

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Сибирский государственный медицинский университет»
Министерства здравоохранения Российской Федерации
Сибирское отделение Российской академии наук
Институт оптики атмосферы
Научно-образовательный центр
«Лазерные технологии в медицинской диагностике»

А.М. Кабанов, Ю.В. Кистенев, О.Ю. Никифорова, Ю.Н. Пономарев

СОВРЕМЕННАЯ АППАРАТУРА ЛАЗЕРНОГО ГАЗОАНАЛИЗА ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Учебное пособие

2-е издание, исправленное

Томск
Издательство СибГМУ
2017

УДК 577.33:616-073.584
ББК 32.86+28.707
С 568

Авторы:

А.М. Кабанов, Ю.В. Кистенев, О.Ю. Никифорова, Ю.Н. Пономарев

С 568 Современная аппаратура лазерного газоанализа для медицинских приложений: учебное пособие / А.М. Кабанов, Ю.В. Кистенев, О.Ю. Никифорова, Ю.Н. Пономарев. – 2-е издание, стереотипное. – Томск: Издательство СибГМУ, 2017. – 90 с.

В учебном пособии обсуждается современная приборная база лазерного газоанализа для медицинских приложений, а также основы устройства и принципы функционирования применяемой аппаратуры.

Учебное пособие предназначено для профессиональной подготовки студентов медицинских вузов, ориентированных на дальнейшую научную деятельность, связанную с разработкой новых технологий регистрации, анализа клинических данных.

Материал учебного пособия получен в рамках научных исследований Научно-образовательного центра «Лазерные технологии в медицинской диагностике», функционирующего на базе Сибирского государственного медицинского университета и Института оптики атмосферы Сибирского отделения Российской академии наук.

УДК 577.33:616-073.584
ББК 32.86+28.707

Утверждено и рекомендовано к печати учебно-методической комиссией медико-биологического факультета ФГБОУ ВО СибГМУ Минздрава России (протокол № 3 от 26.09.2017 г.)

© Издательство СибГМУ, 2017
© А.М. Кабанов, Ю.В. Кистенев, О.Ю. Никифорова, Ю.Н. Пономарев, 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРОВ	6
1.1. Природа света	6
1.2. Поглощение и вынужденное излучение света веществом	7
1.3. Инверсия заселенностей лазерной среды	10
1.4. Методы оптической накачки	13
1.5. Усилитель с обратной связью	14
1.6. Характеристики лазерного излучения	16
Контрольные вопросы	17
Литература	17
Глава 2. ЛАЗЕРЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ	18
2.1. Классификация лазеров по физико-техническим параметрам	18
2.2. Гелий-неоновый лазер	20
2.3. Лазер на углекислом газе (CO_2 - лазер)	22
2.4. Твердотельные лазеры	24
2.5. Газовые лазеры на ионах благородных газов	29
2.6. Лазеры на красителях	31
2.7. Экцимерные лазеры	33
2.8. Лазеры на парах металлов. Лазер на парах меди	35
2.9. Полупроводниковые лазеры	36
2.10. Волоконная оптика в лазерной медицине и диагностике	37
Контрольные вопросы	43
Литература	43
Глава 3. ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	45
3.1. Общая информация	45
3.2. Фотонные приемники	46
3.3. Тепловые приемники	49
3.4. Рабочие характеристики и параметры приемника	50
Контрольные вопросы	53
Литература	53
Глава 4. МЕТОДЫ И ТЕХНИКА АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ	54
4.1. Спектрофотометрический метод	55
4.1.1. Конструкция лазерных абсорбционных спектрометров с поглощающей Бугеровской кюветой	55
4.1.2. Применение многоходовых газовых кювет	56
4.1.3. Погрешность измерения абсолютных значений методом абсорбционной спектрометрии	57
4.1.4. Лазерные спектрометры с диодными лазерами	59
4.2. Метод Фурье-спектрометрии	62
4.3. Метод лазерной оптико-акустической (ОА) спектроскопии	67
4.3.1. Физические основы ОА метода	67

4.3.2. Принцип реализации и основные характеристики ОА метода.....	67
4.3.3. Чувствительность оптико-акустического метода	68
Контрольные вопросы.....	69
Литература	69
Глава 5. ЛАЗЕРНЫЙ ГАЗОАНАЛИЗ	70
5.1. Принцип действия лазерного ОА газоанализатора	70
5.2. Техническая реализация метода лазерного ОА газоанализа	72
Контрольные вопросы	74
Литература	74
Лабораторная работа	
Изучение нелинейно-оптических эффектов при взаимодействии лазер- ного излучения с поглощающим веществом.....	75

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время идет интенсивное внедрение современных физических методов исследований для решения различных прикладных задач биологии и медицины. Особую роль здесь играют методы лазерного анализа, в первую очередь, методы лазерной спектроскопии. Их отличает высокая чувствительность, селективность, оперативность, возможность проведения бесконтактных дистанционных измерений. По прогнозам, методы медицинской диагностики, базирующиеся на применении лазеров, в XXI веке могут стать преобладающими.

Для реализации потенциала методов лазерного анализа в биомедицинских приложениях необходимо теоретическое обоснование взаимосвязи особенностей протекания различных процессов в биомедицинских объектах с составом выделений этих объектов (кожные испарения, выдыхаемый воздух, продукты газообмена растений и т.п.), проведение экспериментальных исследований для проверки различных гипотез и методик. Кроме того, для успешного внедрения тех или иных методик в практику необходимо наличие подготовленного соответствующим образом квалифицированного персонала, имеющего необходимые базовые знания по применяемым методикам и приборам. Именно этой цели посвящено данное учебное пособие.

Безусловно, круг реализованных на практике и потенциальных приложений лазеров в биологии и медицине достаточно обширен, и его сложно охватить в рамках одной книги. В данном пособии представлен материал, связанный в основном с областью научных интересов авторов – методами лазерной спектроскопии, а также обзор часто встречающихся случаев применения лазеров в терапии. При необходимости имеющийся в пособии список литературы по каждой главе позволит заинтересованному читателю найти дополнительную информацию о биомедицинских приложениях лазеров, которая осталась за рамками книги.

Данное пособие предназначено для профессиональной подготовки студентов медицинских вузов, ориентированных на научную деятельность, связанную с разработкой новых методов медицинской диагностики на основе применения технических средств лазерной спектроскопии.

Учебное пособие написано творческим коллективом сотрудников Научно-образовательного центра «**Лазерные технологии в медицинской диагностике**», созданного на базе Сибирского государственного медицинского университета и Института оптики атмосферы СО РАН.

Глава 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРОВ

1.1. Природа света

В течение последних двух столетий представления о природе света претерпевали весьма существенные изменения. В конце XVII в. сформировались две принципиально различные теории о природе света:

- *корпускулярная теория, разработанная Ньютоном*
- *волновая теория, разработанная Гюйгенсом и Гуком.*

Согласно корпускулярной теории, свет есть поток материальных частиц (корпускул), летящих с большой скоростью от источника.

В рамках волновой теории того времени считалось, что свет представляет собой волну, исходящую от источника света и распространяющуюся в так называемом «мировом эфире» – неподвижной упругой среде, по мнению авторов теории, непрерывно заполняющей всю Вселенную.

До конца XVIII в. подавляющее большинство физиков отдавало предпочтение корпускулярной теории Ньютона (основание – прямолинейность распространения света в однородной среде и независимость распространения световых пучков).

В начале XIX в., благодаря исследованиям Юнга (1801 г.) и Френеля (1815 г.), волновая теория была в значительной мере развита и усовершенствована. В ее основу лег принцип Гюйгенса – Френеля.

Согласно Гюйгенсу, каждая точка среды, до которой дошла волна, сама становится источником вторичных волн.

Принцип Гюйгенса в его первоначальной формулировке не мог служить основой волновой оптики, так как в такой трактовке нельзя было говорить об амплитуде вторичных волн, о распределении интенсивности вдоль волнового фронта.

Дополнение Френеля заключалось в положении об интерференции вторичных волн.

Волновая теория Гюйгенса – Юнга – Френеля успешно объяснила почти все известные в то время световые явления, в том числе интерференцию, дифракцию и поляризацию света, и получила всеобщее признание, а корпускулярная теория Ньютона была отвергнута.

Слабым местом волновой теории являлся гипотетический «мировой эфир». Однако в 60-х годах XIX в., когда Максвелл разработал теорию единого электромагнитного поля, необходимость в «мировом эфире» как особом носителе световых волн отпала. Выяснилось, что свет представляет собой электромагнитные волны, носителем которых является электромагнитное поле. Электромагнитное поле света состоит из периодически изменяющихся электрического и перпендикулярного к нему магнитного полей (см. рис. 1.1). Для распространения электромагнитной волны не требуется материального носителя, как, например, воздуха для звуковой волны. Скорость электромагнитной волны максимальна в вакууме и составляет: $c = 299792458$ (м/сек). Кроме скорости

распространения, важными параметрами электромагнитной волны являются длина волны (λ) и её частота (ν). Все три величины связаны между собой:

$$\lambda = c / \nu.$$

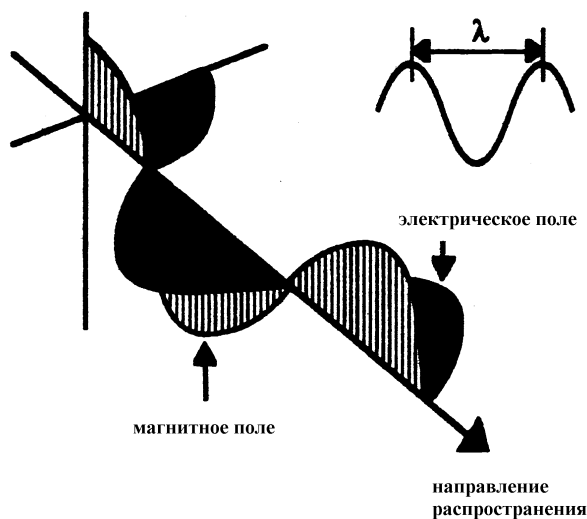


Рис. 1.1. Пространственная структура электромагнитной волны

Электромагнитные волны принято делить на спектральные диапазоны в зависимости от длины волны или частоты. Из рис. 1.2 видно, что область видимого света представляет собой очень узкую область спектра. В физике принято также считать светом соседние области – в диапазоне длинных волн ближнюю инфракрасную область спектра и в диапазоне коротких волн – ультрафиолетовую область спектра.

В настоящее время описание световых явлений базируется на пространственно-волновом дуализме света, который связан с тем, что свет может проявлять свойства как волны, так и частицы.

