi D^2}{4x^2} \cdot \frac{S_{\text{ex}}}{\pi r^2} \cdot \beta, \quad (2.16)$$

где β - коэффициент, учитывающий спектральный состав излучения:

$$\beta = \begin{cases} 1, & \text{если спектр линейчатый, причем спектральная ширина выходной} \\ & \text{щели } \left(\frac{d\lambda}{dl} \Delta l \right) \text{ превышает ширину линии;} \\ \frac{d\lambda}{dl} \Delta l, & \text{если спектр полосатый либо сплошной.} \end{cases}$$

Выражая r через переменную x $r = DF((a-x)/(a-F))/2x$ и записывая dV в цилиндрической системе координат, получаем:

$$d\Phi(x, \rho) = \tau \cdot \frac{I(x, \rho) S_{\text{ex}} (a-F)^2}{2F^2 (a-x)^2} \cdot \beta \cdot \rho \cdot d\rho \cdot dx, \quad (2.17)$$

Проинтегрируем (2.17) по ρ в пределах: $0 \leq \rho \leq D/2 \cdot (1 - x/a)$, а x в пределах $a - L_2 \leq x \leq a + L_1$, где L_1, L_2 - расстояния от точки "a" до задней и передней границ источника. Если система обладает высоким пространственным разрешением, то $I(x, \rho) = I_0 \cdot \xi(x)$, где функция $\xi(x)$ описывает зависимость интенсивности от координаты x . В этом случае интенсивность не зависит от координаты ρ . После интегрирования получаем поток излучения для сплошного либо полосатого спектра, попадающий на фотоприемник:

$$\Phi = \frac{\tau}{4\pi} S_{\text{exl}} I_0 \Omega' L_{\text{EFF}} \frac{d\lambda}{dl} \Delta l, \quad (2.18)$$

где $L_{\text{EFF}} = \int_{a-L_2}^{a+L_1} \xi(x) dx$ - эффективная протяженность источника. Легко

видеть, что для однородного источника ($\xi(x)=1$), имеем $L_{\text{EFF}} = L_1 + L_2$.

Для линейчатого спектра:

$$\Phi = \frac{\tau}{4\pi} S_{\text{exl}} I_0 \Omega' L_{\text{EFF}}, \quad (2.19)$$

здесь под I_0 понимается полная интенсивность линии.

Сигнал с фотоприемника, работающего в линейном режиме, будет равен:

$$\gamma_\lambda = K \cdot \Phi. \quad (2.20)$$

Принимая во внимание (2.13), (2.14), (2.19)-(1.20), получаем для источника сплошного и полосатого спектра:

$$I_0 = \frac{\gamma_\lambda}{\alpha_\lambda} \cdot \frac{4}{L_{\text{EFF}}} r_\lambda \quad (2.21)$$

Для линейчатого спектра:

$$I_0 = \frac{\gamma_\lambda}{\alpha_\lambda} \cdot \frac{4}{L_{\text{EFF}}} r_\lambda \cdot \frac{d\lambda}{dl} \Delta l \quad (2.22)$$

Еще раз отметим, что полученные соотношения справедливы для оптически тонких источников. В общем случае необходимо учитывать

поглощение и рассеяние излучения в соответствии с законом Бугера. Формулы (2.21) и (2.22) являются основными при определении абсолютных интенсивностей световых потоков.

Получим еще одно весьма важное соотношение, позволяющее определить радиационные потери энергии, например, для источника непрерывного спектра.

Пусть площадь поверхности источника равна S , а его протяженность L_{EFF} (ширина фронта факела, зона горения и т.д.). Для указанных объектов L_{EFF} много меньше характерных масштабов системы. Объем излучающей области равен $S \cdot L_{EFF}$ и, соответственно, мощность, теряемая системой за счет излучения:

$$P_{\lambda} = S \cdot L_{EFF} \cdot \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot \frac{4}{L_{EFF}} r_{\lambda}.$$

Введем спектральную светимость объемного источника как:

$$r_{\lambda,i} = \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot r_{\lambda} \quad (2.22a)$$

В результате:

$$P_{\lambda} = 4 \cdot S \cdot r_{\lambda,i} \quad (2.23)$$

Формула (2.23) позволяет определить мощность радиационных потерь при отсутствии информации о величине L_{EFF} , которую можно получить с помощью абелевских преобразований из радиальных распределений световых потоков.

К этому вопросу мы вернемся ниже. Отметим также то, что формула (2.11) позволяет оценить пространственную разрешающую способность установки.

Например, для $D = 1$ см и $x/a \sim 0,9$, получаем $\rho \leq 0,05$ см. Для увеличения пространственного разрешения необходимо диафрагмировать фокусирующую линзу либо увеличивать расстояние от линзы до исследуемого объекта a .

ЗАДАНИЕ.

Провести простые, но относительно громоздкие выкладки данного раздела. Это важно для планирования эксперимента и проведения оценок погрешностей измерений.

2.3 Источники света.

В предыдущем параграфе было указано на то, что при абсолютных измерениях величин световых потоков используются эталонные источники, точнее источники сравнения. Выбор того или иного источника зависит от рабочего диапазона длин волн. В видимом и инфракрасном диапазонах, как правило, используются тепловые источники излучения. В связи с этим кратко остановимся на законах теплового излучения.

2.3.1 Излучение абсолютно черного тела.

Прежде всего определим величину, называемую поглотительной способностью тела. Пусть на поверхность dS некоторого тела падает поток $d\Phi_\lambda = f_\lambda d\lambda$, часть его поглощается $-d\Phi'_\lambda$. Остальная часть отражается и рассеивается. Поглотительной способностью называют отношение $k_\lambda = d\Phi'_\lambda / d\Phi_\lambda$. Реальные тела имеют $k_\lambda(\lambda, T) < 1$. Под абсолютно черным телом подразумевается воображаемое тело, для которого поглотительная способность k_λ равна единице для всех длин волн, независимо от температуры. По закону Кирхгофа, при термодинамическом равновесии, отношение спектральной плотности светимости r_λ к поглотительной способности k_λ для всех тел есть универсальная функция длины волны λ и температуры: $r_\lambda / k_\lambda = f(\lambda, T)$. Для абсолютно черного тела $k_\lambda = 1$, следовательно,

его спектральная плотность светимости равна $r_\lambda = f(\lambda, T) = r_{\lambda b}$

В природе не существует тел, совпадающих по своим свойствам с абсолютно черным телом. Тела покрытые сажей имеют поглощательную способность близкую к единице лишь в ограниченном интервале длин волн. В далекой инфракрасной области их поглощательная способность заметно меньше единицы. Однако искусственно можно сколь угодно приблизиться к абсолютно черному телу, используя печь с малым отверстием. Поскольку лишь очень малая доля излучения может выйти из полости обратно через отверстие, это отверстие обладает свойствами, близкими к свойствам абсолютно черного тела. Если стенки полости находятся при определенной постоянной температуре T , то излучение, исходящее из отверстия, близко к излучению абсолютно черного тела при этой температуре. Модели абсолютно черного тела изготавливаются в виде накаливаемых тел с полостью той или иной формы. На рисунке 2.3 изображены типичная схема модели абсолютно черного тела[19].

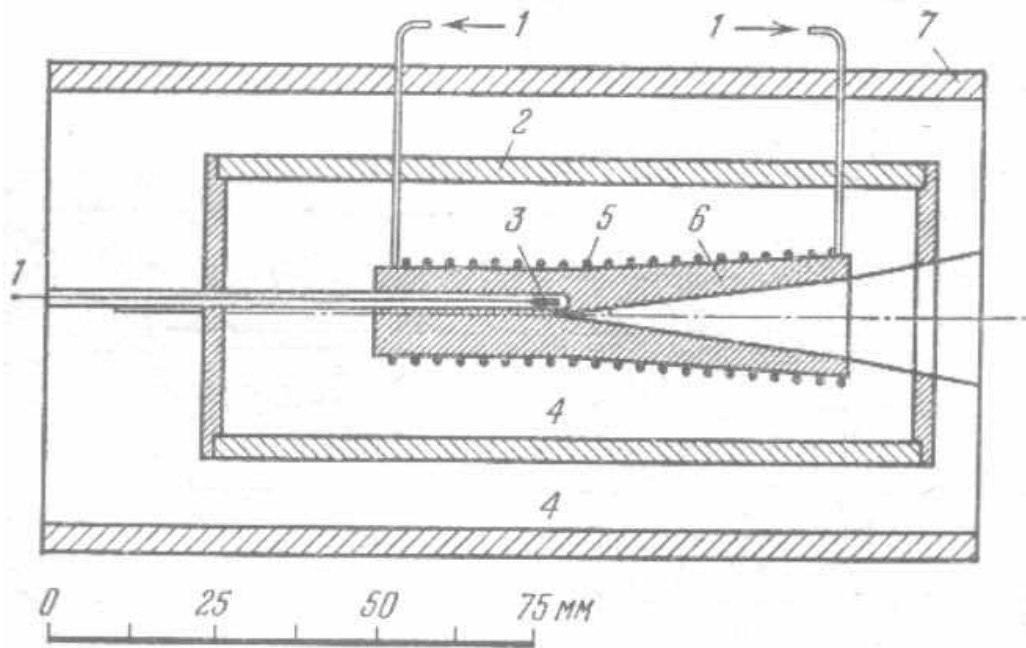


Рис.2.3 Схема модели ачт: 1-к регулятору температуры; 2-латунный экран; 3-термопара; 4- полость заполненная асбестом; 5- электронагревательная обмотка; 6- сердечник; 7-корпус.

Перед моделью абсолютно черного тела устанавливается тепловой экран с небольшим отверстием, которое ограничивает световой поток и исключает попадание в спектральный прибор излучения от периферийных участков модели. Вид функции $f(\lambda, T)$ был найден в 1900 г. Планком:

$$r_{\lambda b} = f(\lambda, T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} (\exp(hc/(kT\lambda)) - 1)^{-1} = C_1 \lambda^{-5} (\exp(C_2/(T\lambda)) - 1)^{-1} \quad (2.24)$$

где c —скорость света в вакууме; k — постоянная Больцмана; h — постоянная Планка; $C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$; $C_1 = 3,7413 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$.

Графики $r_{\lambda b}$ для различных температур в шкале длин волн представлены на рисунке 2.4. Следует отметить две особенности распределений. Во-первых, для фиксированной длины волны λ значение $r_{\lambda b}$ быстро возрастает с температурой и, во-вторых, максимум кривой смещается в сторону коротких длин волн и становится более острым.

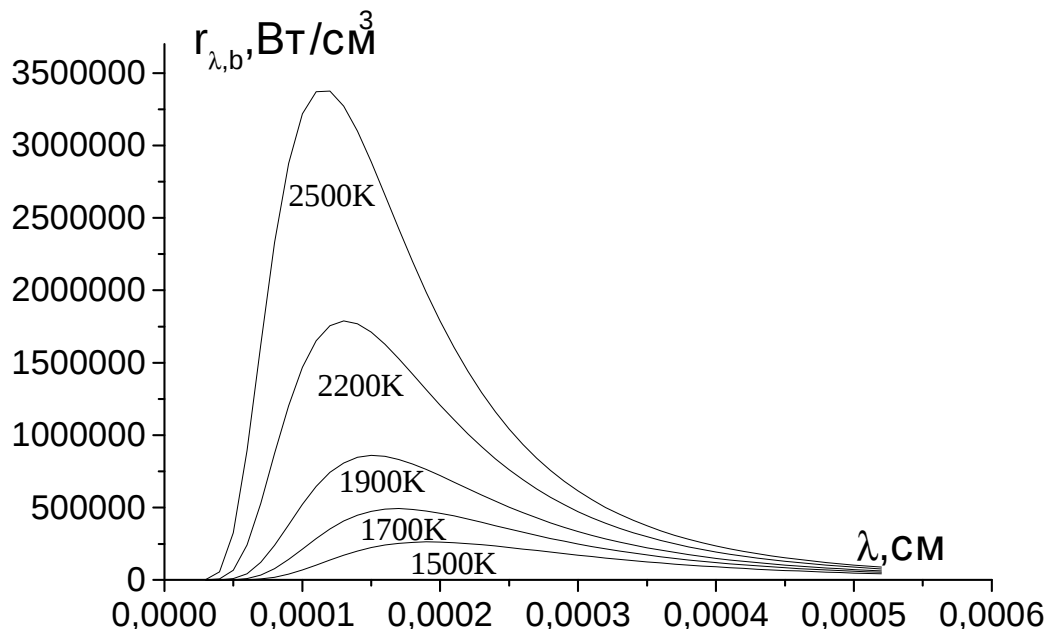


Рис.2.4 Кривые Планка для различных температур.

Для областей, лежащих левее максимума ($\lambda T < C_2$) формулу Планка

приближенно можно записать следующим образом:

$$r_{\lambda b} = f(\lambda, T) = 2\pi h c^2 \lambda^{-5} \exp(-hc/(kT\lambda)) = C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/(T\lambda)). \quad (2.25)$$

В таком виде она известна как формула Вина. Для областей, лежащих правее максимума ($\lambda T > C_2$) – $r_{\lambda b} = f(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-4} T / C_2$

Эта формула носит название формулы Релея - Джинса.

Интегрируя функцию Планка по длинам волн от нуля до бесконечности, получаем закон Стефана - Больцмана для интегральной светимости :

$$R = \sigma T^4, \quad (2.26)$$

где $\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ - постоянная Стефана-Больцмана.

Исследуя функцию (2.25) на экстремум, можно получить закон смещения Вина:

$$\lambda_{\max} = B/T, \quad (2.27)$$

где $B = 0,28979 \text{ см} \cdot \text{К}$ - постоянная Вина.

2.3.2 Светоизмерительные источники излучения.

Выше уже говорилось о модели абсолютно черного тела (ачт), которая эффективно используется в инфракрасном диапазоне длин волн. Однако, из-за их относительно низкой температуры, такие источники практически невозможно применять в качестве светоизмерительных в области длин волн $\lambda < 0,4 \text{ мкм}$. Кроме того, хорошие модели ачт весьма громоздки и не удобны в

обращении. Поэтому в видимом и УФ диапазоне используются иные источники, которые мы обсудим ниже.

а. Банд-лампа.

Для видимой области спектра чаще всего применяются нагреваемые электрическим током тела, спектры, излучения которых отличаются от планковского (нечерные тела). Для спектральной плотности светимости нечерных тел можно написать:

$$r_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} r_{\lambda b}, \quad (2.28)$$

где $r_{\lambda b}$ -спектральная плотность светимости ачт, находящегося при той же температуре, что и нечерное тело. Величина ε_{λ} называется коэффициентом излучения тела (или спектральной излучательной способностью). С другой стороны, излучение нечерных тел определяется законом Кирхгофа, согласно которому при наличии термодинамического равновесия спектральная плотность светимости тела r_{λ} равна:

$$r_{\lambda} = k_{\lambda} r_{\lambda b}. \quad (2.29)$$

Сравнивая соотношения (2.28) и (2.29) получаем $\varepsilon_{\lambda} = k_{\lambda}$. Тела, у которых $\varepsilon_{\lambda} = k_{\lambda} = \text{const}$, называются серыми, а соответствующие коэффициенты - коэффициентами серости. Реальные тела являются селективно поглощающими. Кроме того, ε_{λ} зависит от температуры, от характера поляризации и направления излучения, но для краткости и для них используется термин- “коэффициент серости”.

На практике для энергетических измерений чаще всего используют

лампы накаливания с вольфрамовыми нитями или лентами (банд-лампы) различной мощности: СИ6-100; СИ8-200; СИ10-300. Здесь: СИ-светоизмерительная лампа, следующее число (например,10) - максимальное напряжение питания; в конце указывается мощность. Фотометрические лампы следует питать высокостабилизированным током и использовать в том же положении (обычно, вертикальное), в каком проводилась градуировка. Погрешности в спектральном распределении яркости могут достигать 10% . Поглощательная способность вольфрама хорошо известна, см., например, [14]. Результаты представленные в таблице 2.1 имеют погрешность около 0.5% .

Таблица 2.1 Поглощательная способность вольфрама.

λ , мкм	1600,К	1800,К	2000,К	2200,К	2400,К	2600,К	2800,К
0.25	0.41	0.416	0.424	0.43	0.436	0.441	0.448
0.275	0.444	0.45	0.455	0.46	0.466	0.47	0.476
0.3	0.456	0.46	0.465	0.47	0.474	0.478	0.482
0.35	0.461	0.464	0.467	0.47	0.473	0.476	0.479
0.4	0.461	0.462	0.468	0.471	0.474	0.478	0.481
0.5	0.448	0.441	0.445	0.446	0.452	0.457	0.458
0.6	0.432	0.438	0.441	0.444	0.448	0.452	0.455
0.7	0.42	0.422	0.428	0.432	0.436	0.44	0.444
0.8	0.4	0.404	0.41	0.415	0.42	0.424	0.432
0.9	0.383	0.386	0.39	0.395	0.4	0.406	0.413
1.0	0.366	0.37	0.373	0.376	0.38	0.386	0.39
1.1	0.352	0.354	0.356	0.358	0.36	0.362	0.364
1.2	0.338	0.339	0.34	0.341	0.342	0.343	0.344

Практические рекомендации.

При абсолютных измерениях используются соотношения (2.21) и (2.22), которые содержат спектральную плотность светимости «эталонного» источника r_λ . В связи с этим дадим несколько полезных для начинающих исследователей советов.

К светоизмерительной лампе прилагается паспорт, в котором различным значениям силы тока ставится в соответствие яркостная температура t_λ в шкале Цельсия. Температура соответствует длине волны $\lambda=0,565$ мкм. Напомним, что под яркостной температурой понимают

температуру абсолютно черного тела, при которой его спектральная яркость равна спектральной яркости данного тела.

При проведении абсолютных измерений рекомендуем поступать следующим образом.

1. Установить светоизмерительную лампу в том же месте, где до этого располагался исследуемый источник, или обеспечить тождественные оптические схемы освещения спектрального прибора от исследуемого объекта и б-л. Крайне нежелательно при регистрации излучения от обоих источников изменять параметры установки (чувствительность, ширины щелей и т.п.).

2. Установить силу тока, при которой сигналы от обоих источников в исследуемом интервале длин волн были соизмеримы. Как уже упоминалось, источник питания должен быть высокостабилизированным. Величину силы тока следует измерять с погрешностью, не превышающей 0.02-0.03 %, например, с помощью компаратора. Приблизительно с такой ошибкой представлена сила тока в паспорте лампы.

3. По величине силы тока определяется яркостная температура T_y в шкале Кельвина и затем истинная температура T вольфрамовой ленты. Согласно определению T_y , в приближении Вина, имеет место соотношение:

$$\exp(-C_2/(\lambda_0 T_y)) = \varepsilon_\lambda(\lambda=\lambda_0, T) \exp(-C_2/(\lambda_0 T)), \lambda_0=0,565 \text{ мкм}.$$

Для удобства пользователя в таблице 2.2 представлены величины T и T_y для λ_0 .

Таблица 2.2 Переход от яркостной к истинной температуре ленты банд-лампы на длине волны $\lambda_0=0.565 \text{ мкм}$

T, K	T_y, K	T, K	T_y, K
1000	966	2400	2192
1200	1149	2600	2356
1400	1330	2800	2416

1600	1509	3000	2673
1800	1648	3200	2827
2000	1857	3400	2978
2200	2026		

4. Используя функцию Планка для необходимых длин волн, вычисляется $r_{\lambda b}$ и затем $r_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} r_{\lambda b}$. Полученный результат следует умножить на коэффициент пропускания окна банд-лампы. Для исследований ближнего ультрафиолета выпускаются лампы с кварцевым или увиолевым окном. Коэффициент пропускания приводится в паспорте лампы.

б. Глобар.

Наиболее распространенным источником излучения в инфракрасном диапазоне длин волн является глобар [19]. Он представляет собой цилиндрический стержень из карбида кремния длиной 50-250мм и диаметром 6-8мм. Концы стержня закреплены в алюминиевых электродах. Рабочая температура глобара около 1400-1500К. Коэффициент черноты ε_{λ} относительно слабо меняется в диапазоне длин волн 2-15мкм и равен в среднем 0.8.

в. Водородная лампа.

Сплошной спектр при электрическом разряде через газы может возникать вследствие молекулярного свечения и при излучении электронов при свободно-свободных и свободно-связанных переходах. Интенсивное сплошное излучение водорода, лежащее в области от 0.5мкм до 0.165мкм, вызвано переходами молекулы водорода H_2 с устойчивой на неустойчивую потенциальную кривую. Распределение по длинам волн спектральной плотности яркости такого спектра хорошо измерено, что и позволяет использовать сплошной спектр водорода в качестве стандартного для фотометрических измерений в ультрафиолетовой области, где упомянутые выше ленточные лампы непригодны. Воспроизводится сплошной спектр водорода с помощью специальных водородных ламп.

г. Электрическая дуга.

В качестве источника сплошного спектра используют анодный кратер вольтовой дуги. Он имеет температуру на 1000-1500К большую, чем вольфрамовая лампа, и дает спектр, простирающийся далеко в ультрафиолетовую область. Главный недостаток- неустойчивость горения, т.е. нестабильность разряда.

Значительно удобнее использовать газоразрядные лампы высокого давления (10-500 атм.), заполненные ртутью или инертными газами (Кг, Хе), которые дают весьма яркий сплошной спектр. Последний простирается до границы прозрачности кварцевого баллона лампы. Ксеноновая лампа ДКСШ-130 имеет спектр в видимом диапазоне длин волн близкий к солнечному и соответствует $T \approx 6000\text{K}$ В таблице 2.3 приведены основные характеристики некоторых ламп.

Таблица 2.3 Характеристики некоторых ламп, используемых в качестве источников сплошного спектра.