1.2. Поглощение и вынужденное излучение света веществом

Поглощение и вынужденное излучение света являются фундаментальными процессами в лазерах. Их количественное описание возможно только в рамках квантовой механики, однако суть этих процессов взаимодействия света с веществом может быть представлена в рамках феноменологической теории Бора.

Бор, вслед за Резерфордом, определил следующие положения в отношении траекторий, по которым могут двигаться электроны вокруг ядра:

- 1) электроны могут двигаться только по постоянным траекториям, соответствующим определенным энергетическим уровням;
- 2) электроны могут переходить только с одного уровня на другой.

Процесс взаимодействия отдельного атома с внешним полем сводится к изменению траектории движения электрона. При этом электроны могут или принимать энергию световой волны (поглощение излучения), или отдавать энергию в виде излучения света (эмиссия излучения).

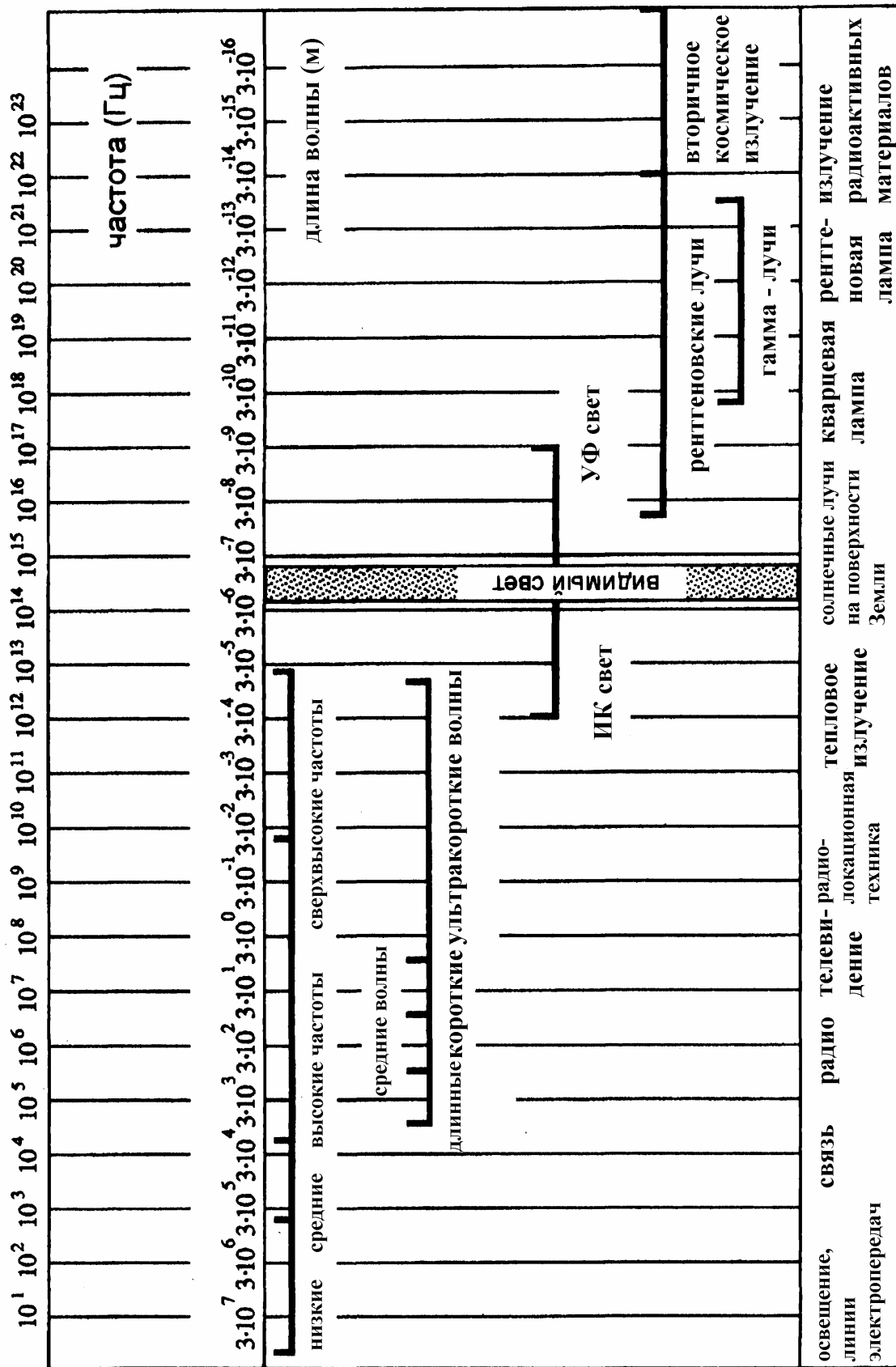


Рис. 1.2. Спектр электромагнитных волн

Чтобы наглядно представить процессы поглощения и эмиссии, применяют простое одномерное представление, в котором энергия электрона указывается линейно в виде ординаты. Относящаяся к отдельным траекториям электронов постоянная энергия указывается в этом случае в виде горизонтальной полосы (энергетический уровень) (рис. 1.3). На рисунке более высокий энергетический уровень электрона соответствует энергии E_a , более низкий – энергии E_b .

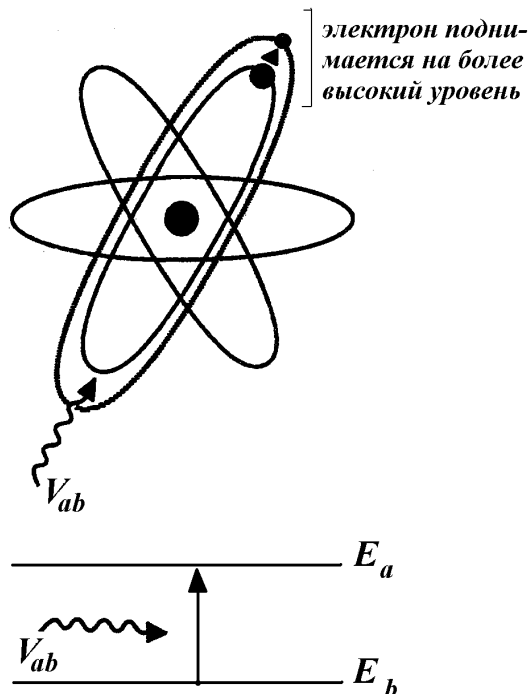


Рис. 1.3. Изображение возбужденного атома

Поглощение – переход с более низкого энергетического уровня на более высокий уровень, а поглощенная частица излучения, «фотон», имеет энергию, равную разности энергий этих уровней, только при этом условии и возможно поглощение. Разница энергий при этом выражается следующим образом:

$$E_a - E_b = h\nu,$$

где h – постоянная Планка, равная $6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; ν – частота, с^{-1} . После короткого пребывания (около 10^{-8} с) в возбужденном состоянии, E_a электроны стремятся самопроизвольно возвратиться назад, в более низкое состояние E_b , атом при этом излучает поглощенный ранее фотон. Этот процесс называют «спонтанной эмиссией» (рис. 1.4).

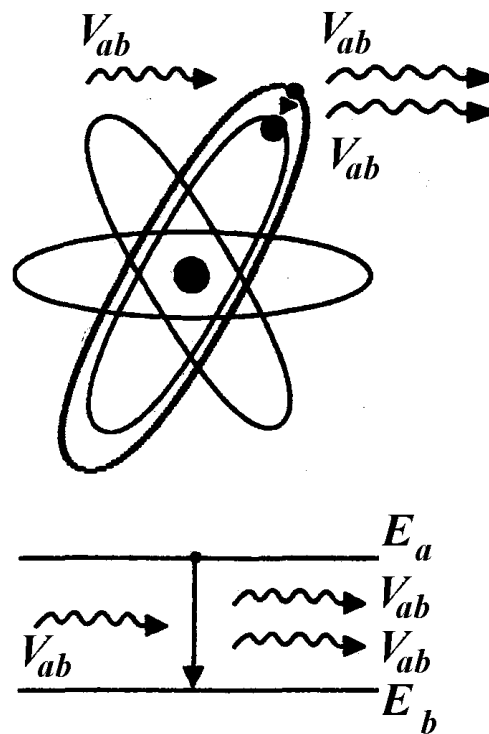
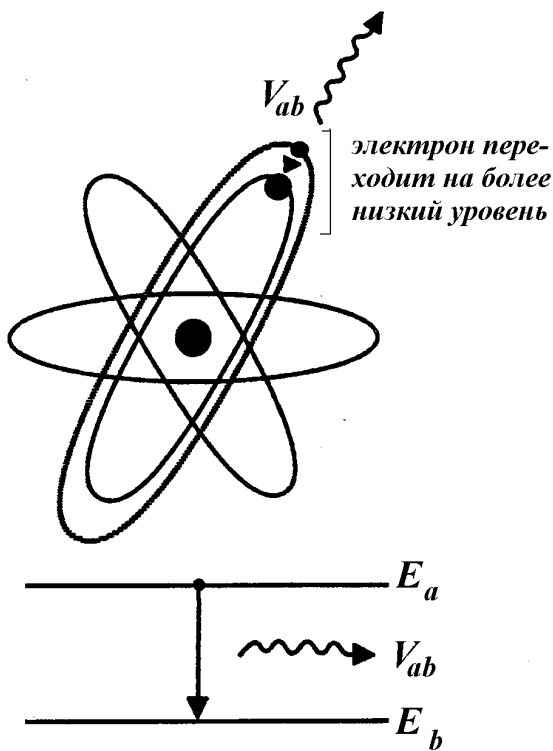


Рис. 1.4. Изображение спонтанной эмиссии Рис. 1.5. Схематическое представление вынужденного излучения

С учетом этого самое низкое энергетическое состояние называют основным состоянием. В основном состоянии атом является стабильным, так как в нем он может находиться бесконечно долго.

Если в возбужденный атом попадает фотон с энергией E_{ab} , то происходит индуцированный этим фотоном переход атома на уровень E_b . В этом процессе первоначальный фотон сохраняется, и при переходе атома в состояние E_b высвобождается идентичный фотон (рис. 1.5). Этот процесс называется вынужденным излучением. Оба фотона имеют одинаковую энергию, распространяются в одном направлении, синхронизованы во времени и пространстве.

Замечание. Дополнительную информацию об описании процессов поглощения и вынужденного излучения света веществом с точки зрения спектроскопических задач – см. в цикле «Введение в лазерную спектроскопию медико-биологических объектов» данного учебного пособия.

1.3. Инверсия заселенностей лазерной среды

Вынужденное излучение, вызывающее усиление распространяющейся в веществе световой волны (см. п. 1.2), является физической основой работы источников когерентного излучения, которые, в зависимости от диапазона, называют лазером (LASER – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation – усиление света путем вынужденного излучения), мазером (MASER – Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation – микроволновое усиление путем вынужденного излучения) или гразером (GRASER – Gamma-Ray Amplifica-

tion of Stimulated Emission of Radiation – усиление гамма-лучей путем вынужденного излучения).

Вынужденное испускание возникает, когда электрон в атоме (ионе, молекуле, твердом теле) переведен с более низкого на более высокий энергетический уровень. Чтобы вынужденное испускание преобладало над поглощением в среде, указанное состояние необходимо обеспечить не у отдельного атома, а у их большинства, чтобы число атомов, занимающих более высокий уровень, было больше, чем число таковых на низком уровне. Это явление называют инверсией населенности.

Отметим, что обычный нагрев вещества не создаст инверсию заселенностей, так как в равновесных условиях энергетическое распределение электронов соответствует распределению Больцмана, при этом высокие уровни всегда заселены меньше, чем низкие.

Облучение светом (оптическая накачка) системы только с двумя энергетическими уровнями даже при значительной интенсивности накачки дает одинаковую населенность обоих уровней. Причина заключается в том, что большая интенсивность облучения приводит кроме поглощения, то есть заселения верхнего энергетического уровня, к существенной эмиссии, то есть снижению населенности верхнего уровня.

Рассмотрим возможность инверсии заселенностей в лазерных средах с тремя и большим числом уровней.

Если в системе с тремя энергетическими уровнями (рис. 1.6) производится оптическая накачка с уровня 1 (основное состояние) на уровень 3, то при спонтанной эмиссии может быть населен и уровень 2. Если уровень 2 – долгоживущий (скорость спонтанной эмиссии с него на уровень 1 мала), то населенность уровня 2 может стать, по крайней мере, на короткое время выше, чем населенность уровня 1.

Когда лазер начнет излучать, инверсия населенности уменьшается за счет вынужденного излучения, и мощность накачки может оказаться недостаточной для ее поддержания. Поэтому лазеры с тремя уровнями практически всегда являются импульсными лазерами.

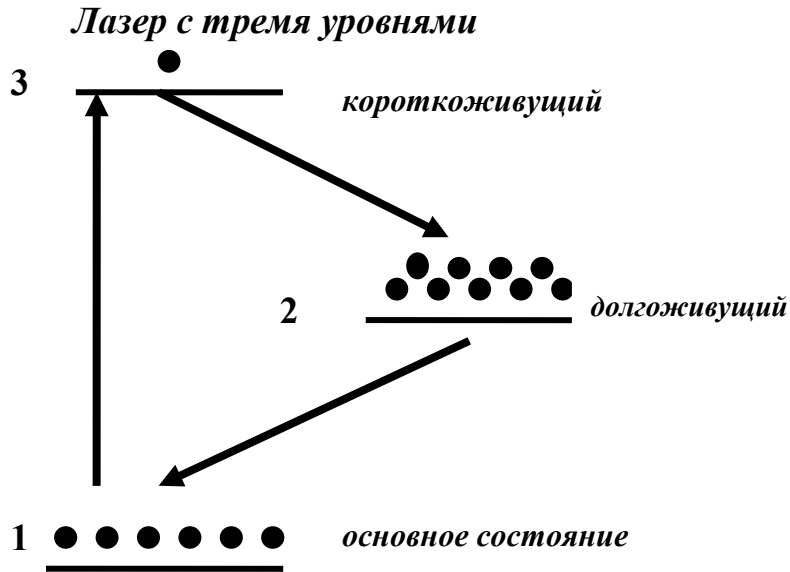


Рис. 1.6. В трехуровневой лазерной системе при очень интенсивной накачке с уровня 1 на уровень 3 можно получить на уровне 2 более высокую населенность, чем на уровне 1

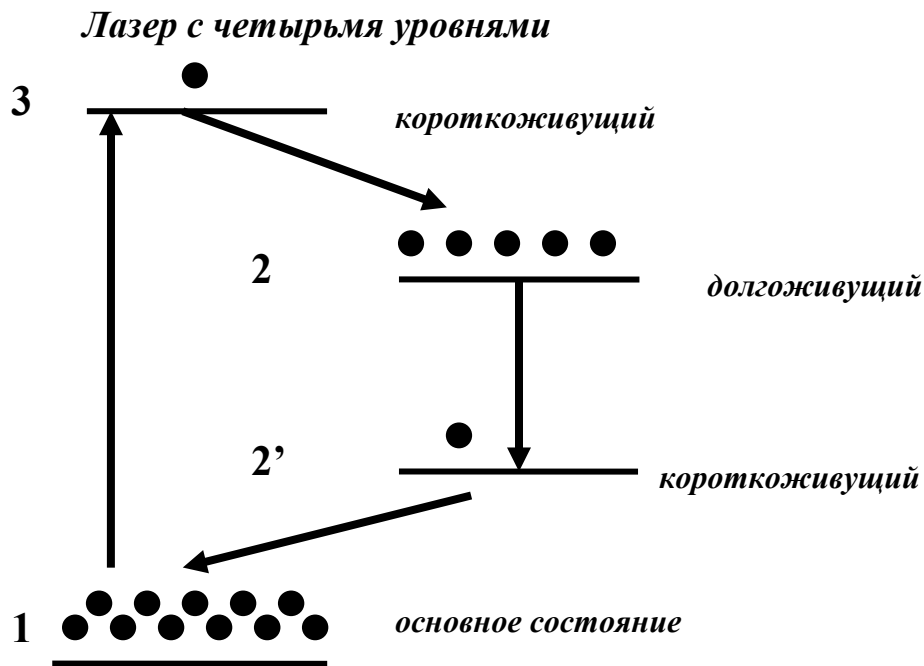


Рис. 1.7. В четырёхуровневой лазерной системе можно обеспечить даже при слабой накачке инверсию населенности на долгоживущем уровне 2 по отношению к короткоживущему уровню 2'

Если систему с тремя уровнями расширить еще на один уровень 2' между уровнем 1 и уровнем 2 (рис. 1.7), то можно избежать проблем трехуровневого лазера в отношении короткой по времени инверсии населенности, при условии, что уровень 2' является короткоживущим. Если лазерный переход осуществляется с уровня 2 на уровень 2', то уровень 2' при работе лазера постоянно опустошается на основной уровень. В этой конфигурации даже при незначительной

мощности накачки можно постоянно сохранять инверсию населенности между уровнями 2 и 2'. Поэтому лазеры с 4-мя уровнями могут работать в непрерывном режиме.

1.4. Методы оптической накачки

Как уже было упомянуто, для инверсии населенности энергетических уровней в лазерную среду должна быть введена энергия, то есть, произведена «накачка» среды.

Основные методы накачки – это облучение среды интенсивным светом (так называемая «*оптическая накачка*») и возбуждение электрическим газовым разрядом. В полупроводниковых лазерах возбуждение осуществляется непосредственно электрическим током. Для возбуждения могут быть использованы также химические реакции и другие процессы.

При оптической накачке в качестве источников света применяются интенсивные лампы-вспышки, непрерывно излучающие лампы высокого давления, а также лазеры. Лампы-вспышки излучают в широком спектральном диапазоне, поэтому они особенно подходят для оптической накачки сред с многочисленными уровнями или даже полосами возбуждения.

Для создания инверсии населенности при газообразных или парообразных лазерных активных средах применяют *газовый разряд*. В газовом разряде нейтральный газ частично распадается на ионы и электроны. В результате создающегося в разряде электрического поля электроны ускоряются и сталкиваются с атомами или ионами. При этом кинетическая энергия электронов передается партнеру по столкновению. Эта энергия непосредственно или опосредованно может быть использована для населения верхнего лазерного уровня.

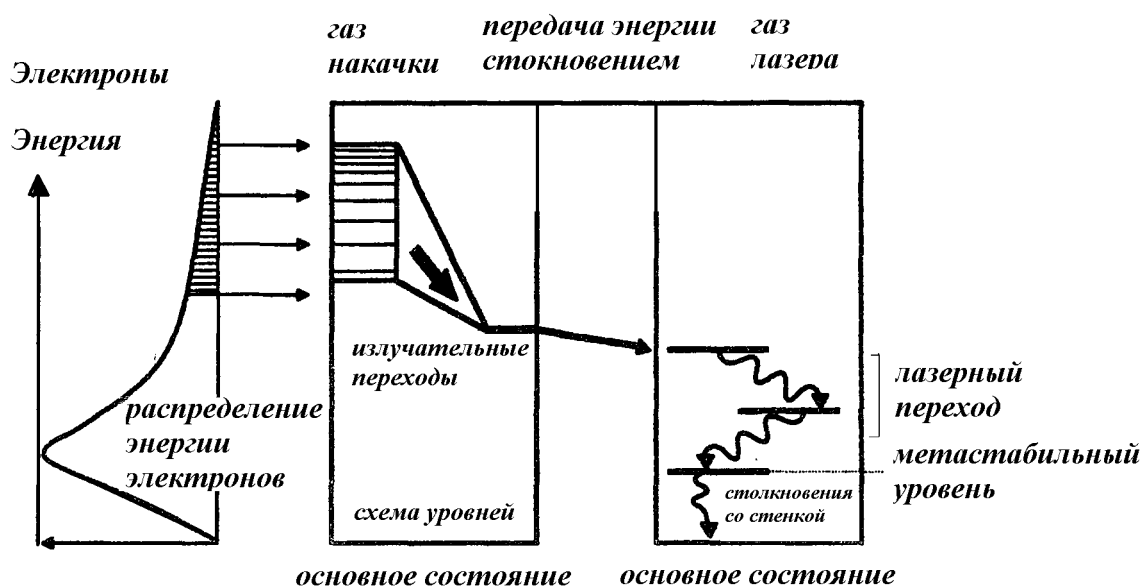


Рис. 1.8. Схема процесса возбуждения с использованием газа накачки

Плотность тока в газовых разрядах может достигать больших значений, например, в лазерах на ионах аргона $> 100 \text{ А/см}^2$, поэтому в газоразрядных ла-

зерах необходимо использовать дорогостоящие системы охлаждения разрядной трубки. Чтобы заключить разряд в очень узкие каналы, необходимы сильные магнитные поля, создающие их катушки также требуют охлаждения.