Лампа	Марка	Мощность, Вт	Коротковолновая граница, мкм.
Иодная накаливания	ЛНИ-2	500	0.22
Ртутная	ДРШ-100	100	0.29
	ДРШ-250	250	0.29
Ксеноновая	ДКсШ-130	130	0.22
	ДКсШ-1000	1000	0.22
Водородная	ВСФУ-3	25	0.215
	ДВС-25	25	0.215
	ДВС-40	40	0.185

ЧАСТЬ 3. ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ОБЪЕКТОВ ПО НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРАМ ИЗЛУЧЕНИЯ.

Описанные ниже методы весьма перспективны при исследовании горящих систем, содержащих конденсированную фазу.

3.1 Оптическая пирометрия.

Под оптической пирометрией (ОП) [20] подразумеваются методы измерения температур по излучению. Для равновесно-светящихся абсолютно черных тел эта задача решается путем непосредственного применения формулы Планка. Методы оптической пирометрии используются для решения многих практических задач. Нередки случаи, когда наблюдаемый объект близок по своим свойствам к абсолютно черному телу. Примером могут служить лабораторные или заводские печи с малым отверстием. Весьма важным достоинством оптической пирометрии является возможность производить измерения дистанционно.

Особый интерес представляет ОП при изучении высокотемпературных систем содержащих конденсированную фазу. К таковым относятся горящие объекты и плазма с конденсированной дисперсной фазой (к-фаза). Излучение таких объектов может значительно отличаться от равновесного. Однако измерить температуру к-фазы достаточно надежно можно, пожалуй, лишь методами оптической пирометрии.

В зависимости от того, на основании измерения какой фотометрической величины определяется температура T , методы оптической пирометрии разделяются на три: радиационный, яркостный, цветовой. Рассмотрим их в отдельности.

3.1.1 Радиационный метод.

Радиационная температура является характеристикой полной энергии излучения тел. Если энергия излучения черного и нечерного тел с единицы площади равны, то температура ачт будет определять радиационную температуру T_r нечерного тела, истинная температура которого равна T .

Поскольку между интегральными яркостью и светимостью имеет место соотношение $B=R/\pi$, то по закону Стефана—Больцмана для абсолютно

черного тела: $B = \sigma T^4 / \pi$.

Для нечерного тела можно записать:

$$B = \langle \varepsilon \rangle \sigma T^4 / \pi = \sigma T_p^4 / \pi, \quad (3.1)$$

где $\langle \varepsilon \rangle$ - осредненное по длинам волн значение ε_λ .

Отсюда следует, что температура тела T может быть найдена путем измерения его интегральной яркости B :

$$T = (\pi B / \langle \varepsilon \rangle \sigma)^{1/4}. \quad (3.2)$$

Принимая во внимание выражения (3.1) и (3.2) получаем:

$$T = (\langle \varepsilon \rangle)^{-1/4} T_p. \quad (3.3)$$

Поскольку для реальных источников излучения $\varepsilon < 1$, истинная температура оказывается выше радиационной $T > T_p$. Например, для накаливаемой вольфрамовой нити $\varepsilon \approx 0.4$, соответственно $T \approx 1.25 T_p$. Для ачт $\varepsilon = 1$, следовательно, $T = T_p$.

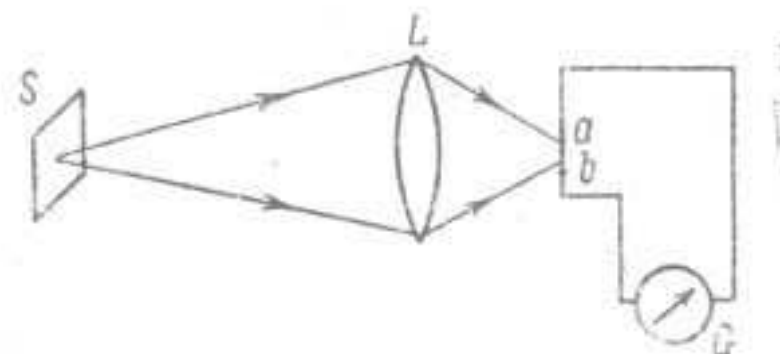


Рис.3.1 Оптическая схема радиационного пирометра.

Для определения яркости B используется радиационный пирометр, типичная схема которого изображена на рис.3.1, где L — линза, ab — неселективный в широком диапазоне длин волн фотоприемник (болометр, термоэлемент, пироэлектрический фотоприемник, оптико-акустический приемник др.), G -регистрирующий прибор; S — поверхность тела, температура которого определяется. Линза L дает изображение поверхности S в месте расположения фотоприемника и должна пропускать излучение как в видимом, так и в инфракрасном диапазонах длин волн. Для горящих систем рабочий диапазон длин волн должен простираться до 10мкм. Понятно, что стеклянная и кварцевая оптика для этих целей не годиться. Необходимо использовать линзы изготовленные из $NaCl$ или KBr . Радиационные пирометры градуируются с помощью модели абсолютно черного тела. Важно, чтобы площадь изображения источника и при градуировке, и при измерениях превышала площадь фотоприемной площадки.

3.1.1 Яркостный метод.

В этом методе температура определяется по спектральной плотности яркости b_λ , измеренной для какой-либо определенной длины волны λ . Сразу отметим, что при абсолютных измерений световых потоков к-фазы обычно получают информацию о спектральной светимости r_λ , которая для косинусных излучателей равна $r_\lambda = \pi b_\lambda$.

Фактически измеряется яркость ΔB для столь узкого интервала длин волн $\Delta\lambda$, что для него можно считать $\Delta B = b_\lambda \Delta\lambda$. Тогда искомое значение $b_\lambda = \Delta B / \Delta\lambda$. Поскольку, по формуле Планка, b_λ или r_λ однозначно определяется температурой абсолютно черного тела, то по значению b_λ можно определить температуру T .

Для тел, температура которых ниже 3000К, максимум излучения лежит в

инфракрасной области с длиной волны $\lambda > 1$ мкм, и, если измерения проводить в видимой части спектра, можно пользоваться приближенной формулой Вина:

$$b_{\lambda} = (C_1/\pi)\lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T). \quad (3.4)$$

Логарифмируя это выражение, получим для ачт:

$$T = C_2 \lambda^{-1} (\ln(C_1/\pi) - 5 \ln \lambda - \ln b_{\lambda})^{-1}. \quad (3.5)$$

Для измерения температур этим методом используется прибор, называемый пирометром с исчезающей нитью. Схема этого прибора изображена на рис.3.2.

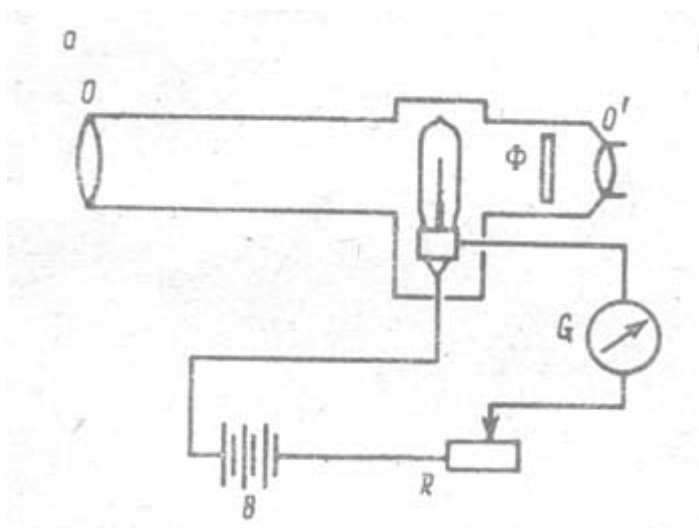


Рис.3.2. Пирометр с исчезающей нитью.

Здесь O - объектив зрительной трубы, O' — ее окуляр. В фокальной плоскости объектива O получается изображение поверхности наблюдаемого тела. Яркость изображения B' пропорциональна яркости объекта B . В

фокальной плоскости объектива О помещается электрическая лампочка с однородными прозрачными стенками баллона. В окуляр О' одновременно наблюдаются изображение поверхности исследуемого тела и нить лампочки. Узкий спектральный участок выделяется с помощью цветного светофильтра Ф, располагаемого перед окуляром О'. Обычно выделяется область в красной части спектра вблизи $\lambda = 0,66$ мкм. Нить лампочки питается током от стабилизированного источника напряжения. Меняя силу тока с помощью реостата R, можно накаливать нить более или менее интенсивно. При совпадении яркости нити и изображения нить исчезает на фоне изображения. Таким образом, можно со значительной точностью установить равенство яркостей нити и изображения поверхности наблюдаемого тела. Прибор можно проградуировать по абсолютно черному телу, нагреваемому до определенных температур Т. После этого температуры измеряются непосредственно по показаниям измерительного прибора G, соответствующим моменту исчезновения нити.

Для нечерных тел формула Вина заменяется формулой

$$b_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} (C_1/\pi) \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T). \quad (3.6)$$

В выражении (3.6) фигурирует истинная температура тела, которую можно определить в случае, если известна величина ε_{λ} . Если для реального тела воспользоваться соотношением (3.6), т.е. измерять температуру нечерного тела с помощью пирометра с исчезающей нитью (не внося поправки на ε_{λ}), то будет измерена его яркостная температура T_{λ} . Из сравнения выражений (3.6) и (3.4) получается выражение, связывающее истинную и яркостную температуру тела:

$$T = (C_2 T_{\lambda}) (\lambda T_{\lambda} \ln \varepsilon_{\lambda} + C_2)^{-1} \quad (3.7)$$

Так как для нечерных тел $\varepsilon_\lambda < 1$, то их яркостная температура всегда ниже истинной. Для абсолютно черного тела яркостная температура совпадает с истинной.

3.1.3 Цветовой метод.

Этот метод основан на измерении спектральных плотностей яркости b_{λ_1} и b_{λ_2} для разных длин волн λ_1 и λ_2 . Измерения могут снова выполняться с помощью пирометра с исчезающей нитью, но с двумя разными фильтрами. Один фильтр обычно берется с полосой пропускания вблизи $\lambda_1 = 0,66$ мкм, а другой—в синей части вблизи $\lambda_2 = 0,47$ мкм. Однако, целесообразнее использовать двухканальный пирометр, отградуированный с помощью модели ачт. Типичная оптическая схема представлена на рис.3.3. Ее основное достоинство состоит в том, что она позволяет легко настроить оба канала на заданную область пространства.

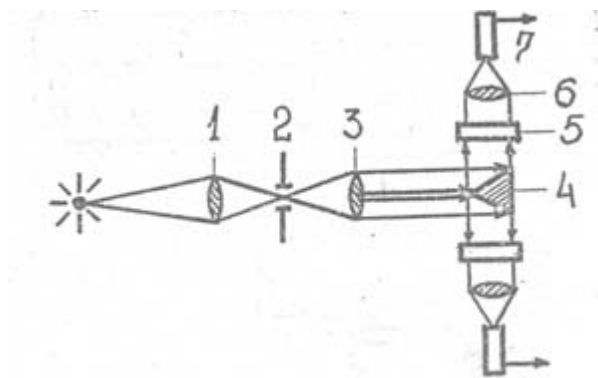


Рис.3.3 Оптическая схема цветового пирометра.

Излучение исследуемого объекта проецируется линзой 1 на полевую диафрагму 2, которая установлена в фокальной плоскости конденсора 3. Параллельный пучок после конденсора разделяется с помощью делительного устройства на два равных пучка и направляется через интерференционный фильтр 5 с помощью линзы 6 на фотоумножитель. Применение в качестве

делительного устройства зеркальной призмы возможно, если объект стационарный и не меняет своего положения в пространстве. Действительно, как видно из оптической схемы пирометра (рис.3.3) излучение на фотоумножителе попадает из различных (хотя и близко расположенных) пространственных областей объекта исследования. Поэтому случайные локальные изменения интенсивностей световых потоков будут связываться с температурными изменениями, хотя причина может быть иной. В связи с этим, деление пучка лучше проводить не по волновому фронту, а по амплитуде, например, с помощью полупрозрачного зеркала.

Вернемся к результатам обработки результатов измерений.

В приближении Вина, можно записать:

$$b_{\lambda 1} = (C_1/\pi)\lambda_1^{-5}\exp(-C_2/\lambda_1 T); \quad b_{\lambda 2} = (C_1/\pi)\lambda_2^{-5}\exp(-C_2/\lambda_2 T). \quad (3.8)$$

Логарифмируя (3.8) и беря разность полученных результатов, после простых преобразований получаем:

$$T = C_2(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1) \{ \ln(b_{\lambda 1}/b_{\lambda 2}) - 5\ln(\lambda_2/\lambda_1) \}^{-1}. \quad (3.9)$$

Если воспользоваться формулой (3.9) при обработке результатов измерений для нечерных тел, то будет определена цветовая температура T_c . Для нечерных тел при определении истинной температуры T надо знать значения ϵ_λ для обеих длин волн λ_1 и λ_2 . Тогда по аналогии легко получить выражение для определения истинной температуры нечерного тела:

$$T = C_2(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1) \{ \ln(b_{\lambda 1}/b_{\lambda 2}) + \ln(\epsilon_{\lambda 1}/\epsilon_{\lambda 2}) - 5\ln(\lambda_2/\lambda_1) \}^{-1}. \quad (3.10)$$

Преимущество цветового метода по сравнению с другими заключается в том, что он требует измерения лишь относительного значения спектральных плотностей яркости для двух длин волн.

Из сопоставления формул (3.9) и (3.10), полагая, что в формуле (3.9) стоит $T_{\text{ц}}$, получается выражение, дающее связь между $T_{\text{ц}}$ и T

$$T = T_{\text{ц}} C_2(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1) \{ C_2(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1) - T_{\text{ц}} \ln (\varepsilon_{\lambda 1} / \varepsilon_{\lambda 2}) \}^{-1} \quad (3.11)$$

Каждый из коэффициентов $\varepsilon_{\lambda 1}$, $\varepsilon_{\lambda 2}$ для нечерных тел меньше единицы, но отношение $\varepsilon_{\lambda 1} / \varepsilon_{\lambda 2}$ может быть как меньше, так и больше единицы. Поэтому из формулы (3.11) следует, что цветовая температура может быть как выше, так и ниже истинной в зависимости от свойств тела. Причем отличие, как мы увидим далее, может оказаться весьма значительным. Для абсолютно черного и для серого тела цветовая и истинная температуры совпадают.

Название цветовой температуры обусловлено следующими соображениями. Из приведенного определения следует, что цветовая температура нечерного тела равна такой температуре абсолютно черного тела, при которой отношение спектральных плотностей яркостей обоих тел для двух длин волн равны. Поскольку же длины волн λ_1 и λ_2 берутся для двух концов видимого спектра — красного и синего, то равенство отношения яркостей означает приблизительное равенство цветностей излучений нечерного и абсолютно черного тела.

Итак, рассмотренные выше методики оптической пирометрии обладают рядом достоинств таких, как безконтактность, быстрое действие, которое определяется возможностями фотоприемников и регистрирующей аппаратуры, относительной простотой в использовании и не требующей дорогого оборудования. К сожалению, область их применимости ограничивается источниками с $\varepsilon_{\lambda} \rightarrow 1$, или с $\varepsilon_{\lambda} = \text{const}$ (серое тело). В последнем случае цветовой метод является безупречным. Что же касается высокотемпературных дисперсных систем, то в этом случае указанные методы можно использовать с большой осторожностью даже, если система является оптически плотной. Как правило, пламя и плазма с конденсированной дисперсной фазой являются существенно несерыми

объектами и, по крайней мере, в видимом и инфракрасном диапазоне их спектральная излучательная способность $\varepsilon_\lambda \ll 1$. Как мы увидим ниже, это обстоятельство обеспечивает весьма существенное (на сотни градусов) и неоднозначное отличие яркостной и цветовой температуры от истинной. Обратимся, в связи с этим, к полицветовому методу [21], который, имея существенные преимущества по сравнению с традиционными методами ОП, все же не является панацеей.

3.1.4 Полицветовой метод определения температуры конденсированной фазы. Спектральная светимость. Спектральная излучательная способность.

Как уже говорилось выше, главным недостатком традиционных методов оптической пирометрии является то, что измеряется не истинная температура объекта. Проводится измерение радиационной либо яркостной, либо цветовой температуры [20]. Эти методы требуют изначальной информации о спектральной излучательной способности. В первых двух случаях измеренная температура оказывается заниженной, в последнем – возможны любые варианты. Суть полицветового метода заключается в следующем. Измеряется спектральная светимость объекта r_λ (см. соотношение 2.22а) в достаточно широком спектральном интервале. Далее, используя формулу Вина и закон Кирхгофа $r_\lambda = \varepsilon_\lambda C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T)$, строится график зависимости $\ln r_\lambda \lambda^5$ от $1/\lambda$. В интервале длин волн, в котором график представляет собой прямую в указанных координатах, излучение можно считать серым, что и позволяет определить истинную температуру: $T = -C_2 / \lg \alpha$ ($\lg \alpha$ - тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс). Спектральная излучательная способность определяется согласно соотношению:

$$\varepsilon_\lambda = r_\lambda / r_{\lambda b}, \quad (3.12)$$

где $r_{\lambda b}$ – спектральная светимость абсолютно черного тела при температуре k - фазы. Методика измерения r_{λ} была описана во втором разделе.

Иллюстрация возможностей полицветового метода. Результаты исследования ламинарного диффузионного дисперсного факела (ЛДДФ) алюминия.

Исследовался факел газозвеси сферических частиц Al с наиболее вероятным радиусом около 2 мкм. Концентрация горючего составляла 400-500 г/м³. Горение частиц Al проходило газофазно с образованием субмикронных частиц Al₂O₃. Частицы оксида имели сферическую форму с характерным наиболее вероятным диаметром ~ 0,1 мкм. Именно эти частица и вносили основной вклад в излучение факела [22].

Спектральная светимость факела Al представлена на рис.3.4. Результаты измерений аппроксимированы полиномом четвертой степени.

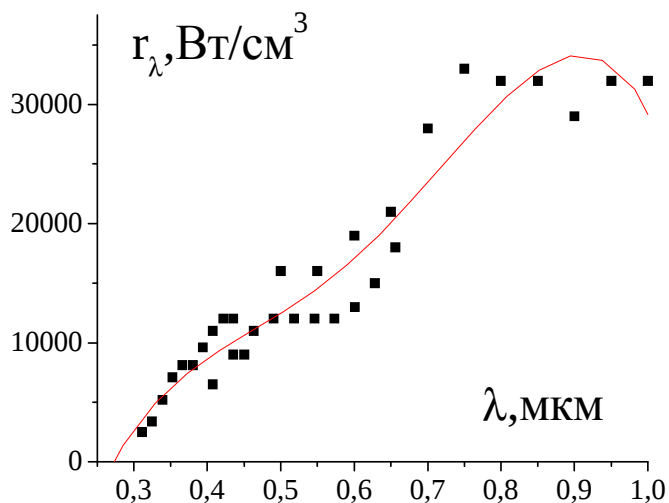


Рис.3.4. Спектральная светимость ЛДДФ алюминия.

Рисунок (3.5) иллюстрирует полицветовой метод определения температуры k -фазы во фронте факела. Причем представлена лишь та спектральная область длин волн, где указанная зависимость представляет собой прямую, что и предполагает методика измерения.

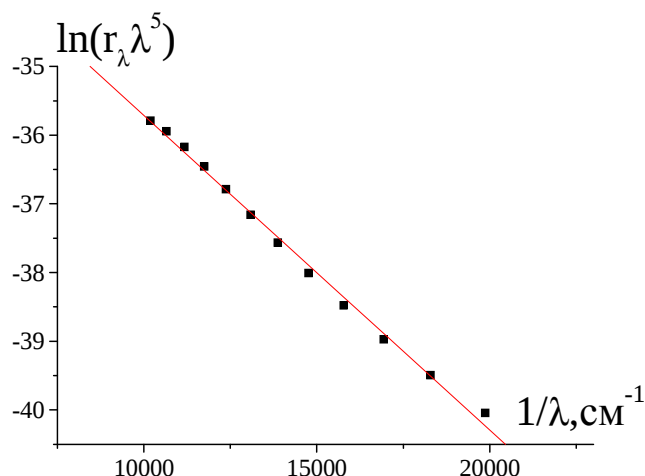
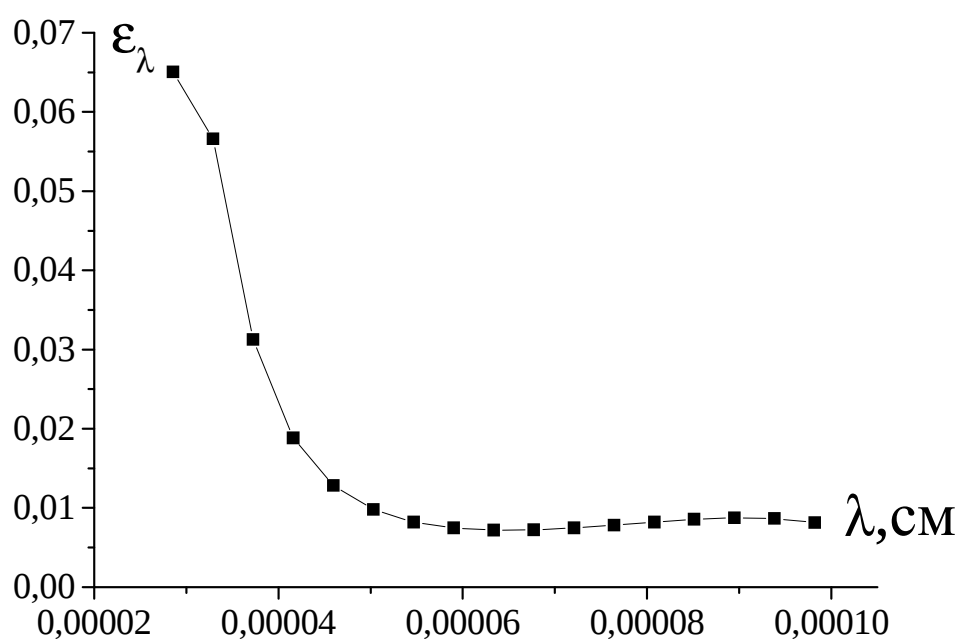


Рис.3.5. Иллюстрация к полицветовому методу определения температуры конденсированной фазы.