Для повышения эффективности создания инверсии населенности за счет газового разряда в активную среду часто добавляется газ накачки, имеющий метастабильный уровень, с которого верхний уровень активной среды может быть возбужден при столкновении. Этот процесс происходит следующим образом. Небольшая часть электронов высокой энергии газового разряда возбуждает высокие уровни газа накачки. Возбужденные состояния распадаются на метастабильный уровень, где накапливается энергия возбуждения. Посредством столкновений энергия накачки переносится на верхний лазерный уровень (рис. 1.8). Чтобы возбуждение посредством столкновений было эффективным, метастабильный уровень и верхний лазерный уровень должны обладать примерно одинаковой энергией.

1.5. Усилитель с обратной связью

До изобретения лазера (1960 г.) и мазера (1954 г.), уже в начале XX в. изучалась возможность генерации и усиления длинноволнового электромагнитного излучения в области радиоволн.

Важный шаг в технологии усиления сделал Мейсснер, разработав усилитель с обратной связью, в котором часть выходного сигнала подавалась на вход усилителя (рис. 1.9).

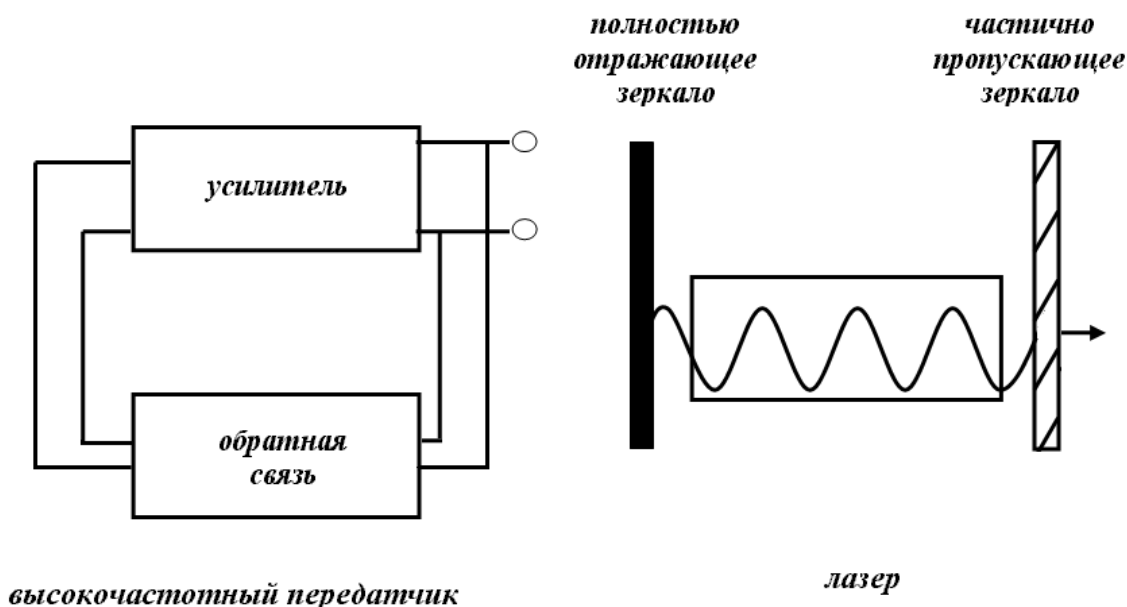


Рис. 1.9. Схема усилителя с обратной связью в высокочастотном передатчике и лазере

Важным его свойством оказалось то, что при достаточно сильной обратной связи усилитель представлял собой самовозбуждающийся генератор, причем генерация достигалась даже в отсутствие входного сигнала за счет всегда присутствующих собственных шумов усилителя.

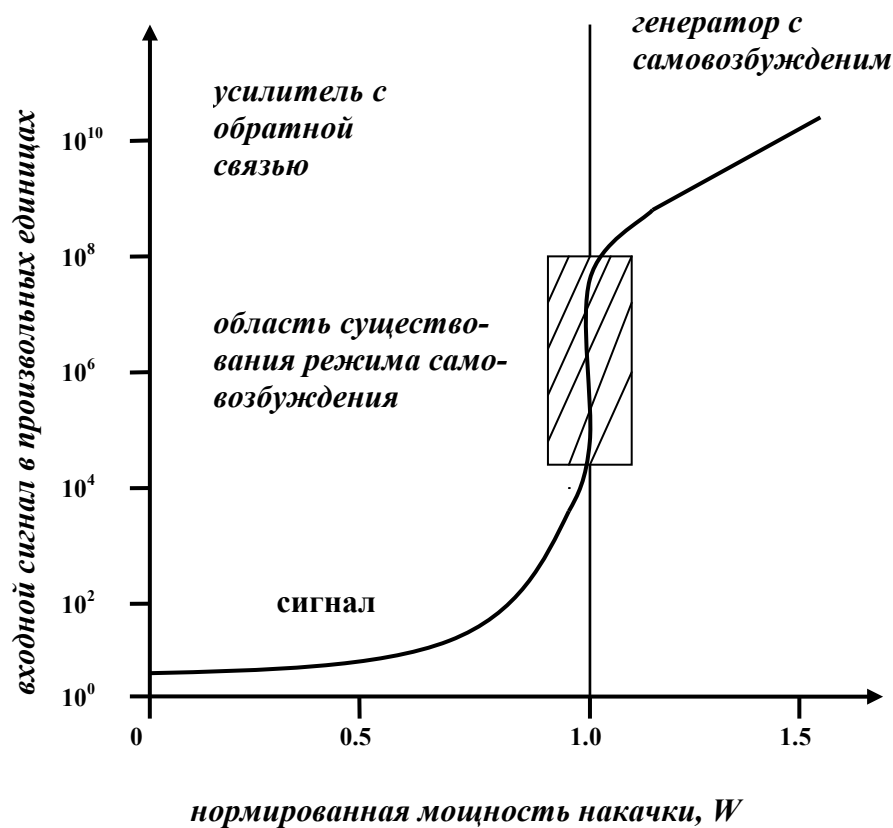


Рис. 1.10. Зависимость интенсивности выходного сигнала усилителя с обратной связью от нормированной мощности накачки W

Лазер, по аналогии с таким генератором, следует рассматривать как усилитель с обратной связью, конструктивно реализованный иначе из-за другого диапазона генерации. В частности, в лазере обратная связь реализуется путем помещения усиливающей свет активной среды лазера в резонатор. Простейший резонатор состоит из двух зеркал, которые отражают часть света, усиленного активной средой, назад в нее. Резонатор служит также своеобразным частотным фильтром, поскольку при его наличии активной средой лазера максимально усиливаются только те спектральные компоненты излучения, которые образуют стоячую волну в резонаторе. При этом длина волны излучаемого лазером света будет определяться длиной резонатора.

В большинстве случаев слабый усилитель вынужденного излучения должен быть доведен посредством увеличения обратной связи до такого уровня усиления, чтобы генератор перешел в состояние самовозбуждения. Это произойдет, когда энергия, подводимая через усилитель, превысит потери (нормированная мощность накачки $W=1$) (см. рис. 1.10). После этого за счет спонтанного излучения активной среды возникает генерация лазерного излучения.

1.6. Характеристики лазерного излучения

Лазерное излучение характеризуется тремя важными признаками (рис. 1.11):

1. излучение является когерентным, то есть все цуги волн являются синфазными, как во времени, так и в пространстве;

2. излучение является сильно коллимированным, то есть все лучи в пучке почти параллельны друг другу (на большом расстоянии лазерный пучок лишь незначительно увеличивается в диаметре);

3. лазерное излучение является монохроматическим, то есть все цуги волн имеют одинаковую длину волны, частоту.

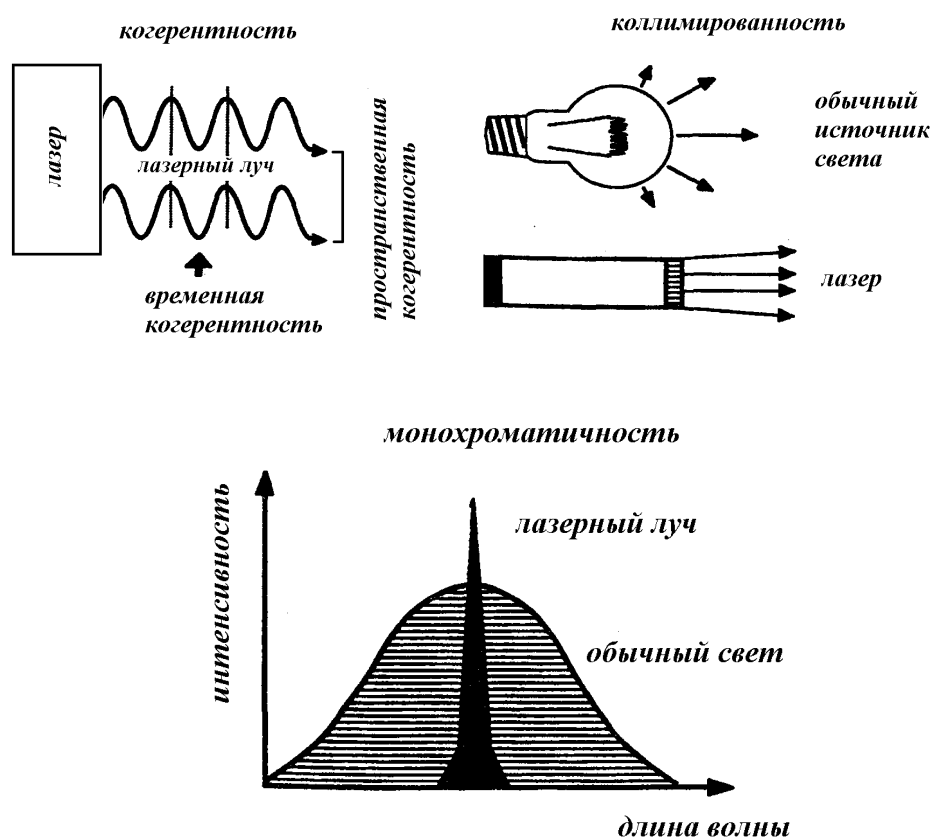


Рис. 1.11. Графическое представление когерентности, коллимированности и монохроматичности

Все эти признаки по отдельности могут быть реализованы и для других источников света, но лазер является единственным источником света, которому при-
сущи все три признака одновременно.

Кроме того, с помощью лазера можно обеспечить очень высокую мощность излучения. Мощность излучения непрерывных медицинских лазеров составляет от 0,01 до 100 Вт. Если мощность лазера сконцентрировать в фокусе

линзы, то в этом месте можно получить значительную плотность мощности. Плотность мощности и время воздействия являются основными параметрами лазерного пучка, определяющими его влияние на биоткань. Плотность мощности определяется как отношение мощности лазерного излучения к поперечному сечению пучка.