Прямая проводилась методом наименьших квадратов. Истинная температура оказалась равной $T = 3150 \pm 70 \text{K}$.

Полученные результаты позволили определить спектральную испускательную способность, которая резко возрастает в УФ диапазоне длин волн (рис.3.6). Такое поведение ϵ_λ можно объяснить размерным эффектом [23]. Для длин волн превышающих 0,5 мкм, ϵ_λ меняется слабо (источник почти серый) , что и объясняет линейную связь величин, представленных на рис.3.5 и позволяет определить истинную температуру.



Такой характер поведения спектральной испускательной способности приводит к значительному отличию цветовой температуры от истинной. Причем это отличие будет тем больше, чем короче λ_2 . Напомним, обычно измерения цветовой температуры проводится на длинах волн $\lambda_1=0,66\text{мкм}$ и $\lambda_2 = 0,47\text{ мкм}$ (по так называемому сине-красному отношению). На рис. 3.7 представлены результаты определения цветовой температуры. При этом λ_1 фиксировалась и принималась равной 0.65 мкм , λ_2 менялась в пределах исследованного диапазона длин волн. Как видно из рисунка 3.7 с уменьшением λ_2 наблюдается рост цветовой температуры более чем на 1000K , что связано с монотонным увеличением величины ε_λ в области коротких длин волн.

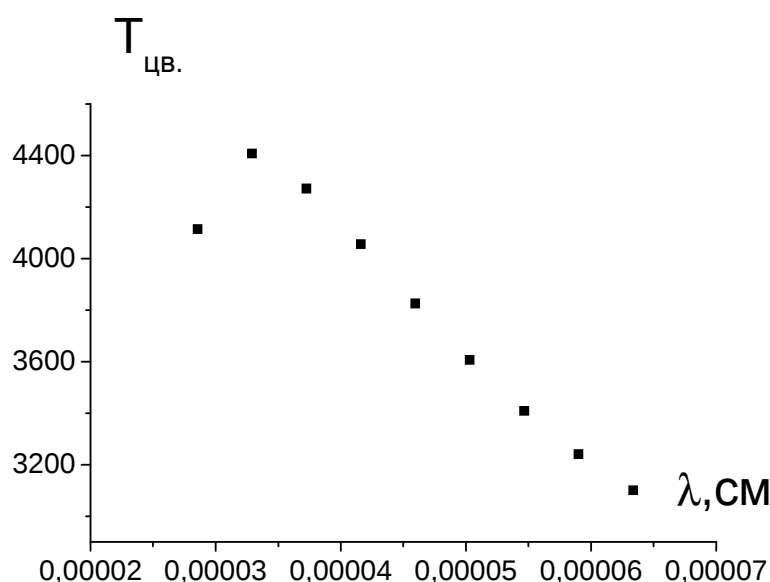


Рис.3.7 Цветовая температура, определенная на различных длинах волн λ_2 при фиксированной $\lambda_1=0.65\text{ мкм}$.

На рис. 3.8 приведены результаты определения яркостной температуры на различных длинах волн. Тот факт, что $\varepsilon_\lambda < 1$ (см. рис. 3.6) приводит к весьма существенному занижению температуры, определенной яркостным методом (рис.3.8). Впрочем, отличие истинной и яркостной температуры тем меньше чем короче длина волны, на которой проводятся измерения.

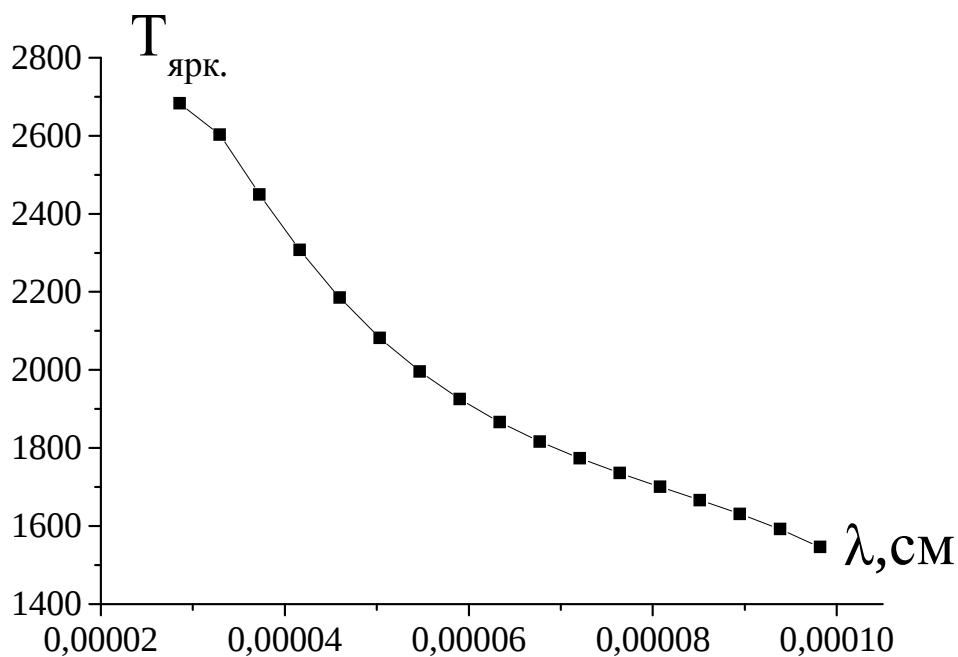


Рис.3.8 Яркостная температура, определенная на различных длинах волн.

Весьма показательным, в связи со сказанным, может быть следующий пример. В работе [24] проведены измерения яркостной температуры в зоне горения магния, коэффициент ϵ_λ , которой приняли равным 0,3. В результате истинная температура оказалась равной 1900K. Абсолютные измерения яркости молекулярных полос MgO показали, что она превышает яркость излучения абсолютно черного тела в той же области длин волн. Это привело авторов к мысли о люминесцентном характере излучения MgO. С другой стороны, в работе [25] цветовым методом была получена температура равная 3900K, в то время как адиабатическое значение температуры должно быть равным 3100K, а истинное оказалось около 2650K [26].

С целью приобретения навыков обработки результатов измерений, ниже предлагается практическое задание.

Задание.

В таблице представлена спектральная светимость зоны горения одиночной частицы Mg с диаметром около 4 мм. В работе предлагается провести весь цикл расчетов (ϵ_λ , $T_{\text{я}}$, T) по аналогии с проведенными выше вычислениями. Результаты представить в графическом виде.

Таблица 3.1 Спектральная плотность светимости горячей частицы магния при атмосферном давлении.

λ , мкм	r_λ , Вт/см ³	λ , мкм	r_λ , Вт/см ³
0,2951	1330	0,5	14200
0,2904	1250	0,55	20000
0,2857	1200	0,6	28000
0,281	880	0,65	29000
0,2763	660	0,7	34000
0,2715	500	0,75	39000
0,2668	340	0,8	45000
0,2621	280	0,85	45000
0,4719	9600	0,9	48000
0,4439	7200	0,95	49000
0,4159	5290		

3.2 Оптические и излучательные характеристики субмикронных и микронных частиц при высоких температурах.

В высокотемпературной дисперсной системе за сплошной спектр излучения ответственна к-фаза, которая вносит существенный, часто определяющий, вклад в рассеяние и поглощение излучения. Эффективность указанных процессов определяется соответствующими сечениями или факторами эффективности. Информацию о последних получают экспериментально, но чаще теоретическим путем на основе теории Ми. В последнем случае требуется информация о комплексном показателе преломления вещества $\tilde{n}=n-i\chi$ в широком диапазоне температур. Отметим, что действительная часть n , в отличие от мнимой χ , слабо зависит от температуры. Поэтому наиболее надежные методы получения информации о концентрации частиц и функции их распределения по размерам основаны на рассеянии излучения, эффективность которого определяется величиной n .

С другой стороны, эффективность процессов излучения и поглощения излучения зависит от мнимой части показателя преломления. Причем испускательная способность частицы $\epsilon_{\lambda,ч}$ считается равной фактору эффективности поглощения [27], хотя при этом приходится сталкиваться с неожиданным результатом: испускательная способность может оказаться больше единицы. Кратко остановимся теперь на основных понятиях используемых при описании поглощения и рассеяния излучения малыми частицами.

3.2.1 Элементы теории Ми.

Излучение, проходящее через среду, содержащую неоднородности, например, частицы, поглощается и рассеивается как самими неоднородностями, так и средой. В связи с этим была сформулирована задача в установлении связи свойств частиц (размера, формы, показателя преломления) с угловым распределением рассеянного излучения и с поглощением излучения частицами. Для изучения рассеяния электромагнитных волн были проведены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования. Рэлей получил простое решение для рассеяния излучения сферическими частицами, размеры которых малы по сравнению с длиной волны излучения. За этой работой последовала сформулированная Ми общая теория поглощения и рассеяния излучения малыми однородными частицами, имеющими простую геометрическую форму, такую как сфера или круговой цилиндр. В теории Ми, основанной на решении уравнений Максвелла, рассматривается идеализированная ситуация, а именно простая сферическая частица из однородного, изотропного материала, помещенная в однородную, изотропную, безграничную среду и облучаемая плоскими волнами, распространяющимися в определенном направлении. Решения для амплитуды рассеянной волны имеют вид сложных рядов, содержащих функции Риккати-Бесселя и функции Риккати-

Ганкеля возрастающего порядка. Результаты теории наиболее полезны для определения коэффициентов поглощения и рассеяния сферических частиц, взвешенных в диэлектрической среде, при условии, что частицы достаточно удалены друг от друга. Были проведены специальные эксперименты [27] для определения минимального расстояния между сферическими частицами, гарантирующего независимое рассеяние. Оказалось, что это расстояние между центрами сферических частиц должно быть больше трех диаметров. В большинстве практических задач частицы разделены большими расстояниями. Вместе с тем, необходимо знать и недостатки теории Ми. В ней рассматривается идеализированный случай, а именно отдельная сферическая частица, которая действует как независимый точечный рассеиватель в безграничной среде, тогда как рассеиватели, встречающиеся в большинстве практических приложений, имеют произвольную геометрическую форму. Поэтому эксперимент является единственным средством определения рассеяния в таких случаях.

В общем случае отдельная сферическая частица, помещенная на пути плоской электромагнитной волны, рассеивает и поглощает некоторую часть ее энергии [27]. Отношение потока энергии, рассеиваемого сферой, к потоку энергии, падающему на единицу площади, называется сечением рассеяния при рассматриваемой частоте и обозначается σ_s . Аналогично можно определить сечение поглощения σ_a и сечение ослабления σ_e . По определению сумма сечений поглощения и рассеяния равна сечению ослабления, поэтому можно записать: $\sigma_a + \sigma_s = \sigma_e$

Сечение имеет размерность площади. Отношение сечения соответствующего процесса к геометрическому сечению частицы называется фактором эффективности и обозначается Q_i , где i равно a , s или e . Таким образом, можно записать:

$$Q_a = \frac{\sigma_a}{\pi r^2} \quad (\text{фактор эффективности поглощения});$$

$$Q_s = \frac{\sigma_s}{\pi r^2} \quad (\text{фактор эффективности рассеяния});$$

$$Q_e = \frac{\sigma_e}{\pi r^2} \quad (\text{фактор эффективности ослабления}),$$

где r - радиус сферы. Факторы эффективности очевидно удовлетворяют соотношению: $Q_a + Q_s = Q_e$.

Факторы эффективности Q_a , Q_s и Q_e рассчитываются на основе теории Ми. Согласно этой теории факторы эффективности рассеяния и ослабления определяются соотношениями [28]:

$$Q_s = \frac{2}{\chi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (3.13)$$

$$Q_e = \frac{2}{\chi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}\{a_n + b_n\}, \quad (3.14)$$

где Re - действительная часть суммы. Если частица не поглощает падающее излучение, то $Q_s = Q_e$. Если частица поглощает падающее излучение, то коэффициент эффективности поглощения Q_a определяется как $Q_a = Q_e - Q_s$. Коэффициенты a_n и b_n в формулах (3.13) и (3.14) называются коэффициентами Ми; они являются сложными функциями, выраженными через функции Риккати- Бесселя [28]:

$$a_n = \frac{\psi_n(x) \left[\psi_n'(y) / \psi_n(y) \right] - m \psi_n'(x)}{\xi_n(x) \left[\psi_n'(y) / \psi_n(y) \right] - m \xi_n'(x)}, \quad (3.15)$$

$$b_n = \frac{m \psi_n(x) \left[\psi_n'(y) / \psi_n(y) \right] - \psi_n'(x)}{m \xi_n(x) \left[\psi_n'(y) / \psi_n(y) \right] - \xi_n'(x)}, \quad (3.16)$$

где штрих означает дифференцирование. Функции Риккати - Бесселя

$\psi_n(z)$ и $\xi_n(z)$ связаны с функцией Бесселя нецелого порядка соотношениями:

$$\psi_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2}\right)^{\frac{1}{2}} I(z)_{n+\frac{1}{2}}, \quad (3.17)$$

$$\xi_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2}\right)^{\frac{1}{2}} I(z)_{n+\frac{1}{2}} + (-1)^n i I(z)_{-n-\frac{1}{2}}, \quad (3.18)$$

где $i = \sqrt{-1}$, x или y , а аргументы x и y определяются следующим образом:

$$x = \frac{\pi D}{\lambda} \quad \text{и} \quad y = \tilde{n} x, \quad D - \text{диаметр сферы, } \lambda - \text{длина волны падающего}$$

излучения, а $\tilde{n} = n - i\chi$ - комплексный показатель преломления сферической частицы относительно окружающей среды. Угловое распределение рассеянного излучения можно получить из решения Ми. Однако, этого специального вопроса мы касаться не будем.

Теория Ми весьма громоздка. Но проведение численных расчетов, с привлечением персональных компьютеров, не представляет особого труда. Программы для соответствующих вычислений представлены, например, в монографии [27].

При решении задач о переносе излучения в дисперсных системах вводится спектральные коэффициенты поглощения, рассеяния и экстинкции.

Если пучок излучения распространяется в среде, содержащей в единице объема N сферических частиц одинакового состава и одинакового радиуса r , имеющие сечения поглощения σ_a и рассеяния σ_s , то соответствующие спектральные коэффициенты поглощения $\beta_{\lambda a}$ и рассеяния $\beta_{\lambda s}$ определяются соотношениями:

$$\beta_{\lambda a} = \sigma_{a,\lambda} N = \pi r^2 Q_{a,\lambda} N, \quad (3.19)$$

$$\beta_{\lambda s} = \sigma_{s,\lambda} N = \pi r^2 Q_{s,\lambda} N. \quad (3.20)$$

Если среда содержит облако сферических частиц одинакового состава, но различных размеров, то спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния могут быть вычислены по формулам:

$$\beta_{\lambda a} = \int_0^\infty \sigma_{a,\lambda} N(r) dr = \int_0^\infty \pi r^2 Q_{a,\lambda} N(r) dr, \quad (3.21)$$

$$\beta_{\lambda s} = \int_0^\infty \sigma_{s,\lambda} N(r) dr = \int_0^\infty \pi r^2 Q_{s,\lambda} N(r) dr, \quad (3.22)$$

где $N(r)dr$ - число частиц в единице объема, имеющих радиусы от r до $r+dr$, $N(r)=Nf(r)$, $f(r)$ -функция распределения частиц по размерам.

Для относительно мелких частиц, для которых дифракционный параметр $x < 0.6/\pi$ (n - действительная часть комплексного показателя преломления $\tilde{n} = n - i\chi$) формулы (3.13) и (3.14) существенно упрощаются

[28] :

$$Q_e = -\text{Im} \left[4\chi \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} + \frac{4}{15} \chi^2 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \frac{m^4 + 27m^2 + 38}{2m^2 + 3} + \dots \right] + \text{Re} \left[\frac{8}{3} \chi^4 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 + \dots \right] \quad (3.23)$$

Первый член характеризует фактор эффективности поглощения, второй - фактор эффективности рассеяния.

В приближении Рэлея [28], которое верно при условии, что дифракционный параметр: $x = \frac{\pi D}{\lambda} \ll 1$:

$$Q_{s,\lambda} = \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \left(\frac{n^2 - 2}{n^2 + 2} \right)^2, \quad (3.24)$$

$$Q_{a,\lambda} = 24\chi n \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{(n^2 - \chi^2 + 2)^2 + 4n^2 \chi^2}. \quad (3.25)$$

Фактически, как уже упоминалось, релеевское приближение неплохо "работает" при условии $\chi < 0.6/n$. В сказанном мы сможем убедиться, выполнив соответствующие задания, предложенные ниже. Как видно из (3.24) и (3.25) зависимости Q_a и Q_s от длины волны различные: $Q_a \sim \frac{1}{\lambda}$, $Q_s \sim \frac{1}{\lambda^4}$, следовательно, в области коротких длин волн рассеяние излучения является ведущим.

Весьма полезными представляются соотношения, связывающие оптические константы с электропроводностью σ рассматриваемого вещества. Используя уравнения Максвелла можно получить [29,30]:

$$n^2 = \frac{\epsilon_a}{2} \left\{ 1 + \left[1 + \left(\frac{\lambda_0 \sigma}{2\pi c_0 \epsilon_0 \epsilon_a} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad \text{и} \quad \chi^2 = \frac{\epsilon_a}{2} \left\{ -1 + \left[1 + \left(\frac{\lambda_0 \sigma}{2\pi c_0 \epsilon_0 \epsilon_a} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (3.26)$$

где ϵ_a -диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 -электрическая постоянная, σ -электропроводность.

В зависимости от диапазона значений n и χ можно выделить четыре группы веществ (материалов) [31]:

1. Материалы, характеризующиеся высокими значениями показателя поглощения $\chi > 10$. Радиационные свойства таких материалов определяются исключительно граничной поверхностью и для них характерны очень высокие значения отражательной способности. К ним можно отнести, например, металлы в инфракрасной области спектра.

2. Материалы с очень малыми показателями поглощения $\chi \ll 0,01$. Этот класс веществ обладает низкой отражательной способностью, значение которой определяется показателем преломления n_λ . Радиационные свойства

таких материалов существенно зависят от относительной толщины слоя

$\rho_{сл} = \pi l / \lambda$. К таким материалам относятся диэлектрики.

3. Материалы, характеризующиеся значениями показателя поглощения $0,01 < \chi < 0,1$, относятся к классу полупроводников. Отражательная и излучательная способности таких материалов зависят от толщины слоя.

К такому классу веществ можно отнести и ряд диэлектриков, но при температурах горения ($\sim 3000\text{K}$), например, MgO , Al_2O_3 , ZrO_2 .

4. Материалы, характеризующиеся средними значениями показателя поглощения $0,1 < \chi < 10$, относятся к промежуточному классу. Такие свойства встречаются и у металлов в видимой части спектра, и у полупроводников в спектральных зонах «металлического» поглощения.

"Парадокс" равенства спектральной испускательной способности и фактора эффективности поглощения частиц.

Выше мы уже говорили о том, что при решении задач о переносе излучения в излучающих, поглощающих и рассеивающих дисперсных системах факторы эффективности поглощения и испускательная способность частицы принимаются равными. Это равенство интерпретируется как закон Кирхгофа для излучения и поглощения произвольной сферической частицей. В таком случае придется сталкиваться для сферических частиц с факторами эффективностями поглощения, превышающими (иногда намного) единицу. Однако, если Q_a может быть больше единицы, то и излучательная способность может быть больше единицы. В этом заключается суть "парадокса". Разъяснение ему дается в монографии [27]. А поскольку сделано это весьма убедительно, и в силу исключительной важности этого вопроса, приведем цитату из этой книги. "... это наносит сильный удар по глубоко укоренившимся предрассудкам, касающимся верхнего предела, которого может достигать истинная излучательная способность; на первый взгляд тот факт, что излучательная

способность больше единицы, означает, что частица излучает больше, чем "абсолютно черная частица". Но что такое "абсолютно черная частица"? Общепринятое определение абсолютно черного тела состоит в том, что это тело поглощает весь *падающий на него* свет. Ключевые слова здесь выделены курсивом; понятие света, геометрически падающего на тело, является геометрооптическим, и оно теряет свою силу для частиц с размерами, сравнимыми или меньшими, чем длина волны. На это было указано еще Планком, который писал, что "при дальнейшем анализе будем предполагать, что ... радиусы кривизны всех рассматриваемых поверхностей велики по сравнению с длинами волн имеющих лучей". Кирхгоф тоже отдавал себе полный отчет в ограниченности своего вывода.

Далее авторы показывают," что эффективность поглощения, а следовательно, и излучательная способность достаточно большого поглощающего шара не превышают единицы. Таким образом, в случае, когда радиус шара очень велик по сравнению с длиной волны, определение излучательной способности частицы согласуется с элементарными представлениями об излучательной способности тела. Интересно также отметить, что если частицы, имеющие по отдельности излучательную способность больше единицы, нанесены на большую подложку, то результирующая излучательная способность этой сложной системы не превышает единицы."

Далее мы будем придерживаться данной точки зрения.

3.2.1 Программа для проведения расчетов оптических и излучательных характеристик частиц с использованием теории Ми (практические рекомендации).

В настоящем разделе предлагается весьма удобная для пользователя программа написанная, аспирантом кафедры общей и химической физики Одесского национального университета Ильченко Э.П.(2004г.) на основе представленной в [27]. Программа (она размещена на сайте [32])

позволяет решать задачи о взаимодействии излучения как с однородными частицами с известными параметрами, так и с их газовзвесями.

Эти задачи можно разбить на два блока. Так, если известен комплексный показатель преломления частицы $n-i\chi$, показатель преломления среды, который обычно принимается равным единице, длина волны излучения и радиус частицы (т. е. известен дифракционный параметр $2\pi r/\lambda$), то можно, используя теорию Ми, рассчитать факторы эффективности поглощения, рассеяния и экстинкции для индивидуальной частицы.

Эти величины являются исходными для второго блока, т. е. расчета параметров газовзвеси, образующейся, к примеру, в факеле горящих частиц металла. Такая газовзвесь характеризуется, помимо описанных выше параметров, также функцией распределения частиц по размерам и шириной зоны пламени. Исследуемые параметры газовзвеси, а именно коэффициенты поглощения, рассеяния и экстинкции, являются интегральными характеристиками соответствующих факторов. Кроме того, эти коэффициенты используются при расчетах спектральной излучательной способности и спектральной светимости. К этому вопросу мы вернемся ниже. Программа [32] также позволяет найти концентрацию по известному значению спектральной светимости на определенной длине (длинах) волн. Интегрирование для получения коэффициентов должно проводиться по радиусу в определенных пределах, которые необходимо согласовывать с наиболее вероятным радиусом (нижний предел интегрирования $<$ наиболее вероятного радиуса $<$ верхнего предела интегрирования). Рекомендованы следующие значения параметров: 0,2 и 15 мкм для $r_0 \sim 2$ мкм и 0,001 и 0,3 мкм для $r_0 \sim 0,02$ мкм.

Задание.

С целью ознакомления с работой программы рассчитайте коэффициенты поглощения, рассеяния и экстинкции для следующих значений параметров: точность вычислений 0,001, длины волн принимают значения 0,435; 0,465; 0,49; 0,525; 0,54; 0,58; 0,62; 0,67; 0,705; 0,765; 0,81; 0,855; 0,9; 0,95; 1 мкм, показатель преломления среды 1, действительная и мнимая части показателя преломления равны 2,2 и 0,085(в программу заведено логарифмически нормальное распределение). Для этого необходимо дважды щелкнуть по

ярлыку «Теория Ми»[32] (или открыть файл file_builder.doc в директории prog). Появится окно.

Отметьте поля выходных данных (можно несколько):

- ☒ Коэффициент поглощения, ☒ Фактор эффективности
☐ Фактор эффективности ☒ Коэффициент рассеяния, bs ,
☐ Фактор эффективности экстинкции,
Спектральная
☐ испускательная
☐ Коэффициент экстинкции, $bext$, способность, $epsI$
☐ Спектральная светимость, rl , ☐ Концентрация, $1/cm^{\wedge}$

Заполните поля и выберите один из кружков с названием переменной, по которой организуется цикл (должно быть 3 значения: начальное, конечное и шаг). Если цикл не организуется ни по одной из переменных (есть лишь последовательность), выберите этот кружок: 

☒ Точность вычислений

0.001

☒ Длина волны, мкм

.435 .465 .49 .525 .54 .58 .62 .67 .705 .765

Показатель
☒ преломления
среды

1

Действительная
☒ часть показателя
преломления

2.2

Мнимая часть
☒ показателя
преломления

0.0846441

☒ Температура, K

3900

Наиболее
☒ вероятный
радиус, мкм

	0.02	
☐ Нижний предел интегрирования по радиусу, мкм (дан в методичке)	0.001	
☐ Верхний предел интегрирования по радиусу, мкм (дан в методичке)	1	
☐ Дисперсия распределения	0.5	
☐ Концентрация, $1/\text{см}^3$	1e12	
☐ Ширина рассматриваемой зоны пламени, см	0.3	
☐ Параметр, позволяющий изучать газовзвесь с переменными параметрами; обычно равен r_0		r_0
☐ Параметр, позволяющий изучать газовзвесь с переменными параметрами; обычно равен σ		σ
☐ Значение q_l , Вт/см 3 , для которого нужно найти концентрацию	1e6	
☐ Минимальное значение концентрации, $1/\text{см}^3$ (используется при поиске концентрации)		1e4
☐ Максимальное значение концентрации, $1/\text{см}^3$ (используется при поиске концентрации)		1e14
☐ Изменяющийся радиус, мкм (используется при нахождении факторов эффективности)	0.	

Имя файла задания

Имя файла результата

Н а ч а т ь в ы ч и с л е н и я

Каталог заданий и

Каталог программ

Отметьте выходные данные – коэффициенты поглощения, рассеяния и экстинкции, спектральной излучательной способности и спектральной светимости, при этом будут активизированы соответствующие поля ввода (в данном случае черные и зеленые). Если этого не произошло или выдаются сообщения типа «макросы отключены», нужно выбрать в меню сервис, макрос, безопасность, вкладка уровень безопасности значение «средняя» или «низкая» и открыть файл заново. Далее необходимо ввести вышеуказанные параметры (длины волн через пробел), указать имя файла задания (например, task_0_02_ber), файла результата (res_0_02_ber) и нажать клавишу «Начать вычисления». Вид файла при этом показан ниже. Дождаться окончания работы программы и нажать «ОК». После этого необходимо построить графики. Для этого нужно открыть программу для построения графиков – origin или excel. Если открыть origin, то для импорта файла результатов нужно нажать ctrl+K (или в меню File выбрать последовательно пункты Import, Single ASCII). Файл, в который были записаны результаты счета, находится в каталоге, определенном в строке «Каталог заданий и результатов», на него же указывает ярлык на рабочем столе, папка «Задания и результаты. Теория Ми». Для построения графика необходимо выделить левой кнопкой мыши столбец и, вызвав правой кнопкой меню, выбрать Set As, указывая при этом столбец абсцисс (X) и ординат (Y), при необходимости – ошибок по Y (Y Error), X (X Error). Затем, удерживая нажатой клавишу Ctrl, левой кнопкой мыши выделить столбцы аргументов (например, длин волн), результатов (например, β_a) и, выбрав пиктограмму графика (или меню Plot и один из пунктов Line, Scatter, Line+Symbol), получить график. Его можно потом скопировать (Ctrl+J или edit, copy page) и вставить, к примеру, в документ Word (Ctrl+V).

Программа обладает, помимо дружественного интерфейса, широкими возможностями по выявлению ошибок при построении файла задания. Так,

будет выдано сообщение об ошибке, если не выполняется неравенство

$r_{0, \text{нач}} < r_{0, \text{кон}}$, или $\text{конц}_{\text{нач}} < \text{конц}_{\text{кон}}$, а также, если соответствующий каталог не существует (в этом случае его нужно будет создать), имя для подстановки не определено выше, неправильно сформирован цикл или он не является единственным либо нет изменяющейся переменной, неверно указано имя переменной. Можно проверить результат выполнения подстановок, назвав файл задания diag. Тогда в файле результатов перед результатами будут показаны значения переменных.

Предлагается выполнить расчеты факторов эффективности поглощения, рассеяния и экстинкции для тех же параметров, но для фиксированной длины волны – 0,5 мкм, радиус при этом изменяется от 0,01 мкм до 0,2 мкм с шагом 0,005 мкм. Для этого снимаем флажки с коэффициентов и ставим на факторах. Заметьте, что теперь доступны другие поля. Для построения цикла по изменяющемуся радиусу заполняем соответствующий кружок и вводим через пробел начальное, конечное значения и шаг: 0.01 0.2 0.005 ; файлы задания и результатов рекомендуется назвать task_small_Q и res_small_Q. Обратите внимание, что в файл задания записываются только те переменные, которые необходимы для расчетов (те, которые были активизированы). Сравните графически результаты расчетов с выражением, полученным в теории Релея:

$$Q_s = \frac{8}{3} \cdot \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right| \cdot \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^4 ; \text{ если } n = 2,2 + i \cdot 0,084, \text{ то } Q_s = 0,84 \cdot \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^4.$$

Определите границы применимости теории Релея по дифракционному параметру.

Рассмотрите, как изменятся те же параметры для крупных частиц с параметрами $\chi=0,002$, $r_0=2$ мкм, $r_{0, \text{нач}}=0,2$ мкм, $r_{0, \text{кон}}=15$ мкм, концентрация 10^6 см^{-3} , в спектральном диапазоне (0,4÷1) мкм с шагом 0,05 мкм. Рекомендуется назвать файлы task_2_ber и res_2_ber.

Рассчитайте также факторы для таких крупных частиц для $\lambda=0,5$ мкм, если частицы обладают радиусами от 0,1 до 20 мкм (можно взять шаг равным 0,1 мкм). Имена файлов task_big_Q, res_big_Q.

Постройте все графики на одной странице (рекомендуемые параметры: поля страницы по 1 см, ширина рисунка 9,4 см, высота 6,4 см). Проанализируйте сходство и различие соответствующих графиков для

микронной и субмикронной фракции.

В завершение проанализируйте влияние дисперсии на спектральные коэффициенты поглощения, рассеяния и экстинкции. Постройте сначала файл для Q_a , Q_s , Q_{ext} в зависимости от длины волны, которая изменяется от 0,01 до 0,2 мкм с шагом 0,001 мкм, мнимая часть показателя преломления 0,085, радиус частиц 0,02 мкм (файлы `task_wavel_small_Q`, `res_wavel_small_Q`; их можно найти в каталоге `task_results_filled`). Далее рассчитаем соответствующие спектральные коэффициенты, принимая, что наиболее вероятный радиус частиц также равен 0,02 мкм, дисперсия принимает значения 0,1 и 0,5. Ввиду того, что расчет в среде windows занимает много времени, соответствующие величины были вычислены приблизительно за 12 минут в операционной системе Unix. Названия соответствующих файлов `task_sigma_0_1_ber`, `res_sigma_0_1_ber`, `task_sigma_0_5_ber`, `res_sigma_0_5_ber`. Постройте результаты расчета факторов на одном, а спектральных коэффициентов – на другом графике. Объясните, почему, в отличие от предыдущих случаев, для расчета требуется больше времени. Изложенное выше позволяет эффективно работать с программой. Тем не менее, если возникает необходимость работать непосредственно с файлом задания, необходимо знать его формат и порядок работы [32]. Так, переменные имеют такие имена и физический смысл:

Входные данные:

<i>Физический смысл переменной</i>	<i>Название в файле</i>
Точность вычислений	eps
Длина волны, мкм	wavel
Показатель преломления среды	refmed
Действительная часть показателя преломления	refre
Мнимая часть показателя преломления	refim
Температура, К	T0
Наиболее вероятный радиус, мкм	r0
Нижний и верхний пределы интегрирования по радиусу, мкм (даны в методичке)	rad_start, rad_end
Дисперсия распределения	sigma
Концентрация, см ⁻³	initcont

Ширина рассматриваемой зоны пламени, см	l
Параметр, позволяющий изучать газовзвесь с переменными параметрами; обычно равен r0	radiusbase
Параметр, позволяющий изучать газовзвесь с переменными параметрами; обычно равен sigma	sigmabase
Значение r_λ , Вт/см ³ , для которого нужно найти концентрацию	rlneeded
Минимальное и максимальное значение концентрации, см ⁻³ (используется при поиске концентрации)	initcont_start, initcont_end
Изменяющийся радиус, мкм (используется при нахождении факторов эффективности)	rad_change

Выходные данные:

<i>Физический смысл переменной</i>	<i>Название в файле</i>
Фактор эффективности поглощения, Q_a	Qa
Фактор эффективности рассеяния, Q_s	Qs
Фактор эффективности экстинкции, Q_{ext}	Qext
Коэффициент поглощения, β_a , см ⁻¹	ba
Коэффициент рассеяния, β_s , см ⁻¹	bs
Коэффициент экстинкции, β_{ext} , см ⁻¹	bext
Спектральная испускательная способность, ϵ_λ	epsl
Спектральная светимость, r_λ , Вт/см ³	rl
Концентрация, см ⁻³	cont

Файл задания организуется следующим образом. Сначала записываются входные данные в следующем виде [32]:

Тип данных	Запись в файле	Пример
Одно значение	переменная значение	r0 0.02
Набор значений	переменная значение	wavel 0.435 0.465

	значение ...	0.49 0.525
Цикл	переменная с начальное_значение конечное_значение шаг	rad_change с 0.002 0.2 0.002

Здесь значение может быть как числом (также и в экспоненциальной форме, например $1.e+4$, т.е. 10^4), так и именем переменной, объявленной выше. Например: `sigma 0.5 sigmabase sigma`.

Цикл отличается от набора значений, во-первых, “с” (cycle – цикл) после названия переменной, во-вторых, фиксированным набором чисел – это, соответственно, начальное, конечное значения переменной цикла и шаг.

В файле обязательно должен быть один (и только один) цикл или одна (и только одна) последовательность. Иными словами, только одна из переменных должна изменять свое значение.

После подготовки входных данных нужно поставить заранее predetermined символ **EOD** (end of data – конец данных).

Затем нужно записать, какие данные будут выводиться. Названия переменных берутся из приведенной выше таблицы выходных данных.

Оригинальная программа [32] создавалась и тестировалась под операционной системой Unix, где проблем, которые будут описаны ниже, не возникало. При адаптации этой программы под ОС Windows, компилятор Borland C++ 5.02, обнаружили сложности, связанные с вводом из файла. Поэтому при написании файла задания нужно разделять имя переменной и значение(я) или имя переменной и символ «с» не одним, а двумя пробелами, например `r0 пробел 0.02` (хотя для первой строки этого можно и не делать). Далее, при перечислении выходных данных нужно размещать список через один пробел от левого края (т. е., например, `пробел r1 epsl ba bs`). Кроме того, после списка выходных данных нужно поставить пустую строку (Enter).

После того, как файл создан, нужно выполнить команду
`%prog_dir%\w.exe %task_res_dir%\файл_задания
%task_res_dir%\файл_результатов`, где `prog_dir` и `task_res_dir` – пути к

директориям, содержащим программные файлы и файлы заданий и результатов, соответственно. Программа может выявить ошибки в построении файла, при этом будет выдан код ошибки и сообщение о ее типе, а также номер содержащей ошибку строки.

Код ошибки	Диагностика
1	Ошибка при открытии файла ...
2	Имя для замены, «...», не определено выше
3	Нельзя начинать строку с числового значения, лишь с имени (<i>выдается также при неправильном построении цикла</i>)
	Должен быть лишь один цикл или последовательность, здесь их ..., а именно: (имена переменных);
	Во входных данных присутствует неизвестная переменная «...» со значением ...
	В выходных данных присутствует неизвестная переменная ...

Если программа все же перестанет в процессе работы выдавать результаты или реагировать на запросы («зависнет»), ее можно прервать последовательным нажатием сначала клавиша Ctrl и, удерживая его, C (Ctrl+C).

Полученный файл результатов можно импортировать в программу, обеспечивающую визуализацию данных, например в пакет origin или excel, работа с которыми подробно описана выше.

3.2.3 Излучение индивидуальных частиц микронного и субмикронного размера.

В части 2 (формула 2.21) было показано, что интенсивность источника сплошного спектра связана со спектральной светимостью источника

сравнения γ_λ соотношением:

$$I_0 = \frac{\gamma_\lambda}{\alpha_\lambda} \cdot \frac{4}{L_{EFF}} r_\lambda, \quad (3.27)$$

где γ_λ , α_λ - величины электрических сигналов при регистрации излучения исследуемого источника и источника сравнения, L_{EFF} - эффективная протяженность источника излучения, к методике определения которой мы вернемся ниже. Очевидно, что если источник считать поверхностным со спектральной светимостью $r_{\lambda и}$, то:

$$r_{\lambda и} = (\gamma_\lambda / \alpha_\lambda) r_\lambda. \quad (3.28)$$

Сравнивая выражения (3.27) и (3.28) получаем весьма полезное соотношение:

$$I_0 = 4r_{\lambda и} / L_{EFF}. \quad (3.29)$$

Отметим, что приведенные выше соотношения верны для оптически прозрачных источников, когда длина свободного пробега излучения по отношению к поглощению l_a и рассеянию l_s велика по сравнению с протяженностью источника L_{EFF} . Длину свободного пробега для монодисперсных сферических частиц можно оценить согласно соотношению:

$$l_{a,s} = 1/(\sigma_{a,s} N_k) = 1/(Q_{a,s} \pi r^2 N_k). \quad (3.30)$$

Оценим концентрацию частиц во фронте пламени, для которой можно считать его оптически прозрачным. С учетом сказанного $N_k < 1/(Q_{a,s}\pi r^2 L_{EFF})$.

Для характерной величины $L_{EFF} \sim 0.1$ см [33,34] и $Q_{a,s}=1$, получаем нижнюю оценку для концентрации частиц:

а) горение газофазное [33,34], $r \approx 5 \cdot 10^{-6}$ см, $N_k < 10^{11}$ см⁻³. Полученная величина, можно сказать, является критической. Пламя в коротковолновой части спектра не является оптически прозрачным. Однако, начиная с ближнего ИК диапазона, как показывают оценки с использованием реальных значений факторов эффективности процессов, пламя можно принять оптически тонким.

б) горение гетерогенное, $r \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см, $N_k < 10^8$ см⁻³. Полученная величина более чем на два порядка превышает типичное значение N_k во фронте пламени, которое в связи с этим можно считать оптически тонким.

Перейдем к излучательным характеристикам индивидуальных частиц, учитывая то, что под спектральной интенсивностью излучения понимают энергию, излучаемую единицей объема в единицу времени в единичном спектральном интервале длин волн. Полагая, что спектральная испускательная способность частицы равна фактору эффективности поглощения Q_a , легко видеть, что для частиц сферической формы с учетом (3.29) :

$$I_\lambda = N_k r_{\lambda b} \int_0^\infty 4\pi r^2 Q_a(r, \lambda, n, \chi) f(r) dr = 4r_{\lambda n} / L_{эфф}, \quad (3.31)$$

где $f(r)$ - функция распределения частиц по размерам.

Формула (3.31) имеет наиболее простой вид для субмикронных частиц. Принимая во внимание выражение (3.25), можно записать:

$$Q_a(r, \lambda, n, \chi) = a(\lambda, n, \chi) r. \quad (3.32)$$

И затем:

$$N_k r_{\lambda b} 4\pi \langle r^3 \rangle a(\lambda, n, \chi) = 4r_{\lambda i} / L_{\text{эфф}} , \quad (3.33)$$

$$\text{где } \langle r^3 \rangle = \int_0^\infty r^3 f(r) dr.$$

Выражение (3.33) позволяет по результатам измерений спектральной светимости, определить одну из величин $N_k, \langle r^3 \rangle$ или $a(\lambda, n, \chi)$ при условии, что известны какие-то две из них, измеренных не зависимым методом. Например, концентрацию частиц N_k можно определить по рассеянию лазерного излучения, $\langle r^3 \rangle$ - по данным дисперсного анализа. Протяженность источника излучения для осесимметричных источников $L_{\text{эфф}}$ можно определить из радиальных распределений световых потоков используя преобразования Абеля. К этому вопросу мы вернемся ниже. Особенно просто это можно сделать для оптически тонких источников.

Для относительно крупных частиц, для которых релеевское приближение не годится, выражение (3.31) позволяет определить N_k либо мнимую часть показателя преломления. Принимая во внимание (3.21), а также то, что $N(r) = N_k f(r)$, формулу (3.31) можно привести к виду:

$$N_k \beta_{a\lambda} = \epsilon_\lambda / L_{\text{эфф}} , \quad (3.34)$$

$$\text{где } \epsilon_\lambda = r_{\lambda i} / r_{\lambda b}.$$

Если известен комплексный показатель преломления вещества и проведен дисперсный анализ, то используя теорию Ми можно рассчитать спектральный коэффициент поглощения и затем определить N_k . Можно решить и обратную задачу- найти величину $\chi(\lambda, T)$, которая имеет исключительную ценность при решении задач о переносе излучения в дисперсных системах. К сожалению, результаты, полученные различными авторами, сильно разнятся как количественно, так и качественно. Сказанное

иллюстрирует рисунок 3.9 заимствованный из работы [35]. Ранее мы уже упоминали, что действительная часть показателя преломления слабо зависит от температуры, поэтому считается известной. Для этого расчетным путем находится зависимость $\beta_{a\lambda}$ от χ и далее, по экспериментально найденной величине $\beta_{a\lambda}$, графическим путем находим мнимую часть показателя преломления $\chi(\lambda, T)$.

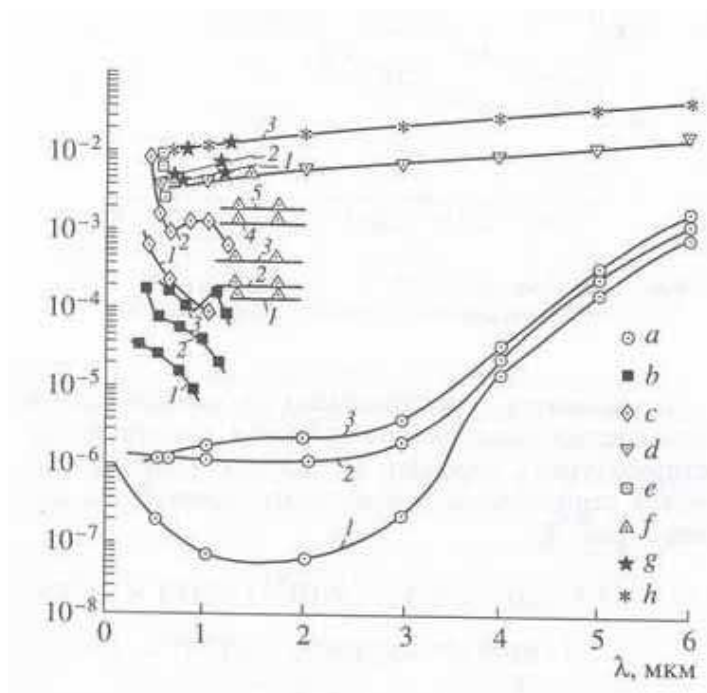


Рис.3.9 Зависимость мнимой части $\chi(T)$ Al_2O_3 по данным различных работ суммированных в [35]: а. 1-1473К, 2-1973К, 3-2293К; б. 1-2240К, 2-2440К; в. 1-2090К, 2-2550К; д. 2950К; е. 2400-2700К; ф. 1-2320К, 2-2400К, 3-2600К, 4-2900К, 5-3000К; г. Данные автора [35] 1-2350К, 2-2500К, 3-2950К; h- расчетный способ.