Контрольные вопросы

1. Суть корпускулярной теории света.
2. Суть волновой теории света.
3. Трактровка процесса поглощения света веществом.
4. Процессы спонтанного и вынужденного излучения.
5. Инверсия заселенностей и методы ее получения.
6. Особенности достижения инверсии заселенностей в трехуровневых и четырехуровневых средах.
7. Назначение резонатора лазера.

Литература

1. Карлов Н.В., Лекции по квантовой электронике. – М.: «Наука», 1983.
2. Ахманов С.А., Никитин С.Ю., Физическая оптика – М.: Издательство МГУ, 1998.
3. Евтушенко, Г.С. Аристов, А.А. Лазерные системы в медицине. – Томск: Издательство ТПУ, 1998.
4. Прикладная лазерная медицина: Учебное и справочное пособие / Х.П. Берлиен, Г. Мюллер (ред). – М.: Интерэксперт, 1997.

Глава 2. ЛАЗЕРЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

2.1. Классификация лазеров по физико-техническим параметрам

Лазеры можно классифицировать следующим образом:

1. По типу активной среды. В качестве таковой используются:

- свободные атомы, ионы, молекулы, ионы молекул в газах или парах;
- молекулы красителей, растворенные в жидкостях;
- атомы, ионы, встроенные в твердое тело;
- легированные полупроводники;
- свободные электроны.

2. По способу накачки:

- газоразрядные, то есть возбуждение активной среды осуществляется в газовом разряде;
- лазеры с оптической накачкой;
- лазеры с накачкой потоками (пучками) частиц (электронами и тяжелыми частицами);
- химические, то есть такие, в которых накачка осуществляется в процессе химической реакции;
- другие виды накачки, например, осколками ядерных реакций.

3. По режиму работы:

- непрерывного, либо квазинепрерывного действия;
- импульсного, в том числе импульсно-периодического действия.

В зависимости от вида лазерной среды, различают газовые, жидкостные, полупроводниковые и твердотельные лазеры. Лазерные активные среды можно различать по тому, формируют ли они дискретные линии генерации или сплошные в некотором диапазоне длин волн области генерации.

В настоящее время активные среды различных лазеров перекрывают диапазон генерации от ультрафиолетовой области спектра (100 нм) до миллиметровых длин волн в дальнем ИК-диапазоне.

Типичные мощности, снимаемые в настоящее время с лазеров, лежат в диапазоне от единиц мВт до нескольких кВт – для непрерывного режима, а энергии в импульсе могут достигать тысяч джоулей. Типичный коэффициент полезного действия лазеров варьируется от сотых долей до единиц процентов в видимой области спектра генерации, и до десятков процентов – в ближней ИК-области.

Наиболее широкое медицинское применение получили сейчас CO_2 – лазеры, лазеры на ионах аргона и криптона, *Nd:YAG* – лазеры непрерывного и импульсного режима, лазеры на красителях непрерывного и импульсного режима, *He - Ne* -лазер и *GaAs* – лазеры. Эксимерные лазеры, *Nd:YAG* – лазеры с удвоением частоты, *Er:YAG* – лазеры и лазеры на парах металлов также все шире применяются в медицине (см. рис. 2.1). Характеристики основных типов лазеров, наиболее часто применяемых в медицине, представлены в таблице 2.1.

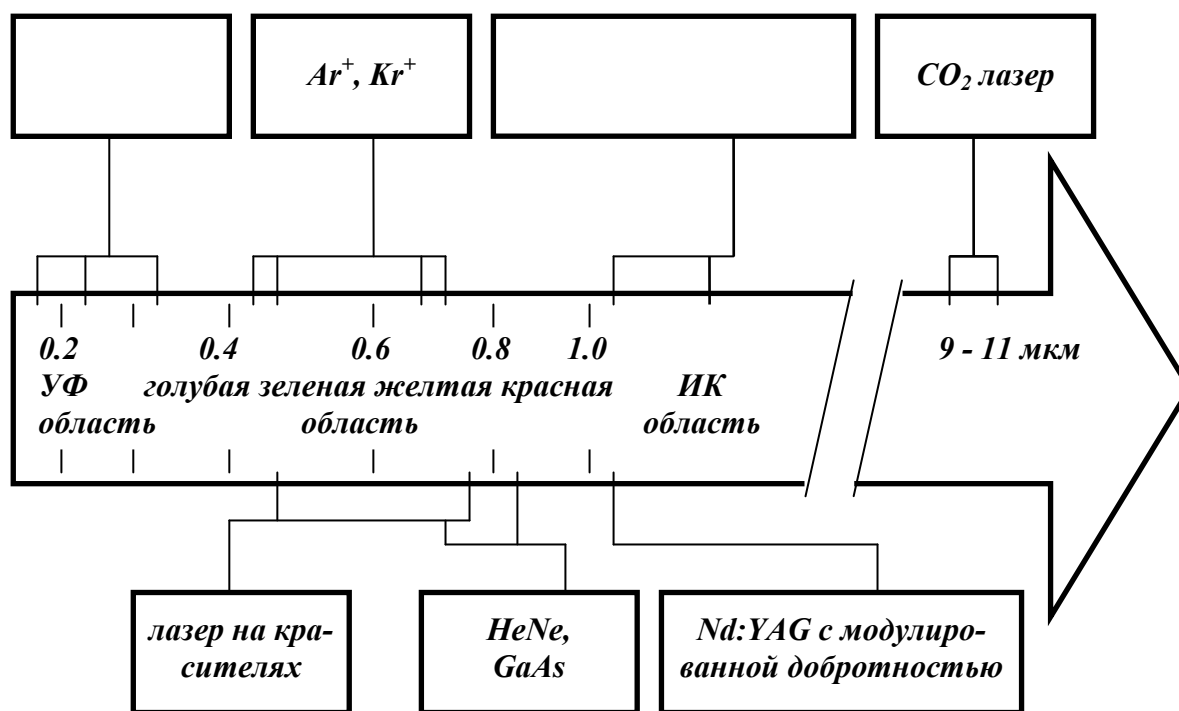


Рис. 2.1. Типы лазеров, наиболее часто применяемые в медицине

Таблица 2.1

Основные типы лазеров, используемых в медицине

Название	Длина волны, мкм.	Режим работы	КПД, %	Мощность, Вт (средн.)	Ресурс, час
1. Гелий-неоновый (He-Ne-лазер)	0.63, 1.15 3.39 и др.	непрерывный	< 0.1	< 0.2	> 10000
2. Аргоновый (Ar^+ -лазер)	0.49, 0.51 и др.	непрерывный	< 0.1	> 500	300
3. Лазер на парах меди (Cu-лазер)	0.51, 0.58	импульсно-периодический ($f=1-100$ кГц)	> 1	> 500	1000
4. Гелий-кадмиевый (He-Cd-лазер)	0.44, 0.32	непрерывный	< 0.1	< 0.2	1000
5. CO_2 -лазер	10.6	непрерывный импульсный	> 30	> 1000	500
6. Эксимерный XeCl-лазер	0.3	импульсный	> 1	> 100	300
7. Неодимовый Nd^+ -лазер	1.06	импульсный непрерывный	> 1	> 100	500
8. Полупроводниковые лазеры	0.6 - 40 (дискретно)	непрерывный импульсный	> 70	> 1	1000
9. Лазеры на красителях (Dye-лазеры)	0.3 - 0.8 (плавно)	непрерывный импульсный	> 10	> 100	300

Ниже представлен обзор лазеров, представляющих интерес для медицинских и биологических приложений.

2.2. Гелий-неоновый лазер

Гелий-неоновый (*He-Ne*) лазер был первым лазером коммерческого уровня с непрерывным режимом работы. Активная среда в нем представляет собой смесь газов гелия и неона в соотношении 10:1, находящуюся в стеклянной трубке под низким давлением. Собственно активной средой здесь является неон, а гелий служит средой накачки. Принципиальная схема He-Ne-лазера показана на рисунке 2.2.

В данном лазере используется накачка электрическим разрядом. В электрическом разряде часть атомов неона из основного состояния 0 переходит в возбужденные состояния 2,3,4,5 и т.д. (рис. 2.3). Инверсия может достигаться вследствие большой скорости накачки уровней 3,4 по сравнению с меньшей скоростью накачки уровней 1,2. Однако в чистом неоне инверсию получить невозможно, поскольку населенность долгоживущего (метастабильного) уровня 1 значительно превышает населенности уровней 3,4. Эту трудность впервые преодолели Джаван, Беннет и Херриот в 1960 г., используя смесь газов – гелия и неона. Энергии двух метастабильных уровней гелия близки к энергиям уровней 3 и 4 атома неона, поэтому при столкновениях возбужденных атомов гелия (в состояниях 1 и 2 *HeI*) с невозбужденными атомами неона последние переходят в состояния 3 и 4 *NeI*. Эти состояния и используются как верхние уровни линий генерации неона.

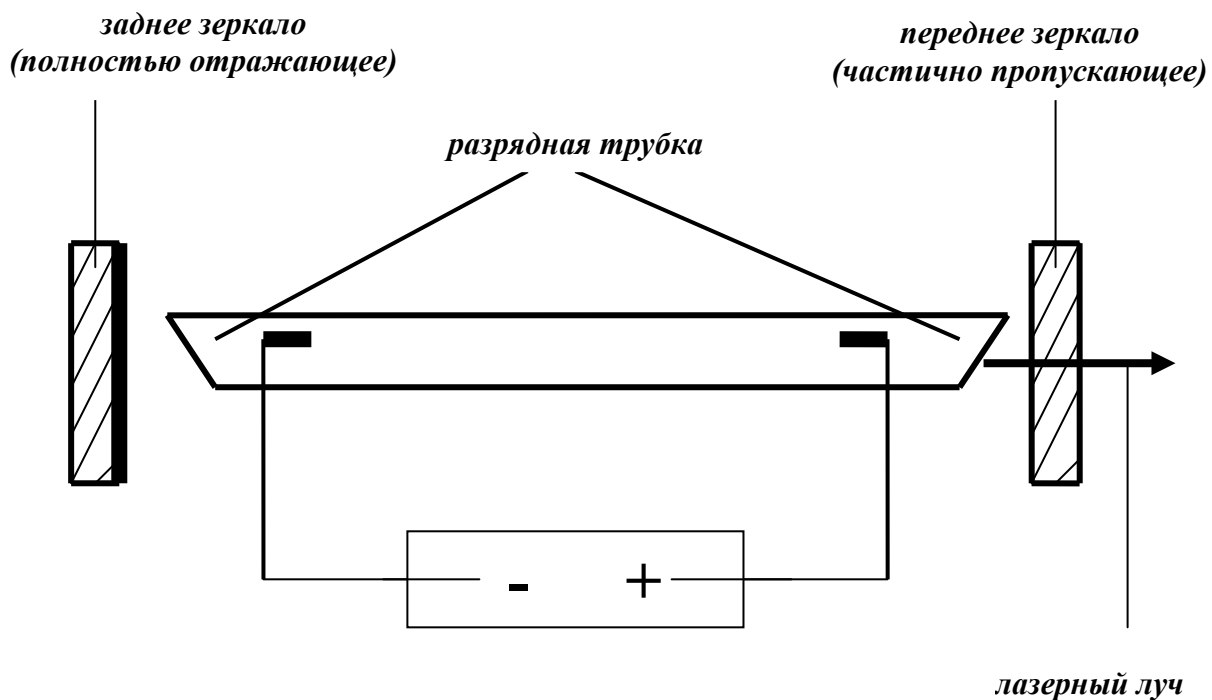


Рис. 2.2. Принципиальная схема гелий-неонового лазера

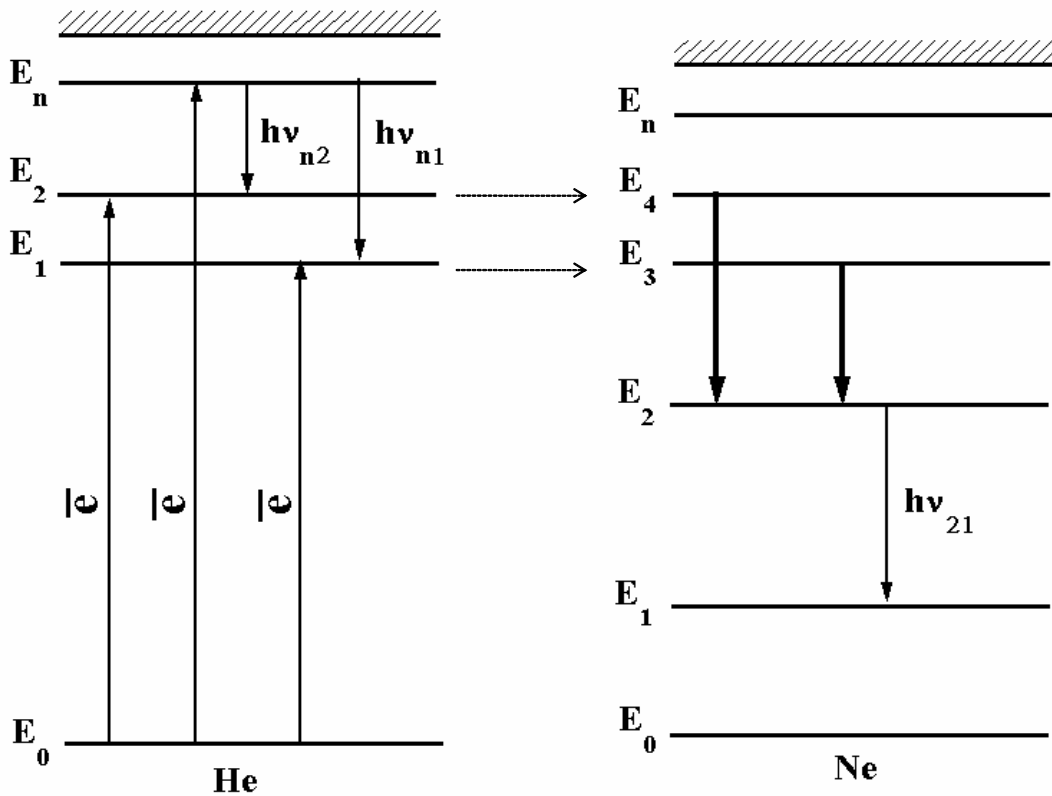


Рис. 2.3. Упрощенная схема уровней в смеси атомов гелия и неона

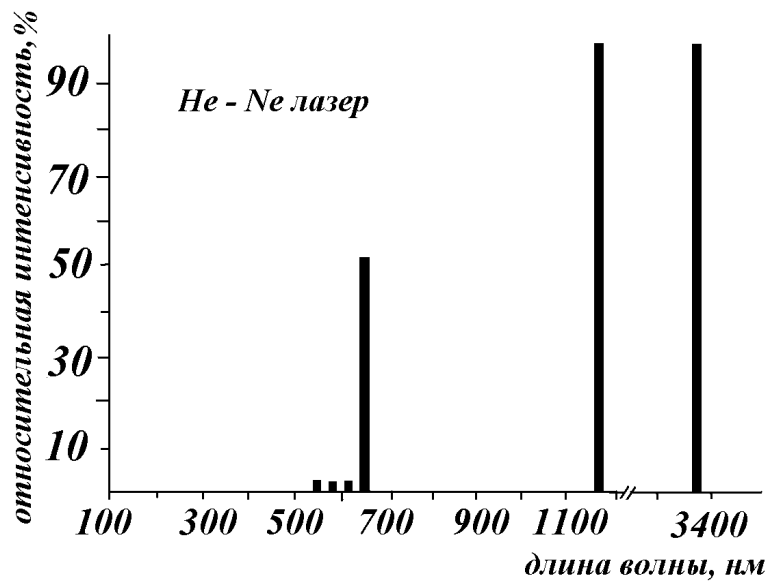


Рис. 2.4. Относительная интенсивность линий генерации He-Ne-лазера

Выбором условий разряда (давлений гелия и неона, напряжения и тока разряда) можно добиться преимущественной накачки уровня 4 неона (реализуется генерация на длине волны 632.8 нм), либо уровня 3 (реализуется генерация в ближней ИК-области спектра – 1.15 и 3.39 мкм).

Смесь **He-Ne** обеспечивает около 200 линий генерации [9], из них наиболее часто используются красная линия 632,8 нм, линии ИК-диапазона – 1152 и 3391 нм. Имеются промышленные He-Ne-лазеры, которые излучают в зеленой

области спектра на длине волны 543 нм, в желтой – на длине волны 594 нм, в оранжевой – на длинах волн 604 и 612 нм.

Относительная интенсивность линий He-Ne-лазера показана на рис. 2.4. Как видно из рисунка, линия 3391 нм конкурирует с линиями в видимой области спектра, поэтому ее обычно пытаются подавить.

He-Ne – лазеры работают в непрерывном режиме излучения. Хотя у них низкая выходная мощность, они надежны в эксплуатации, удобны и относительно недороги. Дополнительные их достоинства – узость спектрального состава (высокая монохроматичность) излучения и стабильность частоты. Именно благодаря этим качествам **He-Ne** – лазер находит широкое применение в измерительных приборах, бытовой технике, системах оптической связи и т.д. В медицине он получил широкое распространение как источник излучения для низкоинтенсивной терапии.

2.3. Лазер на углекислом газе (CO_2 -лазер)

Принципиальная схема CO_2 -лазера изображена на рисунке 2.5. В качестве активной среды в CO_2 -лазере применяется смесь гелия, азота и углекислого газа. Соотношение смеси обычно составляет 4,5% – CO_2 , 13,5% – N_2 и 82% – **He**.

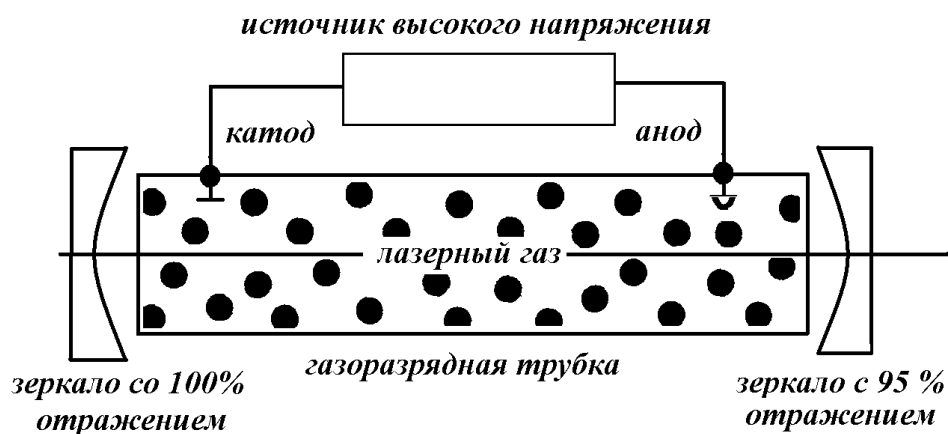


Рис. 2.5. Принципиальная схема CO_2 -лазера

В процессе генерации непосредственно участвуют молекулы азота и углекислого газа, а гелий служит для повышения КПД лазерного процесса. Изготавливаются лазерные системы на CO_2 с замкнутым (отпаянным) или открытым контуром для газовой смеси. В замкнутом контуре смесь выкачивается из резонатора и снова подается в него после охлаждения или регенерации, благодаря чему обеспечивается большой срок эксплуатации. В открытом контуре газовая смесь CO_2 -лазера непрерывно прокачивается из газового баллона через лазерный резонатор. Этот вариант CO_2 -лазера имеет более простую техническую реализацию.

Процесс лазерной генерации в CO_2 -лазере происходит следующим образом. Для генерации используется переход между двумя колебательными состояниями молекулы углекислого газа (см. рис. 2.6).

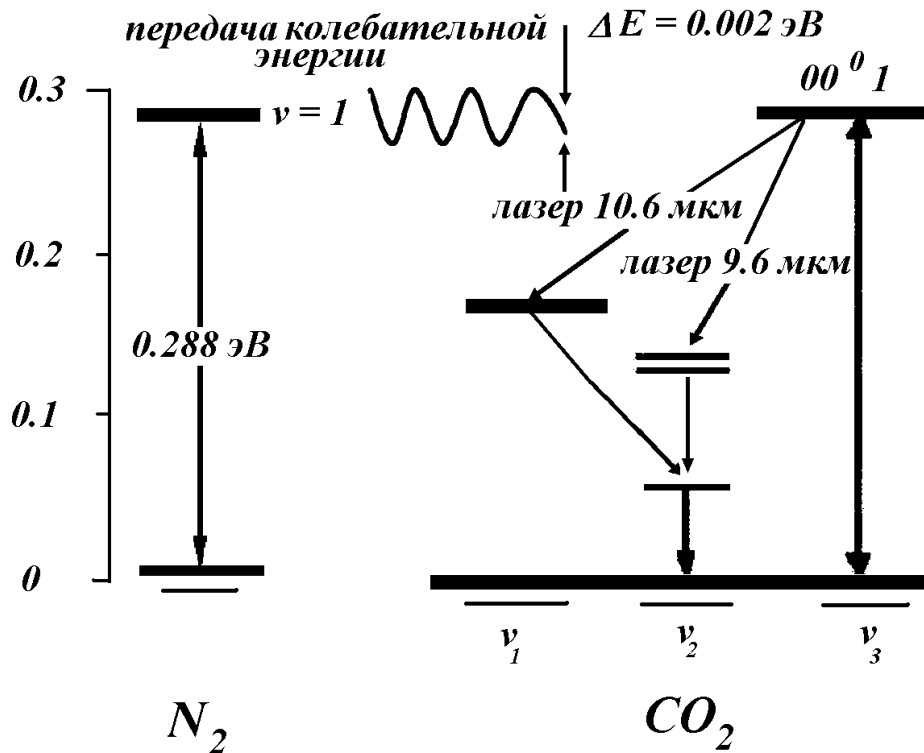


Рис. 2.6. Схема уровней CO_2 -лазера

Накачка молекулы CO_2 в основном происходит путем передачи энергии от возбужденных молекул азота. Молекулы азота являются хорошим накопителем энергии вследствие их относительно долгого времени нахождения в возбужденном состоянии. В CO_2 -лазере эти молекулы возбуждаются электрическим разрядом постоянного тока, либо током высокой частоты, а затем при столкновении передают энергию на верхний уровень линии генерации молекулы CO_2 . Гелий при столкновении с молекулами молекулы CO_2 ускоряет опустошение нижнего уровня линии генерации молекулы CO_2 .