Обратимся теперь к методике определения эффективной протяженности источника излучения $L_{\text{эфф}}$.

3.3 Преобразование Абеля. Переход от радиальных распределений световых потоков к локальным интенсивностям. Протяженность оптически тонкого источника излучения.

Кратко остановимся теперь на методике определения ширины осесимметричного источника. Исходной информацией являются радиальные распределения световых потоков, которые можно получить следующим образом. На рисунке 3.10а представлена блок -схема экспериментальной установки, с помощью которой в работе [48] получали радиальные распределения световых потоков зоны конденсации (источник сплошного спектра) горячей одиночной частицы магния.

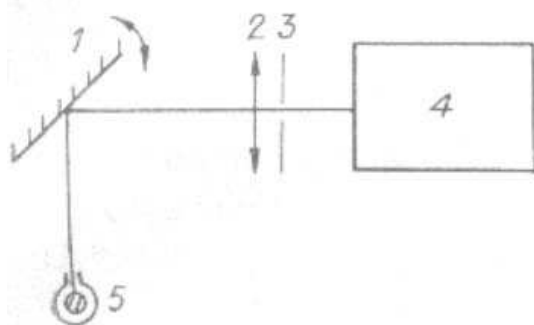


Рис.3.10а. Блок- схема установки.

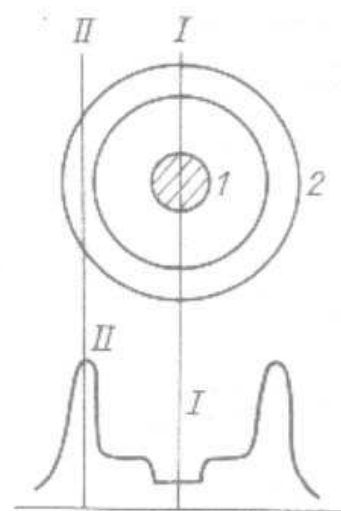


Рис. 3.10б.

Рис.3.10б. Радиальное распределение излучения (1-частица, 2- зона конденсации).

Излучение от горячей частицы магния 5 после отражения от зеркала 1 фокусировалось объективом 2 в плоскость входной скрещенной щели спектрального прибора 4. Зеркало совершало колебательное движение по пилообразному закону. Благодаря этому изображение объекта смещалось в плоскости входной щели, что и позволяло регистрировать радиальные распределения. Диафрагма 3 использовалась для улучшения пространственного разрешения и увеличения глубины резкости. На рисунке 3.10б. представлено типичное радиальное распределение. Увеличение интенсивности излучения зоны конденсации (II) при смещении от центральной области к периферийной связано с изменением толщины

излучающего слоя. В связи с этим становится понятны характер распределения, представленного на рис.3.10б.

Отметим, что изображение источника можно смещать иначе, например, путем поворота плоскопараллельной стеклянной пластинки толщиной не менее 10см. Пластинку следует размещать между фокусирующим объективом и скрещенной щелью спектрального прибора. Можно использовать для этого ПЗС матрицу, на которую фокусируется изображение источника. Излучение при этом следует пропустить через световой фильтр. Обратимся к методике перехода от радиальных распределений световых потоков к локальным интенсивностям с помощью преобразований Абеля. На рисунке 3.11 показан срез осесимметричного источника. Световой поток $\Phi(y)$ снимается в направлении оси x для различных значений координаты y . При этом пространственное разрешение должно быть таким, чтобы обеспечить регистрацию пространственной структуры пламени. Например, ширина фронта факела газозвеси частиц металла составляет приблизительно 1мм. Соответственно пространственное разрешение должно быть не хуже 0.1мм. Функция $\Phi(y)$ представляет собой искомое радиальное распределение.

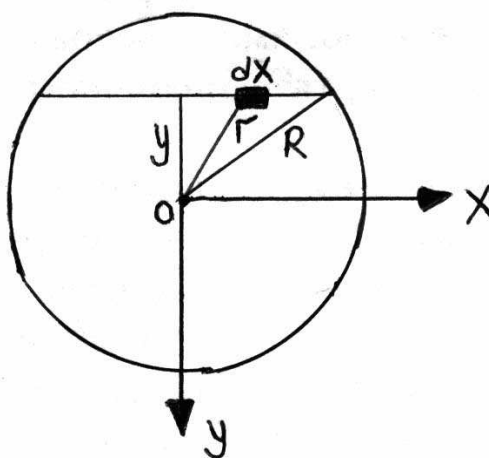


Рис.3.11. Иллюстрация к преобразованиям Абеля.

Пусть $I(r)$ локальная интенсивность. Несложно сообразить, что $\Phi(y)$ и $I(r)$ связаны соотношением:

$$\Phi(y) = 2 \int_0^{\sqrt{R^2 - y^2}} I(r) dx = 2 \int_y^R \frac{I(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad (3.35)$$

где $I(r)$ - локальная интенсивность на расстоянии r от оси симметрии источника z ; R - радиус источника, определяемый условием $I(r=R) = 0$. В выражении (3.35) мы учли, что $x = \sqrt{r^2 - y^2}$ и провели соответствующую замену переменных. Обращение уравнения (3.35) позволяет найти $I(r)$:

$$I(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{d\Phi(y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}. \quad (3.36)$$

Расчеты можно провести с помощью компьютера с использованием какого либо пакета программы, например, "Origin", "Maple" или "Mathcad". За протяженность источника можно принять полуширину распределения $I(r)$ или определить ее согласно выражению: $L_{EFF} = \int_0^R \xi(r) dr$ (см. часть 2), где $\xi(r) = I(r)/I_0$. Типичные зависимости $\Phi(y)$ и $I(r)$ вблизи вершины ламинарного двухфазного диффузионного (ЛДД) факела Al показаны на рисунке 3.12.

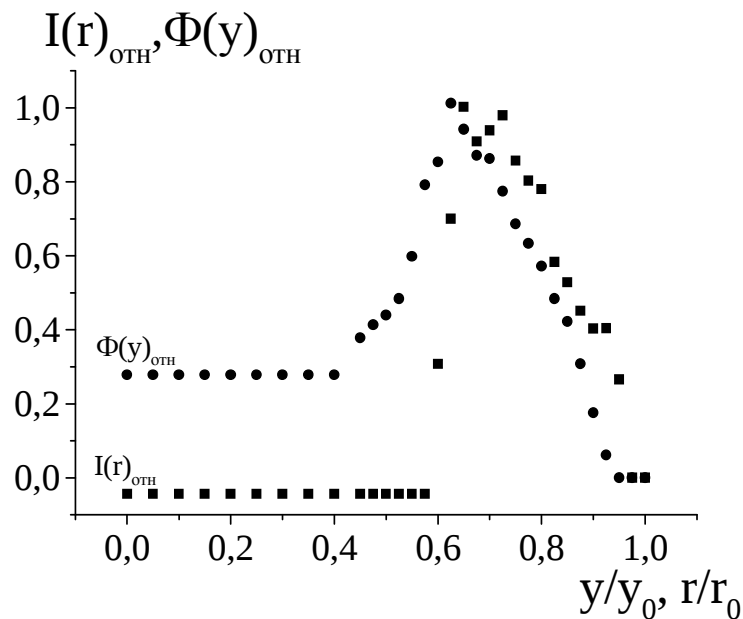


Рис.3.12 Радиальные распределения светового потока.

Задание 1.

В таблице 3.2 представлены сглаженные результаты обработки радиальных распределений световых потоков ЛДД факела Al ($y_0=9\text{мм}$). Используя преобразования Абеля найти:

1. зависимость интенсивности от радиальной координаты факела $I(r)$;
2. эффективную ширину фронта факела $L_{\text{эфф}}$.

Таблица 3.2 Радиальное распределение светового потока.

y/y_0	$\Phi(y/y_0)$ отн	y/y_0	$\Phi(y/y_0)$ отн	y/y_0	$\Phi(y/y_0)$ отн
0	0,47	0,51	0,52	0,79	0,68
0,051	0,47	0,54	0,56	0,82	0,63
0,1	0,47	0,56	0,65	0,85	0,56
0,15	0,47	0,59	0,81	0,87	0,5
0,21	0,47	0,62	0,87	0,9	0,41
0,26	0,47	0,64	1	0,92	0,3
0,31	0,47	0,67	0,94	0,95	0,2
0,36	0,47	0,69	0,88	0,97	0,15
0,41	0,47	0,72	0,87	1	0,07
0,46	0,47	0,74	0,8		
0,49	0,5	0,77	0,73		

Задание 2.

В таблице 3.3 представлены результаты измерений спектральной светимости ЛДД факела частиц алюминия с наиболее вероятным диаметром 14 мкм. В результате газофазного горения образуются частица Al_2O_3 сферической формы, функция распределения которых по размерам хорошо описывается логарифмически нормальным распределением:

$$f(d) = ((2\pi\sigma^2)^{0.5}d)^{-1} \exp(-(\ln(d/d_0))^2/2\sigma^2), \text{ где: } \sigma=0.4; d_0=0,08 \text{ мкм.}$$

Таблица 3.3 Спектральная светимость ЛДД факела частиц алюминия.

λ , мкм	Γ_{λ} , Вт/см ³	λ , мкм	Γ_{λ} , Вт/см ³
0.45	2800	0.8	27800
0.5	7350	0.85	29500
0.55	11400	0.9	28350
0.6	14650	0.95	30000
0.65	17850	1.0	28000
0.75	25500	1.05	30000

Принимая концентрацию частиц равной $N_k=10^{11}\text{см}^{-3}$ и $L_{\text{эфф}}=0.1\text{см}$ [33], вычислите коэффициент пропорциональности между факторами эффективности поглощения и радиусом частицы Al_2O_3 для различных длин волн при температуре горения $T=3150\pm 100\text{К}$. Определите величину $Q_a(\lambda)$ для частицы с наиболее вероятным радиусом.

Используя приближение Релея, рассчитайте согласно соотношению (3.24) факторы эффективности рассеяния $Q_s(\lambda)$ для заданного интервала длин волн. Действительную часть показателя преломления примите равной $n=1.76$ [36].

Найдите длину свободного пробега излучения по отношению к поглощению и рассеянию. Можно ли считать рассмотренную систему как оптически тонкую?

Сравните эффективность процессов рассеяния и поглощения излучения.

3.4 Измерение экстинкции излучения.

Экстинкция излучения определяется по отношению интенсивности падающего на среду и прошедшего сквозь нее излучения. Если многократным рассеянием можно пренебречь, то интенсивность светового пучка в среде с частицами затухает в соответствии с законом Бугера:

$$I(x) = I_0 \exp(-\beta x), \quad (3.37)$$

где: β - коэффициент экстинкции. Экстинкция зависит как от поглощения, так и от рассеяния и для монодисперсных частиц, равен:

$$\beta = N_k (\sigma_a + \sigma_s), \quad (3.38)$$

где N_k – концентрация частиц; σ_a , σ_s – сечения поглощения и рассеяния. *Некоторые формулы для удобства чтения мы повторяем намерено.* Оба процесса происходят одновременно, но нередко один из них является определяющим. Для сажистых частиц решающую роль играет поглощение излучения [30,37]. И наоборот, для частиц оксидов металлов роль поглощения в экстинкции излучения в видимой и ультрафиолетовой спектральных областях незначительна [38]. Более того, в зависимости от длины волны вклад упомянутых процессов различен. В реальных системах частицы имеют некоторое распределение по размерам. В этом случае удобнее работать не с сечениями процессов, а с факторами их эффективности Q_a и Q_s . Указанные характеристики можно рассчитать на основе теории Ми. Для малых частиц (в сравнении с длиной волны) справедливо приближение Релея, в рамках которого Q_a и Q_s зависят от длины волны и размера частиц по-разному: $Q_a \sim r/\lambda$, $Q_s \sim (r/\lambda)^4$ (см. соотношения (3.24, 3.25)). Поэтому для малых частиц можно выявить, какой из процессов – рассеяние или поглощение – играет в экстинкции решающую роль, если построить график зависимости $\ln \beta_\lambda$ от $\ln \lambda$. Тангенс угла наклона в первом случае должен быть близок к 1, во втором – к 4.

Для полидисперсной системы следует учитывать распределение частиц по размерам $f(r)$. Для сферических частиц:

$$\beta_{a,s} = N_k \int_0^\infty Q_{a,s} \pi r^2 f(r) dr. \quad (3.39)$$

Для малых частиц величины β_a и β_s будут зависеть соответственно от третьего (поскольку $Q_a \sim r$) и шестого (поскольку $Q_a \sim r^4$) моментов функции распределения частиц по размерам. Эта информация, как видим, является чрезвычайно важной и может быть получена с использованием электронного микроскопа или другим методом.

Обратимся теперь методике эксперимента. На рис.3.13 представлена принципиальная схема установки для измерения экстинкции излучения. Свет от "точечного" источника (1) колимируется линзой (2), проходит сквозь

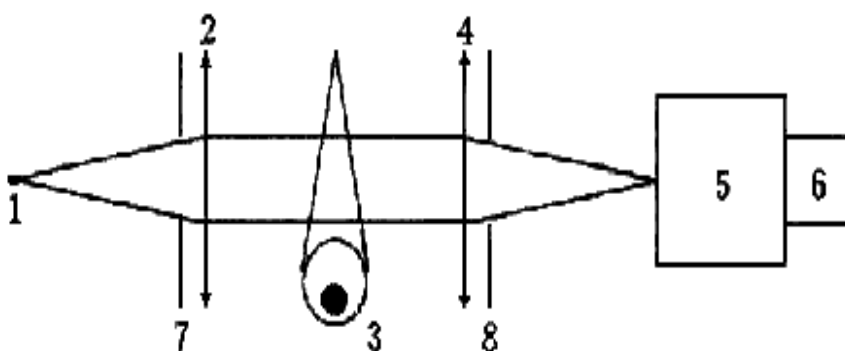


Рис.3.13 Принципиальная схема установки.

исследуемый объект (3) и фокусируется на скрещенную входную щель спектрального прибора (5). Щель в данном случае дополнительно играет роль весьма узкой диафрагмы, так что свет, рассеянный на малый угол, вообще не попадет на фотоприемник (6). Спектральный прибор позволяет проводить исследования на различных длинах волн. Благодаря диафрагмам (7) и (8) можно сформировать узкий параксиальный световой пучок, обеспечивающий, в частности, необходимое пространственное разрешение установки. Описанная установка позволяет исследовать частицы, размеры которых меньше длины волны λ [27]. Для частиц, больших по сравнению с λ , необходимо использовать устройства для устранения рассеянного вперед излучения (за счет дифракции), которое может давать основной вклад в экстинкцию излучения.

В качестве примера, иллюстрирующего особенности поглощения и

рассеяния излучения дисперсной средой, приведем результаты исследования работы [38]. Измерения экстинкции проводились согласно описанной выше методике. Рассеивающими центрами являлись частицы окиси магния с характерным размером около 0,1 мкм с концентрацией $N_k \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В качестве источника излучения использовались газоразрядные лампы высокого давления. Расчеты проводились согласно теории Ми (кривые 1 и 2, рис.3.14) и в приближении Релея (кривая 3). Как видно, теория Ми хорошо описывает результаты измерений. Причем для длин волн $\lambda < 0.7$ мкм определяющий вклад в экстинкцию излучения вносит рассеяние. Вклад поглощения не превышает в этой области длин волн 10%. Отметим, что для наглядности на рисунке представлены зависимости $10 \cdot \beta_a \cdot l$ (намерен увеличен масштаб) и $\beta_s \cdot l$, так что $\beta_a \cdot l$ на порядок величины меньше и $\beta_s \cdot l$. Для $\lambda \sim 1$ мкм роль обоих процессов сравнивается. Понятна и дальнейшая тенденция указанных зависимостей. Из рис.3.14 видно, что релеевское приближение хорошо "работает" для $\lambda > 0.7$ мкм. При этом дифракционный параметр $2\pi/\lambda$ для частиц с размером 0.1 мкм оказывается < 0.45 , но не $\ll 1$, как этого требует приближение Релея.

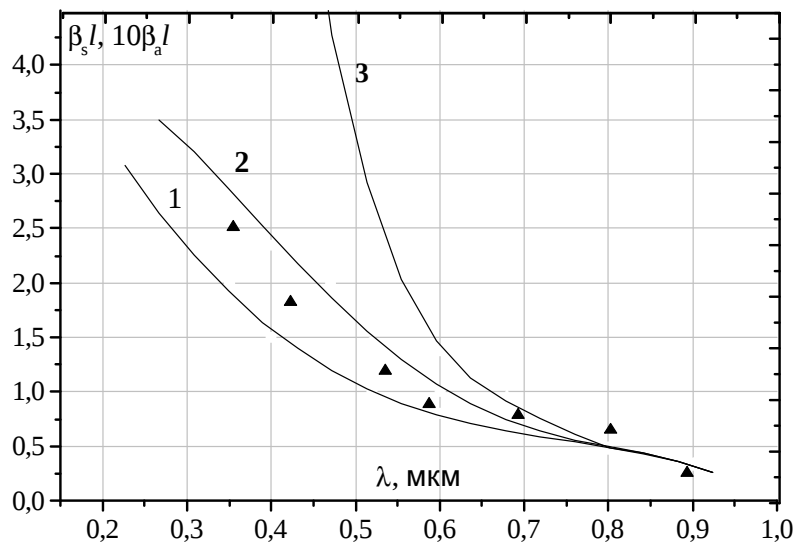


Рис.3.14. Оптическая плотность зоны горения, обусловленная поглощением ($10\beta_a l$) - кривая 1, и рассеянием излучения ($\beta_s l$) - кривые 2, 3. Кривые 1, 2 - расчет по теории Ми, 3 - расчет в релеевском приближении. Точки - результаты измерений (β_l): $(\beta_l) \approx (\beta_s l)$.

Таким образом, учитывая, что экстинкция излучения для субмикронных частиц в видимом диапазоне связана с рассеянием излучения, описанную выше методику удобно использовать для измерения концентрации частиц. Действительно, необходимые для этого факторы эффективности рассеяния легко вычислить поскольку Q_s для частиц оксидов металлов практически не зависит от мнимой части показателя преломления. Действительная часть, как правило, хорошо известна и, что очень важно, слабо зависит от температуры. Кроме того, видимый диапазон длин волн наиболее удобен для проведения измерений.

Обратим внимание еще на одно обстоятельство. Измерение экстинкции относительно- простая задача. Гораздо труднее выделить вклад рассеяния и поглощения по отдельности. Для этого необходимо проводить измерения экстинкции и полного рассеяния излучения независимым образом. Тогда разность полученных результатов позволит найти, например, оптическую плотность по отношению к поглощению. Понятно, что, если рассеяние вносит основной вклад в экстинкцию ($\beta_{ext} \cdot l$), то ошибки при определении $\beta_a \cdot l$ могут оказаться неконтролируемо большими. Действительно, пусть вклад рассеяния в экстинкцию составляет $> 90\%$. Причем погрешности измерений составляют 5% . Понятно, в этом случае нельзя ничего сказать о величине $\beta_a \cdot l$, кроме того, что она $< 0.1 \cdot \beta_{ext} \cdot l$. Для определения полного рассеяния необходимо провести измерения интенсивности рассеянного света по всем направлениям, например, с помощью интегрирующей сферы. Возможно измерение поглощения непосредственно, так называемым фотоакустическим методом [27]. Суть его сводится к следующему. Объект освещается промодулированным светом (например, с помощью обтюлятора) на частоте звукового диапазона. При этом частицы благодаря поглощению излучения периодически будут нагреваться, что приведет к колебаниям давления (к звуку). Последний можно зарегистрировать с помощью микрофона и при его надлежащей калибровке найти поглощение излучения.

ЧАСТЬ 4. ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ОБЪЕКТОВ ПО АТОМАРНЫМ И МОЛЕКУЛЯРНЫМ СПЕКТРАМ ИЗЛУЧЕНИЯ.

Для диагностики высокотемпературных систем по атомарным и молекулярным спектрам необходима информация о вероятностях соответствующих переходов. Они являются важнейшими квантомеханическими характеристиками испускания и поглощения. Эти понятия впервые ввел А.Эйнштейн.

4.1 Вероятности оптических переходов атомов и молекул.

Рассмотрим двухуровневую схему атома. Пусть переход происходит между уровнями i и k с энергиями E_i и E_k . Концентрации атомов в соответствующих состояниях - n_i и n_k . По Эйнштейну возможны следующие процессы, которые характеризуются адекватными вероятностями.

Спонтанный (самопроизвольный) переход $i \rightarrow k$. Вероятность спонтанного перехода A_{ik} (размерность- s^{-1}) определяет число актов самопроизвольного излучения атомов или молекул из единицы объема в единицу времени: $N_{ik}^{cn} = A_{ik} n_i$.

Вероятности индуцированного излучения и поглощения связаны с коэффициентами B_{ik} и B_{ki} и плотностью электромагнитного излучения ρ_ν . Число актов индуцированного излучения и поглощения в единице объема в единицу времени, равны соответственно :

$$N_{ik}^{ind} = n_i B_{ik} \rho_\nu ;$$

$$N_{ki}^{ind} = n_k B_{ki} \rho_\nu ;$$

Коэффициенты Эйнштейна A_{ik} , B_{ik} и B_{ki} связаны между собой простыми соотношениями, которые легко установить, если учесть, что в равновесном случае плотность излучения описывается функцией Планка, а

электронные уровни атомов и молекул заселены в соответствии с распределение Больцмана. Вывод приводимых ниже соотношений можно найти в любой книге по атомной физике или спектроскопии, например, в [39]:

$$g_i B_{ik} = g_k B_{ki}; \quad A_{ik} = 8\pi h \nu_{ik}^3 B_{ik} / c^3, \quad (4.1)$$

где g_i, g_k - статистические веса i -го и k -го состояний, $h\nu_{ik} = E_i - E_k$.

В справочной литературе, как правило, приводятся не вероятности переходов, а так называемые силы осцилляторов f_{ik} (безразмерные числа). С классической точки зрения она представляет собой число осцилляторов приходящихся на один атом. В тех же справочниках приводятся и статистические веса. Так, например, в [40] это выглядит следующим образом.

Табл.4.1 Фрагмент таблицы [40] для желтого дублета натрия (резонансные линии)

$\lambda, \text{\AA}$	$E_1, \text{эВ}$	$E_2, \text{эВ}$	g_1	g_2	$f_{12} \cdot 10^3$
5889,95	0.00	2.1	2	4	660
5895,92	0.00	2.1	2	2	330

Вероятность спонтанного перехода A_{ik} связана с силой осциллятора соотношением[41]:

$$A_{ik} = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{ik}^2}{m_e c^3} f_{ki} = 6.66 \cdot 10^{13} \frac{g_k}{g_i} \frac{1}{\lambda_{ik}^2} f_{ki}. \quad (4.2)$$

Здесь длина волны должна измеряться в нм, A_{ik} – в с^{-1}

Легко убедиться, что оба перехода, представленные в таблице 1, имеют равные вероятности $A_{21} = 6,3353 \cdot 10^7 \text{с}^{-1}$.

Представленные выше соотношения являются достаточными для проведения диагностики объектов, если не интересоваться тонкой структурой линий. В случае молекул дело обстоит существенно сложнее,

поскольку наряду с электронными переходами одновременно происходят колебательные и вращательные переходы. В связи с этим выражение, описывающее вероятность электронно-колебательно - вращательного перехода, оказывается более сложным даже для двухатомных молекул [42]:

$$A_{J'J''} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \nu_{nm}^3 |R_e^{nm}|^2 \frac{g_{\Lambda'}}{g_{\Lambda''}} \frac{g_{\nu\nu'}}{2J'+1} S_{J'J''} \quad (4.3)$$

где $|R_e^{nm}|^2$ - квадрат матричного элемента дипольного перехода (для двухатомных молекул его можно найти в [42]); $g_{\nu\nu'}$ - факторы Франка-Кондона (безразмерные числа [42]); $S_{J'J''}$ - множитель Хенля-Лондона определяет распределение интенсивности во вращательной структуре полосы; J,v- -вращательное и колебательное квантовые числа; $g_{\Lambda'}=1$, если $\Lambda'=0$ (Σ -состояние) и $g_{\Lambda'}=2$, если $\Lambda' \neq 0$ ($\Pi, \Delta \dots$ -состояния); величины штрихованные один раз относятся к верхнему состоянию, штрихованные дважды- к нижнему.

Просуммировав выражение (4.3) по всем вращательным числам, получим вероятность электронно- колебательного (э-к) перехода:

$$A_{\nu\nu'} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \nu_{nm}^3 |R_e^{nm}|^2 \frac{g_{\Lambda'}}{g_{\Lambda''}} g_{\nu\nu'} = A_e g_{\nu\nu'} \quad (4.4)$$

Именно с указанной вероятностью приходится сталкиваться при диагностике высокотемпературных объектов по молекулярным спектрам.

Суммирование (4.4) по квантовому числу ν' дает вероятность A_e чисто электронного перехода ($\sum_{\nu'} g_{\nu\nu'} = 1$).

Вероятности электронных переходов для молекул как правило составляют величину $\sim 10^4 - 10^6 \text{ с}^{-1}$, для запрещенных $\sim 1 \text{ с}^{-1}$. В справочных таблицах обычно приводят значения $|R_e^{nm}|^2$ и факторы Франка-Кондона,

которые являются безразмерными величинами от десятых долей до тысячных. Множители Хенля-Лондона рассчитываются и представляют собой алгебраические выражения вращательных квантовых чисел, сложность которого зависит от типа перехода [11,42]. В качестве примера приведем фрагмент таблицы [11].

Табл.4.2 Множители Хенля-Лондона $S_{J'J''}$ для переходов между синглетными состояниями.

переход	P-ветвь	Q-ветвь	R-ветвь
$^1\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$	J	-	J=1
$^1\Pi \rightarrow ^1\Pi$	$(J^2-1)/J$	$(2J+1)/(J(J+1))$	$J(J+2)/(J+1)$

Для мультиплетных состояний множители $S_{J'J''}$ описываются более сложными выражениями. Невдаваясь в детали вращательной структуры электронно-колебательных полос, отметим, что в простейшем случае линии полосы образуют так называемые ветви, соответствующие определенному изменению вращательного квантового числа J. В соответствии с правилом отбора $\Delta J=0, \pm 1$. При $\Delta J=0$ образуется Q-ветвь, при $\Delta J=\pm 1$ формируются P- и R-ветви. Для $\Sigma \rightarrow \Sigma$ переходов Q-ветвь отсутствует. Как правило, одна из ветвей для указанных переходов образуют кант полосы, длины волн которых указываются в соответствующей справочной литературе. Образование канта связано с тем, длины волн линий кантообразующей ветви с ростом J могут расти (уменьшаться) и начиная с некоторого значения J_k начинают уменьшаться (расти). При этом образуется скопление линий, дающих ярко выраженную границу поворота полосы (кант). Сказанное иллюстрирует рисунок 4.4. Кант полосы образует R-ветвь.

4.2 Коэффициент поглощения для спектральной линии.

Он является исключительно важным параметром, определяющим

поглощение излучения и уширение линии за счет явления самопоглощения (реабсорбции) излучения.

Пусть на однородную среду с единичной площадью сечения S падает световой поток Φ_0 . В соответствии с законом Бугера при прохождении слоя толщиной x поток будет ослаблен до величины $\Phi_v = \Phi_0 e^{-\alpha_v x}$, где α_v спектральный коэффициент поглощения, $\Phi_v = \rho_v c$, ρ_v – объемная спектральная плотность излучения, c – скорость света. Ослабление потока на расстоянии dx , очевидно равно:

$$d\Phi_v = -\alpha_v \Phi_0 e^{-\alpha_v x} dx = -\alpha_v \Phi_v dx. \quad (4.5)$$

Поскольку, как оговаривалось выше, $S=1$ выражение:

$$\frac{d\Phi_v}{dx} = -\alpha_v \Phi_v = -\alpha_v \rho_v c \quad (4.6)$$

определяет энергию, поглощенную единицей объема в единицу времени. С другой стороны, пусть в единице объема находится n_k и n_i атомов в k -ом и i -ом состояниях с энергиями E_k и $E_i > E_k$. Число индуцированных переходов в единицу времени в единице объема, равно:

$$Z_{ki} = B_{ki} \rho_v n_k \text{ (поглощение излучения),} \quad (4.7)$$

$$Z_{ik} = B_{ik} \rho_v n_i \text{ (испускание излучения).} \quad (4.8)$$

Легко понять, что выражение $h\nu(Z_{ki} - Z_{ik})$ эквивалентно (4.6). Принимая во внимание (4.6)-(4.8) получаем:

$$\alpha_v = \frac{h\nu}{c} B_{ki} n_k \left(1 - \frac{B_{ik} n_i}{B_{ki} n_k}\right). \quad (4.9)$$

В видимом диапазоне второе слагаемое в круглых скобках $\ll 1$, т.к. $n_i/n_k \ll 1$.

В инфракрасном диапазоне длин волн второе слагаемое необходимо учитывать. При температуре горения ($T \approx 3000\text{K}$) концентрации молекул для колебательных, а тем более для вращательных уровней, отличаются несильно. Действительно, типичные значения для колебательного кванта энергии $\sim 0.2-0.3$ эВ, которые соответствуют $T=2000-3000\text{K}$. Поэтому заселенности соседних колебательных уровней будут отличаться приблизительно в e -раз. Отметим также, что для создания оптически активной (светоусиливающей) среды с $\alpha_v < 0$, необходима инверсная населенность $B_{ik}n_i/B_{ki}n_k > 1$ (необходимое условие генерации лазера). Фактически выражение (4.9) имеет место для всей спектральной линии [41], т.е.:

$$\int_0^{\infty} \alpha_v d\nu = \frac{h\nu}{c} B_{ki}n_k = \frac{g_i e^2}{g_k 8\pi\nu_{ik}^2} A_{ik}n_k. \quad (4.10)$$

Можно показать [41], что частотная зависимость коэффициента поглощения подобна функции описывающей контур спектральной линии. Для доплеровского контура:

$$\alpha_v = \alpha_0 \exp\left(-\frac{\mu c}{2RT} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right), \quad (4.11)$$

где α_0 -коэффициент поглощения в центре линии; μ - атомная масса, R - газовая постоянная. Используя выражение (4.11) можно получить полуширину доплеровского контура:

$$\Delta\lambda_D = \frac{2\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2\ln 2RT}{\mu}}. \quad (4.12)$$

Подставляя (4.11) в (4.10), можно получить [41]:

$$\alpha_0 = 1.23 \cdot 10^{-33} \frac{g_i}{g_k} \lambda_{ik}^4 \frac{A_{ik}}{\Delta\lambda_D} \cdot n_k, \quad (4.13)$$

где длина волны λ_{ik} измеряется в нанометрах, n_k в см^{-3} .

Напомним, доплеровское уширение связано с тепловым движением молекул.

Аналогичные соотношения можно записать для лоренцовского контура, обусловленного межмолекулярными столкновениями:

$$\alpha_v = \alpha_0 \frac{1}{4\left(\frac{v - v_0}{\Delta v_L}\right)^2 + 1}, \quad (4.14)$$

$$\Delta v_L = \frac{4\sigma N_a P}{\sqrt{\pi \mu RT}}; \quad \Delta \lambda_L = \frac{4\sigma N_a \lambda_0^2}{c \sqrt{\pi \mu RT}} \approx 6.6 \cdot 10^5 \frac{\sigma P}{\sqrt{\mu T}} \lambda_0^2, \quad (4.15)$$

где σ - сечение столкновения, измеряется в см^2 ; P - давление измеряется в мм.рт.ст.; λ_0 длина волны – в нм; μ - в г/моль, N_a -число Авогадро. Коэффициент поглощения в центре линии определяется соотношением:

$$\alpha_0 = 0.84 \cdot 10^{-33} \frac{g_i}{g_k} \lambda_{ik}^4 \frac{A_{ik}}{\Delta \lambda_L} n_i. \quad (4.16)$$

Входящие в (4.16) параметры измеряются в тех же единицах, что и в (4.13).

Задание. Оценить для горячей системы ($P=10^5 \text{ Па}$, $T=3000 \text{ К}$) полуширины лоренцовского и доплеровского контуров (оценки провести для Н и Al). Какой механизм уширения является ведущим?

4.3 Больцмановское распределение населенностей.

При наличии термодинамического равновесия доля частиц находящихся на i -ом квантовом уровне с энергией E_i определяется формулой Больцмана:

$$\frac{n_i}{n} = \frac{g_i}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right), \quad (4.17)$$

где n -концентрация частиц, g_i -статистический вес i -ого уровня, $U(T)$ - статистическая сумма:

$$U(T) = \sum g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right), \quad (4.18)$$

Суммирование производится по всем уровням. Обратимся к вопросу о заселении молекулярных уровней. В первом приближении энергия молекулы может быть представлена как сумма трех частей: электронной, колебательной и вращательной[43,44]- $E=E_e+E_v+E_r$. Причем имеет место соотношение $E_e \gg E_v \gg E_r$.

Вращательные и колебательные уровни в условиях горения заселены согласно распределению Больцмана, что же касается электронных уровне, то как минимум должно выполняться условие: частота межмолекулярных столкновений $\nu = \sigma \langle v \rangle n$ должна на один, два порядка величины превышать вероятность спонтанного перехода A_{ik} . Иначе говоря, атом (молекула), прежде чем излучить, должен испытать многократные столкновения, поскольку благодаря им происходит обмен энергией между различными степенями свободы и устанавливается больцмановское распределение. **Оцените при каких давлениях указанное неравенство имеет место (принять $A_{ik}=10^6 \text{ с}^{-1}$).**

Вращательные уровни.

Квантомеханические расчеты показывают, что:

$$E_r = BhcJ(J+1), \quad (4.19)$$

где B - вращательная постоянная [45] (см^{-1}), $J=0,1,\dots$ -вращательное

квантовое число.

Поскольку вращательные уровни вырождены статистический вес $g_J=2J+1$, имеем:

$$n_J = \frac{2J+1}{U(T)} \exp\left(-\frac{BhcJ(J+1)}{kT}\right),$$

$$U(T) = \sum_0^{\infty} (2J+1) \exp(-BhcJ(J+1)) = \frac{kT}{Bhc}. \quad (4.20)$$

Интересно отметить, что благодаря сомножителю $2J+1$ заселенность n_J имеет экстремум, положение которого легко найти, дифференцируя (4.20). Это обстоятельство используется при определении температуры по, так называемому, дублету Бьерума, представляющего собой неразрешенную колебательно-вращательную полосу, расположенную в инфракрасной области спектра.

Колебательные уровни.

Колебательные уровни невырожденные. В приближении гармонического осциллятора $E_v = h\nu(v+1/2)$, где $v=0,1,\dots$ -колебательное квантовое число, $g_v=1$.

Тогда согласно (4.17), (4.18):

$$n_v = \frac{n}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right),$$

$$U(T) = \sum_0^{\infty} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)}. \quad (4.21)$$

Из (4.21) видно, что заселенность колебательных уровней монотонно спадает с ростом v .

Электронно-колебательные уровни.

В условиях локального термодинамического равновесия заселенность

электронно- колебательного уровня равна [42]:

$$n_{ev} = n \frac{(2 - \delta_{0,\Lambda}) \cdot (2S + 1)}{U_{BH}} \exp\left(-\frac{E_e + E_v}{kT}\right) \cdot \sum_{J'} (2J' + 1) \cdot \exp\left(-\frac{E_{J'}}{kT}\right) \approx \\ \approx n \frac{(2 - \delta_{0,\Lambda}) \cdot (2S + 1)}{U_{BH}} \cdot \exp\left(-\frac{E_e + E_v}{kT}\right) \cdot \frac{kT}{hcB_{ev}} = C(T) \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right), \quad (4.22)$$

$$U_{BH} = \sum_n U_e \sum_v U_v \sum_J U_J, \quad (4.23)$$

$$U_e = (2 - \delta_{0,\Lambda}) \cdot (2S + 1) \cdot \exp\left(-\frac{E_e}{kT}\right),$$

$$U_v = \exp(-E_v/kT), \quad U_J = (2J+1) \exp(-BhcJ(J+1)/kT),$$

где U_e , U_v , U_J – статистические суммы по соответственным состояниям; U_{BH} – внутренняя статистическая сумма; B_{ev} – вращательная постоянная данного электронно-колебательного уровня, $2S+1$ мультиплетность, $\delta_{0,\Lambda}=1$ для Σ -состояний ($\Lambda=0$), для прочих состояний $\delta_{0,\Lambda}=0$ ($\Lambda=1,2\dots$).

4.4 Определение концентрации атомов и молекул методом испускания.

В этом разделе мы обсудим методику определения концентрации для оптически тонких источников, когда поглощение и рассеяние излучения несущественно.

4.4.1 Концентрация атомов.

Концентрацию атомов в возбужденном состоянии E_i можно определить по измеренной интенсивности линии J_{ik} , возникающей при переходе $E_i \rightarrow E_k$:

$$n_i = J_{ik} / (A_{ik} h \nu_{ik}). \quad (4.24)$$

Методика определения интенсивности линии описана во второй части и вычисляется согласно соотношению (2.22), которое для удобства пользователя приведем вновь:

$$J_{ik} = \frac{\gamma_\lambda}{\alpha_\lambda} \cdot \frac{4}{L_{EFF}} r_\lambda \cdot \frac{d\lambda}{dl} \Delta l \quad (4.25)$$

где $\gamma_\lambda, \alpha_\lambda$ - величины сигналов при регистрации линии и излучения банд-лампы (r_λ), соответственно; L_{EFF} - протяженность источника (см. преобразования Абеля); $\frac{d\lambda}{dl}$ - обратная линейная дисперсия спектрального прибора (см. часть 1); Δl - ширина выходной щели.

Регистрацию сигналов следует проводить при неизменной чувствительности приборов, с сохранением параметров установки. Контур линии прописывать нет необходимости. Выходная щель выставляется достаточно широкой, так чтобы линия регистрировалась как целое. Для этого достаточно сделать ее ширину в 2-3 раза больше ширины входной щели. Проконтролировать сказанное можно по насыщению сигнала. Увеличение Δl должно сопровождаться ростом сигнала с фотоприемника с выходом на насыщение. А это значит, что линия полностью попадает на приемное устройство. И, наконец, при наличии больцмановского распределения населенностей можно определить концентрацию атомов согласно соотношениям (4.17), (4.18). Температура определяется независимым образом.

4.4.2 Концентрация молекул.

Специфика измерений концентрации молекул состоит в том, что

молекулярные спектры являются полосатыми. Электронно- колебательные полосы могут группироваться в так называемые секвенции, которые соответствуют фиксированному изменению колебательного квантового числа Δv . На рис.4.1 полосы объединились в группу с $\Delta v=2$. Например, крайняя левая полоса соответствует переходу с верхнего электронного-колебательного уровня с $v' = 2$

на нижний э-к уровень с $v''=0$ и далее $3 \rightarrow 1 \dots$. Образование секвенций обязано ангармонизму молекул. В гармоническом приближении полосы должны были бы наложиться друг на друга.

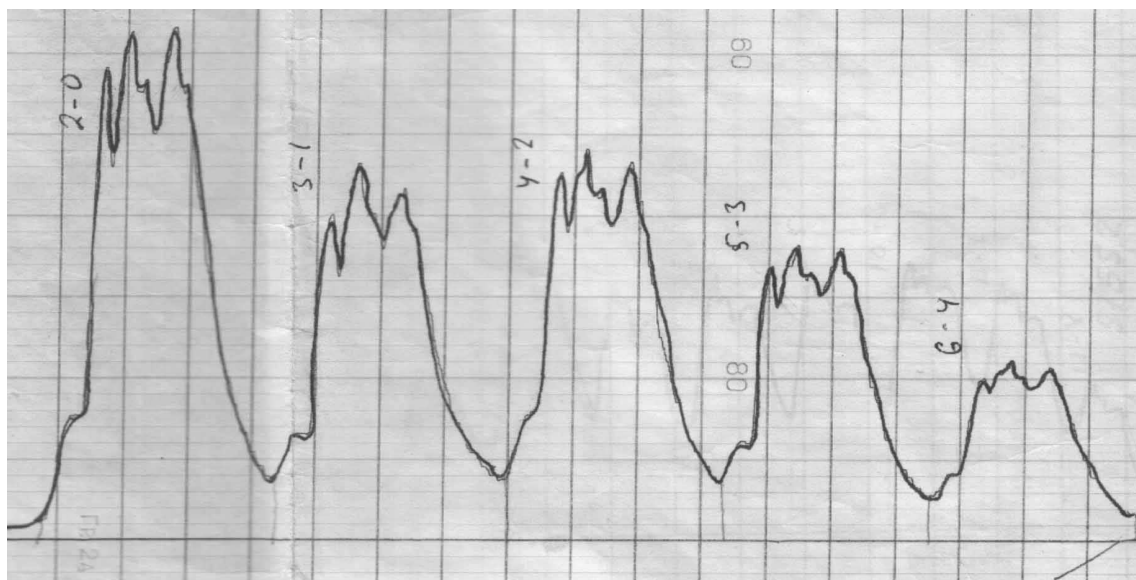


Рис. 4.1 Секвенция полос $\Delta v=v'-v''=2$ спектра излучения молекулярного азота, электронно-колебательный переход $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$.

При записи спектра разрешение спектрального прибора намерено ухудшалось с тем, чтобы линейчатая структура полос не наблюдалась.

Именно при таком разрешении целесообразно проводить абсолютные измерения интенсивности полос. На рисунке 4.2 представлена полоса $\Delta v=v'-v''=2$, записанная с относительно высоким разрешением. Видно, как полоса распадается на большое количество линий. Понятно, что в таком случае определять интенсивность полосы крайне затруднительно.

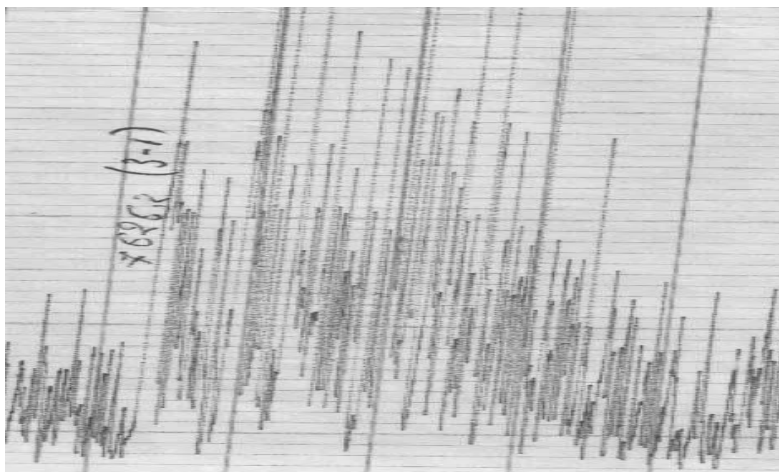


Рис. 4.2 Полоса секвенции $\Delta v=2$ ($B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$), $3 \rightarrow 1$.