Наиболее сильные лазерные линии CO_2 -лазера, находящиеся в диапазонах генерации, расположенных в области 10,6 мкм и 9,6 мкм. На верхнем лазерном уровне молекулы CO_2 C- и O-атомы колеблются вдоль одной линии асимметрично друг другу. При переходе с верхнего лазерного уровня (ν_3) в симметричное колебание C- и O-атомов на одной линии (ν_1) излучается фотон с длиной волны 10,6 мкм. При переходе с верхнего лазерного уровня (ν_3) в симметричное изгибное колебание молекулы CO_2 (ν_2) происходит эмиссия излучения с длиной волны 9,6 мкм. На рис. 2.7 изображены возможные длины волн спектра генерации CO_2 -лазера и их относительная интенсивность.

CO_2 -лазер, в зависимости от вида разряда, может работать как в непрерывном, так и в импульсном режиме (типичная продолжительность импульса 1 мкс).

Достоинства CO_2 -лазера:

- высокая мощность излучения (до 10 кВт и выше в непрерывном режиме);
- высокий КПД (до 70%);

– большой ресурс работы активного элемента и лазера в целом (более 1000 часов).

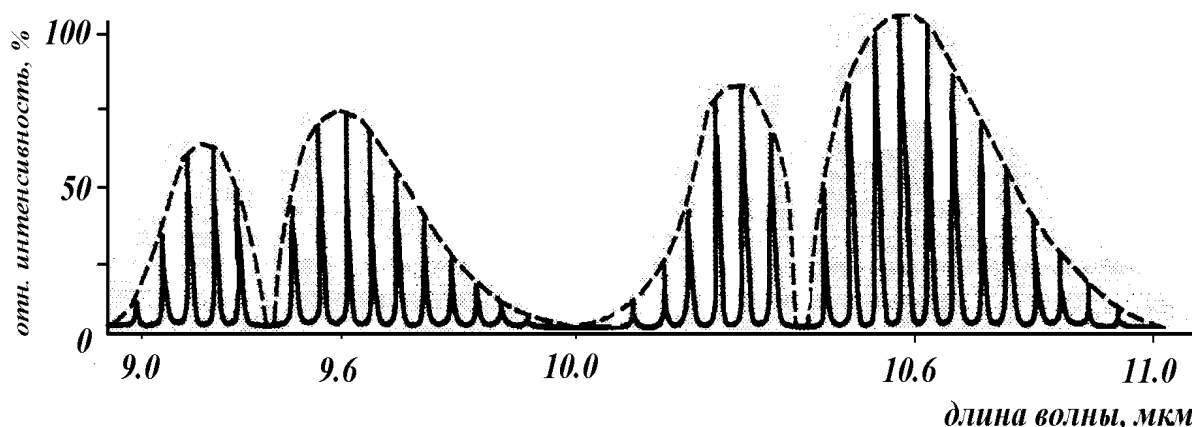


Рис. 2.7. Линии генерации CO_2 -лазера и их относительная интенсивность

Область медицинских приложений CO_2 -лазера – это, прежде всего, лазерная хирургия. «Лазерный скальпель» на базе CO_2 -лазера мощностью 100 Вт используется в клинике НИИ онкологии г. Томска.

2.4. Твердотельные лазеры

Рубиновый лазер

Впервые стимулированное излучение в оптическом диапазоне спектра (красной области – 0.69 мкм) с твердым телом – рубином было получено в 1960 г. Мейманом [10].

Рубин – это твердое кристаллическое вещество. Основой его является корунд – диэлектрический кристалл окиси алюминия (Al_2O_3). Рубином он становится тогда, когда небольшую часть атомов Al в этом кристалле заменяют ионы хрома – Cr^{3+} . В рубине, обычно употребляемом для лазеров, на каждый см^3 кристалла приходится около 10^{19} атомов Cr , что составляет 10^{-4} от полного числа атомов. Именно при добавлении хрома кристалл принимает красный, свойственный рубину цвет. Структура уровней хрома показана на рис. 2.8. Из рисунка видно, что имеется основное состояние E_1 и два возбужденных состояния E_{2a} и E_{2b} . Переходы между ними и уровнем E_1 и используются для генерации света. Наряду с узкими уровнями E_1 , E_{2a} и E_{2b} , имеются две сравнительно широкие полосы энергий E_3 и E_4 . Длина волны излучения, соответствующая переходам между уровнями E_2 и E_1 , около 700 нм (область красного света), переходы между уровнями полосы E_3 и уровнем E_1 лежат в зеленом интервале спектра, а переход $E_4 - E_1$ – в голубом. Основным рабочим переходом является переход с длиной волны 0,6943 мкм.

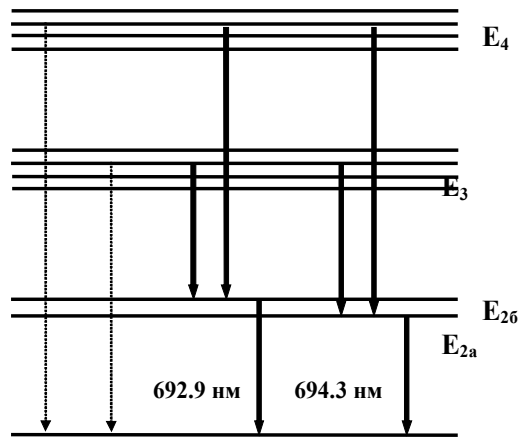


Рис. 2.8. Энергетический спектр примесных атомов хрома в рубине [1]

Накачку осуществляют лампой, работающей в импульсном режиме с длительностью около 1 мс. По этой причине рубиновый лазер излучает импульсы света, длительностью несколько меньшей 1 мс, так как некоторое время нужно для создания инверсной населенности и начала генерации. Лазерный импульс имеет сложную структуру, состоящую из множества отдельных пучков длительностью 1 мкс каждый, следующих с интервалом 1–10 мкс. Скорость повторения вспышек лампы-накачки определяется временем, необходимым для охлаждения лазерного рубинового стержня, и составляет обычно несколько импульсов в секунду. Типичные импульсные мощности рубинового лазера с длиной стержня 20–25 см и диаметром 1,5 см в этом режиме составляют десятки кВт.

На рис. 2.9 приведена типичная схема рубинового лазера. В качестве резонатора используется система из двух плоскопараллельных зеркал Z_1 и Z_2 (резонатор Фабри-Перо). Модулятор добротности резонатора (на рисунке – МД) позволяет получать короткие и мощные импульсы. В состав модулятора добротности входит ячейка Поккельса (оптический затвор), которая не прозрачна до определенных плотностей потока световой энергии, а при превышении порога – открывается. Призма Глана (поляризатор) предназначена для создания на вы-

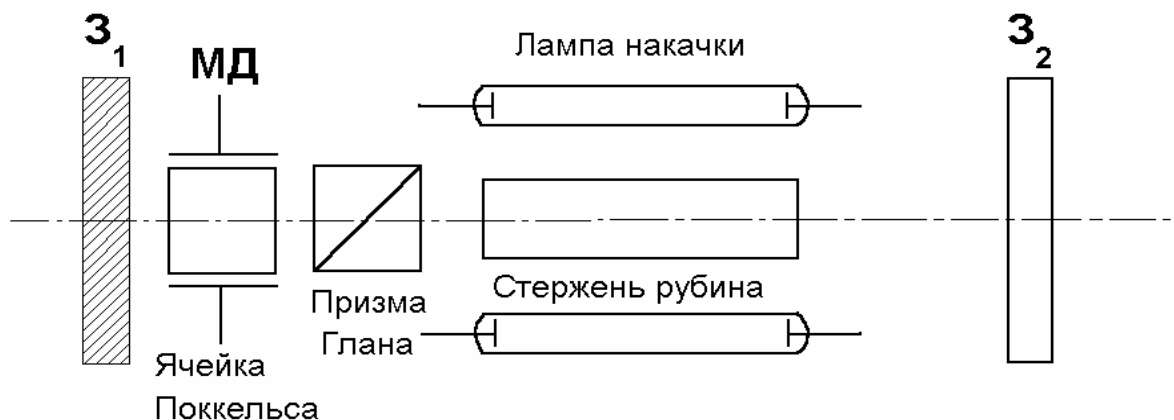


Рис. 2.9. Блок-схема рубинового лазера

ходе лазера поляризованного света. Рубиновый лазер в настоящее время используется не так активно как ранее, из-за наличия более эффективных твердотельных и полупроводниковых лазеров. Вместе с тем, в задачах оптики атмосферы, в том числе в Институте оптики атмосферы СО РАН, этот лазер используется до сих пор, в частности, для зондирования паров воды. В медицине этот лазер широко используется в офтальмологии, с его помощью приваривают сетчатку глаза. Несколько таких установок работают в клиниках г. Томска.

Лазер на алюмо-иттриевом гранате

Твердотельный лазер на основе неодимового стекла с длиной волны излучения 1,06 мкм был создан в 1961 г. Снитцером [11]. В нем в обычное стекло введены атомы неодима.

Достоинствами ***Nd:YAG***-лазера являются простота и компактность конструкции, высокая средняя мощность излучения. ***Nd:YAG***-лазеры работают как в импульсном, так и непрерывном режиме и дают среднюю выходную мощность до 1000 Вт. Эффективность ***Nd:YAG***-лазера составляет 2–15% в зависимости от типа возбуждения.