Для определения концентрации молекул в принципе достаточно определить концентрацию молекул на данном электронно-колебательном состоянии и далее воспользоваться соотношением (4.22). Однако, часто наблюдается переналожение полос, процедура корректного разделения которых весьма затруднительна. По этому целесообразно измерение интенсивности секвенции в целом. Как правило, последняя занимает достаточно широкий спектральный интервал, так что следует учитывать изменение спектральной чувствительности установки. Проинтегрируем (2.21) в пределах полосы либо секвенции. В результате получим интенсивность полосы либо секвенции. Рассмотрим последний вариант:

$$\Delta I = \int_{\nu_1}^{\nu_2} I_\nu d\nu = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\gamma_\lambda}{\alpha_\lambda} \cdot \frac{4}{L_{EFF}} r_\lambda d\lambda . \quad (4.26)$$

С другой стороны интенсивность секвенции с учетом выражений (4.4), (4.22) можно определить как:

$$\Delta I = n \cdot C(T) \cdot A_e \sum_{\nu'} h \nu_{\nu'}^4 g_{\nu'\nu''} \exp\left(-\frac{E_{\nu'}}{kT}\right) , \quad (4.27)$$

где $\nu_{\nu'}$ - частота, соответствующая канту полосы, которую можно найти в соответствующей справочной литературе, $S(T)$, A_e - комплексы, вид которых понятен из формул (4.4) и (4.22).

Полученные соотношения (4.26), (4.27) позволяют определить концентрацию молекул.

4.5 Спектральные методы измерения температуры.

4.5.1 Определение температуры по обращению резонансной линии.

Этот метод очень хорошо известен и широко используется при определении температуры во фронте не слишком «запыленного» пламени [20]. Поэтому в настоящем разделе мы хотели бы обратить внимание на погрешности метода, анализу которых, на наш взгляд, уделяется недостаточное внимание. Кратко напомним сущность метода. Он базируется на законе Кирхгофа и заключается в следующем: пламя просвечивается источником сравнения таким образом, чтобы в спектральный прибор, расположенный по другую сторону исследуемого объекта, попадало как собственное излучение, так и излучение источника сравнения (например, банд-лампы). В спектральном приборе будет наблюдаться сплошной спектр источника, на фоне которого выделяется линия, появляющаяся в результате введения в пламя щелочного металла. Эта линия будет светлее или темнее близлежащих областей сплошного спектра в зависимости от того, будет ли энергия излучения больше или меньше энергии, поглощенной пламенем от источника сравнения. Из закона Кирхгофа следует, что при равенстве яркостной температуры источника сравнения и температуры пламени линия не будет выделяться на фоне сплошного спектра. Это исчезновение (обращение) спектральных линий достигается изменением температуры источника сравнения.

Рассмотрим сущность метода обращения спектральных линий. Пусть

$I_{\lambda,u}$ - регистрируемая энергия, излучаемая источником сравнения в интервале длин волн $\Delta\lambda$. $I_{\lambda T_{пл}}$ – энергия, излучаемая пламенем с присадкой щелочного металла на длине волны резонансной линии. $I_{\lambda U+пл}$ - регистрируемая энергия при одновременном свечении пламени и источника сравнения. На основании законов Кирхгофа и Планка эти величины могут быть выражены следующим образом:

$$I_{\lambda T_{пл}} = c_1 \lambda^{-5} \left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_{пл}}\right) - 1 \right)^{-1} \alpha_{пл} \delta\lambda, \quad (4.28)$$

$$I_{\lambda,u} = c_1 \lambda^{-5} \left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_u}\right) - 1 \right)^{-1} \Delta\lambda, \quad (4.29)$$

$$\begin{aligned} I_{\lambda U+пл} = & c_1 \lambda^{-5} \left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_u}\right) - 1 \right)^{-1} \Delta\lambda - c_1 \lambda^{-5} \left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_u}\right) - 1 \right)^{-1} \alpha_{пл} \delta\lambda + \\ & + c_1 \lambda^{-5} \left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_{пл}}\right) - 1 \right)^{-1} \alpha_{пл} \delta\lambda, \end{aligned} \quad (4.30)$$

где: $\Delta\lambda$ - участок сплошного спектра, выделяемый спектральным прибором, T_u – яркостная температура источника сравнения, $\delta\lambda$ - ширина спектральной линии, $T_{пл}$ - температура пламени, $\alpha_{пл}$ – поглощательная способность пламени в линии щелочного металла. Первые два члена выражения (4.3) дают энергию излучения источника, прошедшую сквозь пламя и частично поглощенную им.

Подставляя в выражение (4.30) вместо первого и третьего членов соотношения (4.28) и (4.29) и выражая величину $\alpha_{пл} \delta\lambda$ из (4.28), легко получить:

$$I_{\lambda U+пл} = I_{\lambda T_{ui}} - \frac{I_{\lambda T_{пл}} \left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_{пл}}\right) - 1 \right)}{\left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_u}\right) - 1 \right)} + I_{\lambda T_{пл}}. \quad (4.31)$$

После простых алгебраических преобразований (4.31) можно привести к виду:

$$T_{\Pi\Lambda} = c_2 \left\{ \lambda \ln \left[1 + \left(\exp \left(\frac{c_2}{\lambda T_u} \right) - 1 \right) \left(1 - \frac{I_{\lambda U + \Pi\Lambda} - I_{\lambda T_u}}{I_{\lambda T_{\Pi\Lambda}}} \right) \right] \right\}. \quad (4.32)$$

Формула (4.5) указывает на возможность измерения температуры прозрачных пламен, при котором нет необходимости наблюдать обращение спектральных линий. Этот метод может быть полезен при измерении температур быстропротекающих процессов, когда нет времени перестраивать яркость источника сравнения. В этом случае необходимо измерять величины $I_{\lambda U + \Pi\Lambda}$, $I_{\lambda T_u}$, $I_{\lambda T_{\Pi\Lambda}}$. При наблюдении момента обращения $I_{\lambda U + \Pi\Lambda} = I_{\lambda T_{u_i}}$:

$$T_{\Pi\Lambda} = T_u.$$

Из приведенных расчетов, в частности, следует важный вывод, что измеряемая методом обращения спектральных линий температура пламени не зависит от того, какой щелочной металл используется в качестве присадки.

При выяснении надежности метода важно определить его точность. С этой целью запишем отношение (4.31) в следующем виде:

$$\frac{I_{\lambda U + \Pi\Lambda}}{I_{\lambda T_i}} = 1 - \alpha_{\Pi\Lambda} \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} + \alpha_{\Pi\Lambda} \frac{\delta\lambda \left(\exp \left(\frac{c_2}{\lambda T_u} \right) - 1 \right)}{\Delta\lambda \left(\exp \left(\frac{c_2}{\lambda T_{\Pi\Lambda}} \right) - 1 \right)}. \quad (4.33)$$

Если бы момент обращения линии мы могли определить точно, т.е. $I_{\lambda U + \Pi\Lambda} = I_{\lambda T_u}$, относительная ошибка в определении температуры была бы равна нулю. Однако, в действительности в момент обращения $I_{\lambda U + \Pi\Lambda} \cong I_{\lambda T_u}$, т.е. момент обращения определен с некоторой погрешностью: $j = \frac{I_{\lambda U + \Pi\Lambda} - I_{\lambda T_u}}{I_{\lambda T_u}}$. Эти

ошибки связаны с объективными причинами, например, при фотоэлектрической регистрации $j \neq 0$ из-за шумов электрической схемы, при фотографической – из-за вуали фотопластинки и т.д.

Разложим выражение (4.33) в ряд в точке T_u по степеням ΔT и ограничимся членами первого порядка малости. Учтем также, что в видимом диапазоне длин волн для реальных температур выполняется закон Вина. С учетом всего этого можем получить:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T j}{c_2 \left(j + \alpha_{пл} \frac{\delta \lambda}{\Delta \lambda} \right)}, \quad (4.34)$$

Формула (4.34) показывает, как зависит ошибка определения температуры от различных величин: температуры, точности определения j , поглощательной способности пламени, ширины линии излучения щелочного металла $\delta \lambda$, ширины спектрального интервала сплошного спектра $\Delta \lambda$, зависящего от разрешающей способности спектрального прибора.

Оценим влияние величины поглощающей способности пламени на точность метода обращения. Для этого будем считать, что $\delta \lambda \approx \Delta \lambda$, т.е. мы располагаем хорошим спектральным прибором с разрешающей способностью порядка ширины линии. Учтем также, $j \ll \alpha_{пл}$, если эксперименты неслишком грубые. С учетом выше сказанного формула (4.34) принимает вид:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T j}{c_2 \alpha_{пл}}. \quad (4.35)$$

Для $\lambda \approx 6 \cdot 10^{-5}$ см, $c_2 = 1.4388$ см·К, $T_u = 2000$ К и $j \sim 0.01$, имеем $\Delta T/T = 8 \cdot 10^{-4} / \alpha_{пл}$. Тогда для различных $\alpha_{пл} = 0.1, 0.2, 1$ получаем $\Delta T/T_u = 0.008, 0.004, 0.0008$. Таким образом, чем больше поглощательная способность пламени (чем выше концентрация атомов щелочного металла, но в разумных пределах, чтобы не

повлиять на состояние объекта исследования), тем точнее можно определить температуру.

Обсудим влияние разрешающей способности спектральной аппаратуры на погрешности измерений.

Рассмотрим два предельных случая.

1). В эксперименте используют спектральный прибор с низкой разрешающей способностью, такой что $\alpha_{пл} \delta\lambda / \Delta\lambda \ll j$. В этом случае имеем:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{c_2}. \quad (4.36)$$

Как видим из выражения (4.36), относительная ошибка не зависит от особых усилий экспериментатора, т.е. от величины j . Легко получить, что для $T \approx 2000\text{K}$ и $\lambda \approx 6 \cdot 10^{-5}\text{см}$, $\Delta T/T \approx 0,08$ и абсолютная погрешность $\Delta T = 160\text{K}$. Как видно, ошибка весьма значительная.

2). Используется хороший спектральный прибор $\alpha_{пл} \delta\lambda / \Delta\lambda \gg j$. В этом случае имеем:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{c_2} \frac{j \Delta\lambda}{\alpha_{пл} \delta\lambda}. \quad (4.37)$$

Оценим погрешности измерения температуры методом обращения спектральных линий с использованием прибора типа СДМС (см. первый раздел). Как уже упоминалось выше, концентрация атомов щелочного металла должна быть достаточной, чтобы обеспечить коэффициент поглощения пламени в линии щелочного металла ~ 1 . При этом полуширина линии Na (см. ниже) будет составлять десятые доли ангстрема или $\delta\lambda / \Delta\lambda \sim 1$. С учетом выше сказанного, относительная ошибка при определении температуры будет составлять $(2 \div 4) \cdot 10^{-3}$, а абсолютная ошибка не превысит $5 \div 10\text{K}$. Реально же погрешности могут быть несколько выше за

счет нестабильности объекта исследования и иных причин, что можно учесть при статистической обработке результатов измерения.

Рассмотренный метод целесообразно использовать при исследовании прозрачных пламен, имеющих относительно слабый сплошной спектр. Однако, если поглощательная способность, например, сажистых продуктов не превышает 0.2-0.3, то их влиянием можно пренебречь. При больших α ошибки могут быть значительными и при $\alpha \rightarrow 1$ абсолютная ошибка $\Delta T \sim T$. В этих случаях пользуются методами оптической пирометрии.

Укажем на некоторые дополнительные погрешности, возникающие при работе с неправильно собранной и откалиброванной установкой. Собирая оптическую схему, необходимо проследить за тем, чтобы выполнялись определенные соотношения между телесными углами, внутри которых лежит излучение, попадающее в спектральный прибор от источника сравнения и пламени. В противном случае температура источника сравнения, при которой наблюдается обращение, может зависеть от соотношения величин телесных углов. Если изображение источника сравнения проектируется линзой L_1 (см. рис.4.3) на измеряемую область пламени, а это изображение при помощи другой линзы L_2 проектируется на щель спектрального прибора, то необходимо, чтобы телесный угол Ω_2 , внутри которого находится излучение пламени, был меньше Ω_1 , внутри которого заключено прошедшее через пламя и попавшее на линзу излучение от источника сравнения.

Если $\Omega_2 < \Omega_1$, то излучение от пламени и источники сравнения попадут в прибор под углом Ω_2 . Если же $\Omega_2 > \Omega_1$, то излучение от пламени будет попадать в прибор из большего телесного угла, чем от источника сравнения, и момент обращения наступит при более высоких температурах эталона. Следовательно, полученная температура обращения будет выше истинной.

Потери излучения в оптической системе также влияют на точность измерения температуры. Однако, играют роль потери лишь в той части оптической системы, которая находится между источником сравнения и пламенем. Легко оценить какова будет ошибка, если коэффициент

пропускания τ будет отличен от 1. Из закона Вина имеем:

$$C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2 / \lambda T_u) = C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2 / \lambda T_u^\tau) \cdot \tau. \quad (4.38)$$

Логарифмируя выражение (4.10), получаем :

$$\frac{1}{T_u} - \frac{1}{T_u^\tau} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \tau = 4 \cdot 10^{-5} \ln \tau.$$

Так, например, если $\tau = 0,8$ и $T_u = 2000\text{K}$, то температура пламени будет завышена на 30 градусов. К аналогичным ошибкам приводят различные дефекты оптической системы и расфокусировка изображения источника сравнения на щели спектрального прибора.

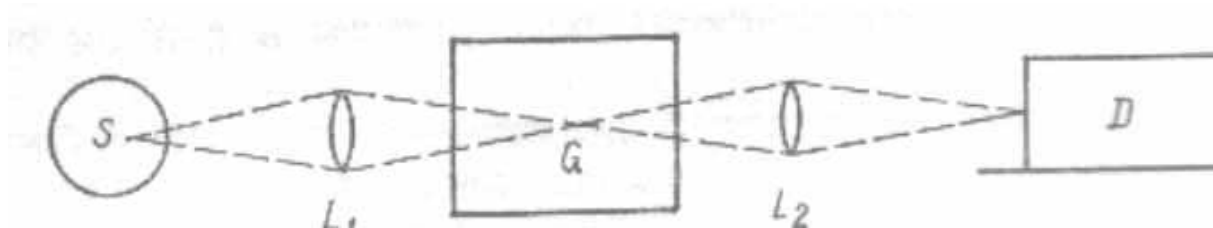


Рис.4.3 Принципиальная оптическая схема метода обращения спектральной линии. S-источник сравнения, L_1, L_2 – линзы с близкими фокусными расстояниями, G-исследуемый объект, D- спектральный прибор.

Расстояние между соседними элементами схемы должно быть равным двойному фокусному расстоянию линз. При юстировке установки желательно использовать лазер.

4.5.2 «Вращательная температура» электронной полосы двухатомной молекулы.

При наличии больцмановского распределения по вращательным уровням заселенность J' -го вращательного уровня данного электронно-колебательного состояния определяется соотношением (4.22) без

суммирования J'' , т.е.:

$$n_{J'} \sim (2J' + 1) \exp\left(-\frac{BhcJ'(J' + 1)}{kT}\right). \quad (4.39)$$

Поскольку в пределах полосы длины волн вращательных линий отличаются незначительно, то интенсивность последних с учетом (4.3) пропорциональны:

$$I_{J'} \sim (2J' + 1) \exp\left(-\frac{BhcJ'(J' + 1)}{kT}\right) \frac{S_{JJ'}}{2J' + 1}. \quad (4.40)$$

Легко видеть, что, если построить график зависимости $\ln\left(\frac{I_{J'}}{S_{JJ'}}\right)$ от $J'(J' + 1)$, то график будет представлять собой прямую, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс $(\operatorname{tg} \alpha = \frac{Bhc}{kT})$ определяется температурой. В предыдущем разделе мы имели возможность убедиться в сложном характере вращательной структуры полосы (см. рис.4.2).

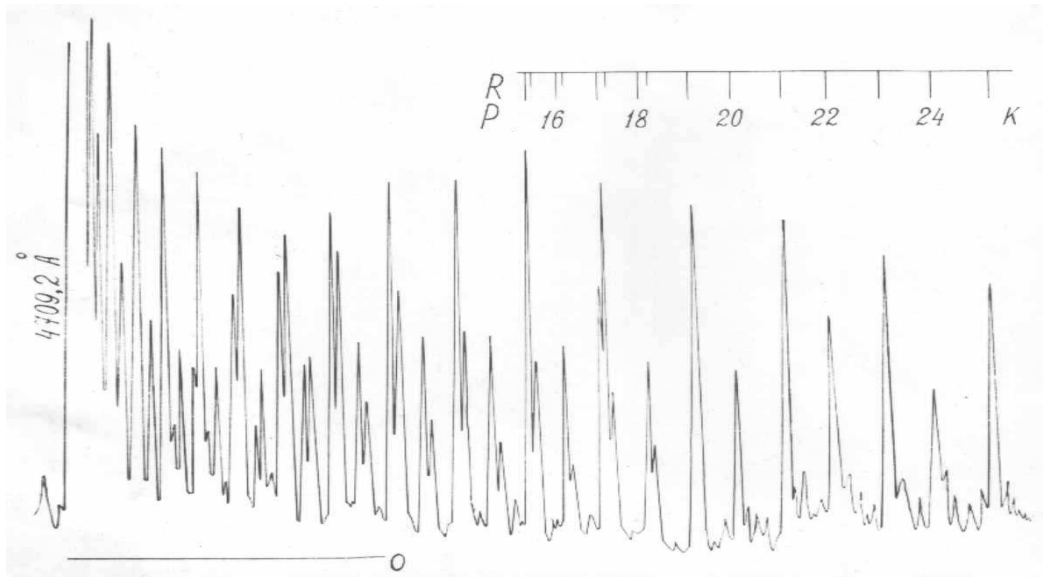


Рис.4.4 Вращательная структура полосы ${}^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$ (0-2) первой отрицательной системы N_2^+

Однако для переходов типа $\Sigma \rightarrow \Sigma$ она весьма проста, легко

расшифровывается и поэтому может быть использована для определения «вращательной» температуры. Последняя практически всегда совпадает с газовой, поскольку энергетический зазор между вращательными уровнями много меньше kT . На рисунке 4.4 для иллюстрации представлена вращательная структура одной из простых полос.

4.5.3 «Колебательная температура».

В основе методики лежат формулы (4.22) и (4.26), из которых следует выражение для интенсивности электронно-колебательной полосы:

$$I_{v'} \sim g_{v'v''} \nu_{v'v''}^4 \exp\left(-\frac{E_{v'}}{kT}\right), \quad E_{v'} = h\nu_{ev}\left(v' + \frac{1}{2}\right), \quad (4.41)$$

где $h\nu_{ev}$ - колебательный квант данного электронного состояния.

«Колебательная температура» определяется из графика зависимости $\ln\left(\frac{I_{v'}}{g_{v'v''} \nu_{v'v''}^4}\right)$ от v' . Как уже упоминалось выше, при использовании данной методики необходимо быть уверенным в том, что колебательные уровни данного электронного состояния заселены в соответствии с распределением Больцмана. Это возможно, если молекула, прежде чем излучит, испытает многократные столкновения с другими молекулами. Только в этом случае может наступить тепловое равновесие между колебательными и поступательными степенями свободы.

4.5.4 Определение температуры по доплеровскому контуру спектральных линий.

Тепловое движение атомов (молекул) приводит к уширению спектральных линий, связанному с явлением Допплера, т.е. с изменением

частоты испускаемого или поглощаемого частицей света в зависимости от скорости поступательного движения. Если частица движется со скоростью v , составляющей угол α с направлением наблюдения (ось z), то доплеровское изменение частоты будет равно: $\nu - \nu_0 = \nu_0 v \cos \alpha / c = \nu_0 v_z / c$. Вследствие того, что частицы движутся в различных направлениях и с различными скоростями вместо частоты ν_0 (частота излучения покоящегося атома, естественное уширение не учитывается) получаем совокупность частот занимающих определенный интервал, - линия уширяется. Несложно показать, что при максвелловском распределении молекул по скоростям спектральная интенсивность линии имеет вид[43]:

$$i_\nu = i_{\nu_0} \exp\left(-\frac{m_a c^2}{2kT} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right), \quad (4.42)$$

где m_a -масса атома. Причем полная интенсивность линии перехода ($i \rightarrow k$) должна определяться соотношением: $I_{ik} = \int_0^\infty i_\nu d\nu$.

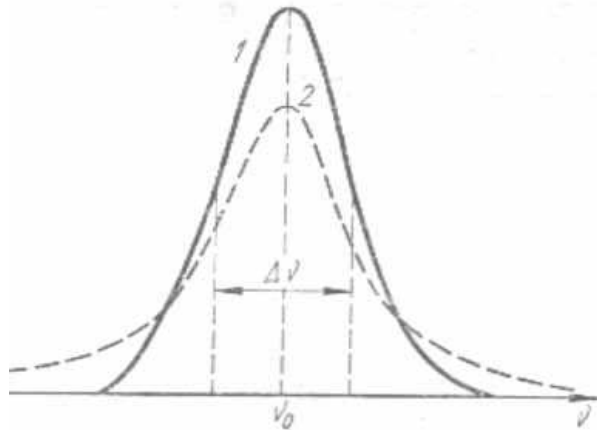


Рис.4.5 Контуры спектральных линий: 1-доплеровский; 2-лоренцовский.

Из рисунка 4.5 видно, что лоренцовский контур спадает с изменением частоты гораздо медленнее доплеровского. Последнее обстоятельство при больших оптических плотностях обеспечивает перенос излучения на крыльях линии, поскольку в этом случае в центре линии излучение будет заперто. Из

условия $\frac{i_\nu}{i_{\nu_0}} = \frac{1}{2} = \exp\left(-\frac{m_a c^2 (\Delta \nu_D)^2}{8kT\nu_0^2}\right)$ можно найти полуширину доплеровского

контура: $\Delta \nu_D = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2 \ln 2 kT}{m_a c^2}}$ или в шкале длин волн:

$$\Delta \lambda_D = \frac{2\lambda_0}{c} \sqrt{2 \ln 2 \frac{kT}{m_a}} = \frac{2\lambda_0}{c} \sqrt{2 \ln 2 \frac{RT}{\mu}} = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{\mu}} . \quad (4.43)$$

Молярная масса берется в г/моль. Понятно, чем выше температура и меньше молярная масса, тем больше доплеровское уширение .

Таблица 4.3. Полуширина доплеровского контура спектральной линии.

	2000K	3000K
H	0.19Å	0.236Å
O ₂	0.034Å	0.0416Å

Формула (4.43) позволяет определить температуру газового компонента. Однако, как видно из таблицы, во-первых, для измерений необходима аппаратура с высокой разрешающей способностью, например, интерферометр Фабри-Перо. Во-вторых, необходимо иметь ввиду, что уширение линии может быть связано и с другими эффектами, например, лоренцовским уширением, оно тем больше, чем выше давление. При давлении порядка атмосферного оба эффекта сопоставимы.

4.5.5 Определение температуры по относительным интенсивностям спектральных линий.

Рассмотрим две линии I_{ik} и I_{jm} , соответствующих переходам $(i \rightarrow k)$ и $(j \rightarrow m)$. Если электронные состояния заселены в соответствии с распределением Больцмана, то отношение интенсивностей линий будет равно:

$$\delta = \frac{I_{ik}}{I_{jm}} = \frac{\nu_{ik}}{\nu_{jm}} \frac{A_{ik}}{A_{jm}} \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{E_i - E_j}{kT}\right). \quad (4.44)$$

Выражение (4.44) позволяет определить величину температуры. Достоинство метода становится понятным после логарифмирования (4.44) и последующего дифференцирования полученного результата. После простых преобразований легко получить для конечных приращений:

$$\varepsilon_T = \frac{\Delta T}{T} = \frac{kT}{E_i - E_j} \frac{\Delta \delta}{\delta} = \frac{kT}{E_i - E_j} \varepsilon_\delta. \quad (4.45)$$

Из (4.45) видно, что относительная ошибка измерения температуры может быть существенно меньше погрешности измерения отношения интенсивностей линий. Действительно, для типичных температур, реализующихся при горении $T \approx 3000\text{K} \approx 0.3\text{эВ}$ и при $E_i - E_j = 2\text{эВ}$, получаем отношение указанных погрешностей, равным 0.15.

4.5.6 Измерение температуры по интенсивности резонансных линий и влияние аппаратных искажений на результаты измерений.

В этом методе необходимо проводить абсолютные измерения интенсивности в центре линий (метод абсолютных интенсивностей). При решении чисто методических задач необходимо быть уверенными в том, что указанная интенсивность выходит на уровень абсолютно черного тела. Это можно обеспечить соответствующими оптическими плотностями среды. С другой стороны, аппаратные искажения, даже при условии, что собственные интенсивности пламени вышли на уровень абсолютно черного тела, могут резко понизить этот уровень, что приводит к неконтролируемым ошибкам.

Покажем, что при больших оптических плотностях сказанное имеет место. Прежде всего, кратко остановимся на явлении реабсорбции

(самопоглощении) излучения. Этот вопрос весьма детально рассмотрен в работе[41]. Рассматривается однородный слой (рис.4.6) длиной l . Выделим элементарный объем $dS \cdot dx$. Световой поток в интервале частот ν , $\nu + d\nu$ из выделенного элемента в пределах телесного угла $d\Omega$ определяется очевидным соотношением:

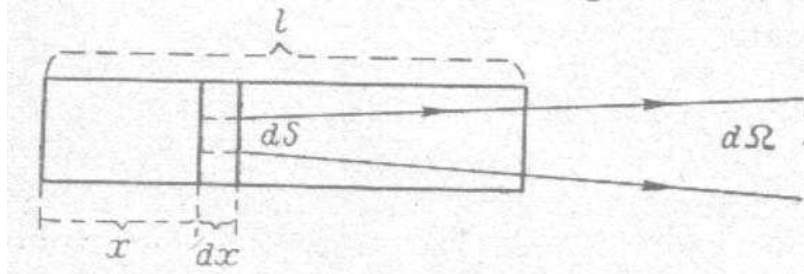


Рис.4.6 Иллюстрация к описанию реабсорбции излучения.

$$d\Phi_{\nu}^5 = \frac{i_{\nu}}{4\pi} dS dx d\Omega. \quad (4.46)$$

При прохождении слоя $l-x$ световой поток в соответствии с законом Бугера будет ослаблен:

$$d\Phi_{\nu, l-x}^5 = \frac{i_{\nu}}{4\pi} dS dx d\Omega \exp(-\alpha_{\nu}(l-x)). \quad (4.47)$$

Интегрируя (4.47) получаем световой поток от всего слоя с учетом реабсорбции излучения:

$$d^4\Phi_{\nu} = \frac{i_{\nu} dS d\Omega (1 - \exp(-\alpha_0 \varphi(\nu) l))}{4\pi \alpha_0 \varphi(\nu)}, \quad (4.48)$$

где $\alpha_{\nu} = \alpha_0 \varphi(\nu)$. Зависимость коэффициента поглощения α_{ν} от частоты (длины волны) такая же, как и для интенсивностей линий излучения $\varphi(\nu)$ оптически тонкого источника [41]. Причем имеет место соотношение(4.10):

$$\int_0^{\infty} \alpha_0 \varphi(\nu) d\nu = \frac{h\nu}{c} B_{ik} n_k, \quad (4.49)$$

где B_{ik} – коэффициент Эйнштейна, n_k – концентрация атомов в конечном состоянии.

Кроме того, интенсивность линии:

$$I = \int_0^{\infty} i_0 \varphi(\nu) d\nu = h\nu n_i A_{ik}. \quad (4.50)$$

Учитывая (4.50), получаем:

$$i_0 = \frac{h\nu}{\int_0^{\infty} \varphi(\nu) d\nu} n_i A_{ik}. \quad (4.51)$$

Принимая во внимание (4.49) и (4.51), выражение (4.48) принимает вид:

$$d^4\Phi = \frac{h n_i A_{ik} c dS d\Omega}{4\pi h \nu B_{ik} n_k} (1 - \exp(-\alpha_0 \varphi(\nu) l)). \quad (4.52)$$

Учитывая соотношение (2.8):

$$d^4\Phi_v = b_v dS d\Omega, \quad (4.53)$$

где b_v – спектральная яркость, получаем:

$$b_v = \frac{h n_i A_{ik} c}{4\pi h \nu B_{ik} n_k} (1 - \exp(-\alpha_0 \varphi(\nu) l)). \quad (4.54)$$

Преобразуем (4.54), принимая во внимание следующее:

1) связь между спектральной светимостью и яркостью для косинусного источника $r_v = b_v \pi$;

2) известное соотношение для коэффициентов Эйнштейна (см. соотношения 4.1):

$$\frac{A_{ik}}{B_{ik}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}; \quad (4.55)$$

3) связь концентрации n_k и n_i в предположении бoльцмановского распределения:

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} \exp((E_i - E_k) / kT) = \frac{g_i}{g_k} \exp(-h\nu / kT). \quad (4.56)$$

Тогда :

$$r_v = \frac{4\pi h \nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) (1 - \exp(-\alpha_0 \varphi(\nu) l)). \quad (4.57)$$

Видно, что в выражении (4.57), комплекс

$$\frac{4\pi h \nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) = r_{vb} \quad (4.58)$$

представляет собой функцию Вина. В результате (4.57) можно переписать в виде:

$$r_v = r_{vb} (1 - \exp(-\alpha_0 \varphi(\nu) l)). \quad (4.59)$$

Из (4.59) видно, что при больших оптических плотностях в центре

линии ($\alpha_0 l \gg 1$) спектральная светимость соответствует абсолютно черному телу. Выражение в скобках по существу представляет собой спектральную испускательную способность ε_ν , а Γ_ν описывает контур линии излучения. *Отметим, что полученное выражение верно лишь при наличии бoльцмановского распределения населенностей электронных уровней.*

Обратим внимание на еще один важный аспект, влияющий на погрешности эксперимента, а именно, на аппаратные искажения. Этому вопросу на наш взгляд следует уделить особое внимания[47].

Для выяснения влияния аппаратных искажений были проведены численные эксперименты по расчету контуров линий излучения дуплета Na для различных оптических плотностей. Контур линии считался лоренцевским поскольку, как упоминалось выше, перенос излучения в линии при больших оптических плотностях определяется ее крыльями. Результаты расчета представлены на рис. 4.7.

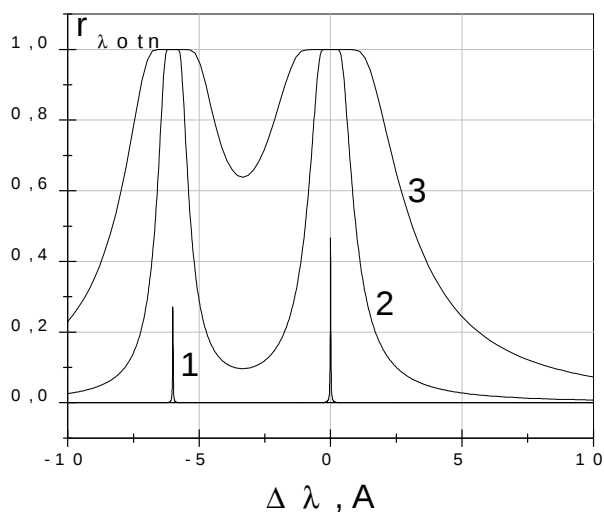


Рис. 4.7 Контур резонансных линий Na при различных оптических плотностях (расчет). 1 – $Nl = 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 2 – $Nl = 10^{15} \text{ см}^{-2}$; 3 – $Nl = 10^{16} \text{ см}^{-2}$

Видно, что при малых концентрациях интенсивности линий соотносятся как $\frac{1}{2}$, в соответствии со статистическими весами исходных электронах состояний (см.табл.4.1). При некоторой концентрации интенсивности линий выравниваются и близки к интенсивности абсолютно черного тела. Дальнейшее увеличение оптической плотности (концентрации) не приводит к увеличению интенсивности в центре линии, а лишь к их уширению (см рис.4.7). Казалось бы, можно проводить измерения температуры при таких оптических плотностях. Однако это не так, поскольку аппаратные искажения могут весьма сильно трансформировать контур линии излучения. Были проведены соответствующие численные расчеты свертки аппаратной функции и истинного контура линии.

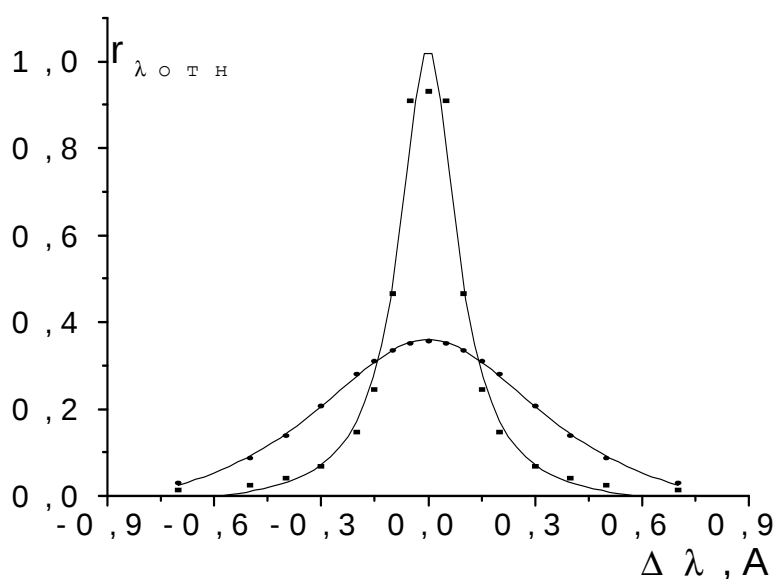


Рис.4.8 Контур резонансной линии Na при $Nl = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, истинный контур линии (узкий) и контур линии с учетом аппаратных искажений .

На рис. 4.8 представлены истинный контур резонансной линии натрия и контур с учетом аппаратных искажений (аппаратная функция принималась гауссовской с полушириной $\Delta \lambda_{\text{app}} = 0.6 \text{ \AA}$). Поскольку с ростом оптической плотности растет полуширина линии излучения, то роль аппаратных

искажений при этом снижается. Понятно, чем шире аппаратная функция, тем выше должна быть оптическая плотность в центре линии.

На практике экспериментатору необходима информация, которая позволяла бы увязать минимальную оптическую плотность (гарантирующую минимальные искажения) с заданной аппаратной функцией. В работе [47] были проведены соответствующие расчеты зависимости оптической плотности от $\Delta\lambda_{\text{app}}$. Причем считалось, что аппаратные искажения несущественны, если учет их не приводит к понижению интенсивностей линий в центре более, чем на 5%.

Расчеты проводились следующим образом. Задавалась аппаратная функция с заданной полушириной и затем рассчитывалась свертка, согласно выражению (1.5), истинного контура линии с аппаратной функцией. Расчеты проводились для различных оптических плотностей. Вычисления прекращались, как только искажения в центре линии оказывались менее 5%. Результаты представлены на рис.4.9. Для удобства по оси ординат откладывалась не оптическая плотность, а произведение концентрации атомов на протяженность источника. Из рис.4.9 видно, что, чем шире аппаратная функция, которую исследователь может заранее определить, тем выше должна быть концентрация, которая гарантировала бы надлежащий результат.

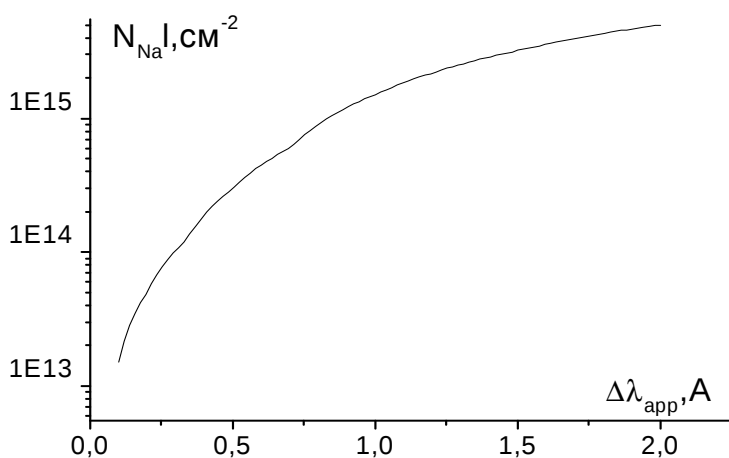


Рис. 1.6. Зависимость минимальной оптической плотности от полуширины аппаратной функции, обеспечивающая надежность измерений температуры газа .

Аналогичный расчет можно провести и для К и Li, но можно сделать вывод о том, что Na – более удачный элемент в качестве присадки, так как по дуплету Na можно отследить ситуацию, при которой интенсивность выйдет на уровень абсолютно черного тела. Действительно, в этом случае интенсивности линий дуплета в их центрах должны быть равными. Сказанное можно переформулировать иначе. Отсутствие информации об оптической плотности при измерениях температуры с использованием дуплета Na становится не принципиальным, если интенсивности линий в центре становятся равными. Это условие гарантирует слабые аппаратные искажения.

Выражение (4.58) позволяет оценить погрешности измерений:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{kT}{h\nu} \frac{\Delta r_{\nu,b}}{r_{\nu,b}}. \quad (4.60)$$

Принимая во внимание типичную ошибку в определении светимости:

$$\frac{\Delta r_{\nu,b}}{r_{\nu,b}} \approx 0,1, \quad T \approx 2000\text{K} \quad \text{и} \quad h\nu \approx 2,1\text{эВ (Na)}, \quad \text{имеем: } \Delta T/T \approx 0,01 \quad \text{и} \quad \Delta T \approx 20\text{K}.$$

Еще более высокой точности можно добиться, если измерение температуры проводится в УФ диапазоне длин волн, например, по линии Mg, для которой $h\nu \approx 4,4$ эВ.

Метод абсолютных интенсивностей имеет весьма высокий верхний предел измерения температуры. Для линий натрия измеряемая температура ограничивается 7000-8000K, которая обуславливается тем, что при таких T практически все атомы будут ионизированы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк-Каменецкий Д.Ф. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1980.-491с.
2. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.-478 с.
3. Вильямс Ф.А. Теория горения. М.: Наука, 1971.-615 с.
4. Золотко А.Н. Теория воспламенения. Одесса, ОГУ, 1985.-81 с.
5. Шевчук В.Г., Флорко А.В. Практическая газодинамика. Одесса, ОНУ, 2005.-100.с.
6. Гиль В.В. Оптические методы исследования процессов горения. Минск, Наука и техника, 1984.-128 с.
7. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма.-УФН, 2004, т.174, №5, с.495-544.
8. Цытович В.Н. Плазменные пылевые кристаллы, капли, и облака.-УФН, 1997, т. 167, №1, с. 57-100.
9. Смирнов Б.М. Кластерная плазма.-УФН, 2000, т. 170, №5, с.495-534.
10. Луизова Л.П. Оптические методы диагностики низкотемпературной плазмы. Петрозаводский университет. plasma.karelia.ru/pub/
11. Методы исследования плазмы. Под редакцией Лохте-Хольтгревена В. М.: Мир, 1971.-552 с.
12. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976.-392с.
13. Тарасов К.И. Спектральные приборы. Л.: Машиностроение, 1977.368 с.
14. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979.-478 с.
15. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.-926 с.
16. Козицкий С.В. Флорко А.В. Исследование горения одиночных частиц магния при пониженных давлениях. –ФГВ, 1986, т.22, №2, с. 35-40.
17. Заремба В.Г., Полищук Д.И. Специальные вопросы молекулярной

физики. Одесса, ОГУ, 1981,-97 с.

18. Фриш С.Э. Оптические методы измерений. Л.: Изд. Ленинградского университета. 1976.-125 с.

19. Криксунов Л.З. Справочник по инфракрасной технике. М.:Советское радио. 1978.-400 с.

20. Температурные измерения. Справочник. Под редакцией Геращенко О.А. Киев.: Наукова думка. 1989.-702 с.

21. Белинский Н.И., Козицкий С.В., Флорко А.В. Скоростной спектральный прибор для исследования излучательных характеристик дисперсных продуктов сгорания.- в сб.: Физика аэродисперсных систем. Киев-Одесса: Виша школа, 1985, вып.28, с.38-42.

22. Флорко А.В. Электрические и оптические аспекты горения металлов.- Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.- мат. наук. Одесса.- 1994,-350 с.

23. Петров Ю.П. Физика малых частиц. М.: Наука. 1982.-357 с.

24. Newman R.N., Payne G.B. The Anomalons Brighness of Magnesium Air Flames. Combustion and Flames.-1987, №68.-p.31-34.

25. Gaydon A.G., Wolfhard H.G. Flames, Their Structure, Radiation and Temperature, Chapman and Hall. London 1960.- p. 320.

26. Флорко А.В., Головки В.В., Охрименко Н.А. Структура зоны горения частиц магния. ФГВ.-1991, т.27,№1.-37-42 с.

27. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.-660 с.

28. Оцисик М.Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976.-616 с.

29. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990.-688 с.

30. Блох А.Г., Журавский Ю.А., Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.-432 с.

31. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.:Наука, 1977.- 367с.

32. Ильченко Э.П. Теория Ми. Шар в оболочке, программа. WWW.PHYS.ONU.EDU.UA
33. Золотко А.Н., Вовчук Я.И., Полетаев Н.И., Флорко А.В. Синтез наноксидов в двух- фазных ламинарных пламенах.- ФГВ, 1996, т.32,№3, с.24-34.
34. Zolotko A/N., Poletaev N.I., Vovchuk J.I. and Florko A.V. in "Gas Phase Nanoparticle Synthesis", edited by CG Granqvist, LB Kish and WH Marlow (Kluwer Academic, Dordrecht, The Netherlands, 2004), Chapter 5, pp 123-156.
35. Шагапов А.Б. Оптические свойства окиси алюминия при высоких температурах.- Теплофизика высоких температур, 1998,т.36,№1, с. 39-43.
36. Физико-химические свойства окислов. Под ред. Самсонова В.Г. М.: металлургия, 1978.-472 с.
37. Сергиенко И.А., Флорко А.В.,Шевчук В.Г. Особенности испускательных и поглощательных характеристик частиц сажи при температурах горения.-ФГВ, 2000, т.36,№2,с.33-39.
38. Сергиенко И.А., Полетаев Н.И., Флорко А.В. Использование нестационарности процессов горения при диагностике горящих систем.-ФГВ, ,2001,т.37,№1,с.89-93.
39. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа,1989.-440 с.
40. Касабов Г.А., Елисеев В.В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1973.-160 с.
41. Спектроскопия газоразрядной плазмы. Под. Редакцией Фриша С.Э. Ленинград.: Наука, 1970.-362 с.
42. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. Под. редакцией Хохлова Р.В. М.: Наука,1980.-320 с.
43. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: Физико-математическая литература, 1962.-892 с.
44. Герцберг Г. Спектры и строение простых свободных радикалов. М.: Мир, 1974.-208 с.

45. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.-238 с.
46. Флорко А.В., Головки В.В., Охрименко Н.А. Структура зоны горения частиц магния. ФГВ.-1991, т.27,№1.-37-42 с.
47. Флорко И.А., Флорко А.В., Швеи А.И. Влияние аппаратных искажений на результаты измерения температуры по абсолютным интенсивностям резонансных линий. в сб.: Физика аэродисперсных систем. Одесса: Астропринт, 2002, вып.39, с.87-94.
48. Флорко А.В., Головки В.В., Скогорев В.Г. Коэффициенты эффективности рассеяния и поглощения частиц MgO при температурах горения.- ФГВ,1989,т.25, №3,с.28-32.