Генерация в неодимовом лазере осуществляется на переходах ионов неодима (Nd^{3+}), которые вводятся в основной материал. Среди последних выделяется алюмо-иттриевый гранат (YAG), который имеет относительно высокую теплопроводность, большую механическую стабильность, хорошие оптические свойства и может быть выращен до больших размеров. Типичные стержни кристалла имеют диаметр 3–7 мм и длину 9–150 мм.

Nd:YAG-лазер является лазером с четырьмя уровнями (см. лекцию 1), их расположение и основной лазерный переход показаны на рис. 2.10. При поглощении света ламп накачки ионы Nd^{3+} возбуждаются из основного уровня 1 в состояние 2. Вследствие быстрых безызлучательных переходов населяется метастабильный (долгоживущий) уровень 3. При этом возникает инверсия населенности на переходе 3–4, дающая возможность лазерной генерации на длине волны 1,064 мкм. Некоторые лазеры могут излучать на переходе 3–4" на длине волны 1,32 мкм. На рисунке 2.11 показана относительная интенсивность линий генерации ***Nd:YAG***-лазера.

Чаще всего активная среда одновременно служит оптическим резонатором: зеркала резонатора напыляются непосредственно на торцах кристаллического стержня.

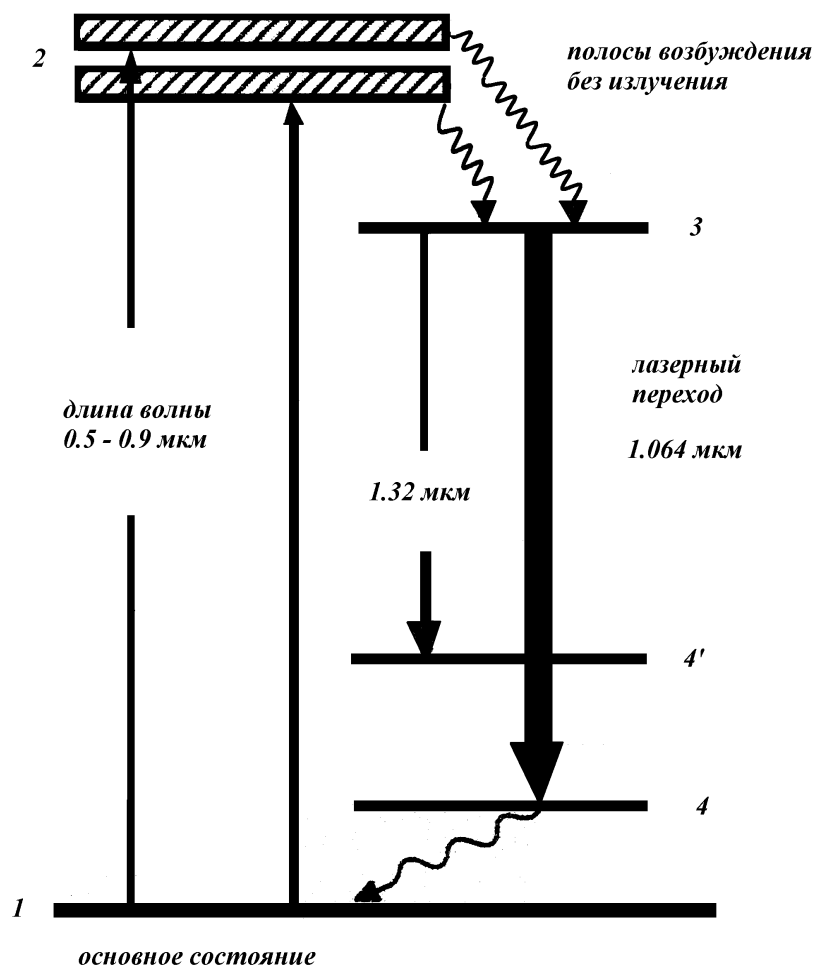


Рис. 2.10. Расположение энергетических уровней и основной лазерный переход

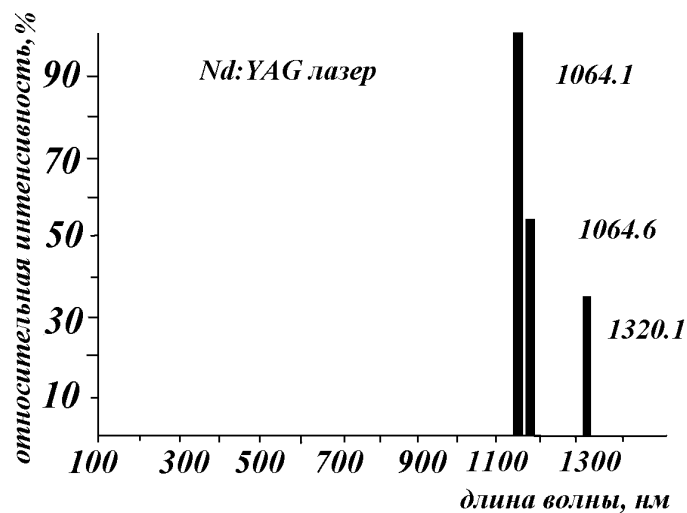


Рис. 2.11. Относительная интенсивность линий генерации Nd:YAG-лазера

Nd:YAG-лазер является на сегодняшний день наиболее широко используемым твердотельным лазером, в том числе в медицине и медицинской диагностике.

Импульсные твердотельные лазеры в ближнем ИК-диапазоне с добавками тулия, гольмия и эрбия в лазерном кристалле

Твердотельные лазеры, работающие в ближнем ИК-диапазоне (длины волн от 2 мкм до 3 мкм), к которым относятся твердотельные лазеры с добавками тулия, гольмия и эрбия в лазерном кристалле, имеют ряд преимуществ по сравнению с другими импульсными лазерами при медико-биологических приложениях:

- излучение в этой области обладает относительно малой глубиной проникновения из-за сильного поглощения в структурах ткани с высоким содержанием воды, что приводит к образованию сравнительно узких зон повреждения на границах облучаемой области;

- даже при превышении пороговой мощности облучения не отмечается мутагенного воздействия на ткань в силу малой энергии фотона;

- простое устройство этих лазеров делает их недорогими и надежными.

Существенным недостатком лазера на кристаллах эрбия с областью генерации около 3 мкм является ограниченная возможность передачи излучения по гибким световодам: для передачи излучения в этой области подходят лишь световоды из соединений галогенидов (фторид циркона, фторид алюминия) или сапфира. Такие световоды значительно уступают кварцевым световодам по механическим характеристикам. По этой причине господствующее положение на рынке твердотельных лазеров заняли гольмиевые лазеры. Их излучение может передаваться на необходимые в практике расстояния (2-3) метра, с помощью кварцевых световодов с низкими оптическими потерями.

Лазерные среды

В качестве активных лазерных сред могут использоваться различные кристаллы, состоящие из основной решетки (чаще, *YAG*-кристалла), в которой отдельные ионы заменены на ионы редкоземельных элементов – тулия, гольмия и эрбия.

Методы накачки

Поскольку кристаллы твердотельных лазеров в основном являются непроводящими материалами, процесс возбуждения должен иметь оптическую природу. Для этого предпочтительны лампы-вспышки высокого давления (ксеноновые или криптоновые), которые характеризуются широким спектром возбуждения. Другая возможность оптической накачки – использование лазеров накачки (например, диодного или криптонового). Поскольку они излучают на единственной длине волны, возможно целенаправленное заселение возбужденных уровней. Этот способ накачки является очень эффективным для получения инверсии населенности (КПД более 40%). Из-за нагрева лазерного кристалла фотонами источника накачки, лазеры с накачкой лампами высокого давления используются преимущественно в импульсном режиме работы. Типичные значения КПД лежат в пределах от 0,5% до 5%. Характеристики описанных в данном разделе твердотельных лазеров сведены в таблицу 2.2.

Различие между гольмиевым и тулиевым лазерами, с одной стороны, и эрбиевым, с другой, заключается в разной глубине проникновения их излучения в структуры тканей, содержащих воду (см. рис. 2.12).

Таблица 2.2.
Характеристики лазерных систем в ИК-диапазоне [9]

Ион	Tm^{3+}	Ho^{3+}	Er^{3+}
Длина волны лазера, мкм	2.01	2.12	2.78/2.94
Глубина проникновения в воде, мкм	200	4	5

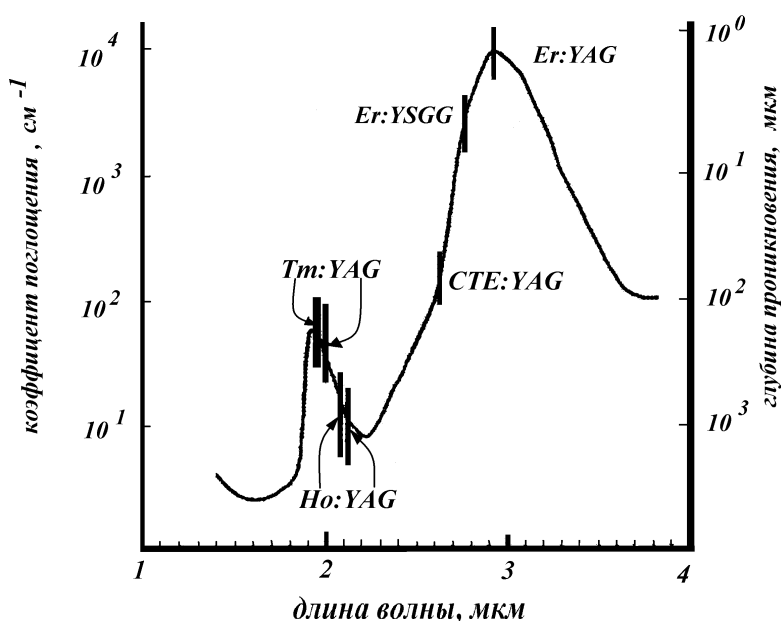


Рис. 2.12. Коэффициент поглощения воды и глубина проникновения в ближнем ИК-диапазоне в зависимости от длины волны излучения

2.5. Газовые лазеры на ионах благородных газов

Рабочими веществами в этих лазерах являются ионизированные инертные газы (неон, аргон, криптон, ксенон). При этом для эффективной накачки верхнего состояния необходимо вначале затратить большую долю энергии на ионизацию частиц и только потом – на возбуждение верхних рабочих состояний.

Аргоновый лазер является примером ионного лазера, в котором активной средой служит инертный газ. Принципиальная схема газового ионного лазера показана на рисунке 2.13.

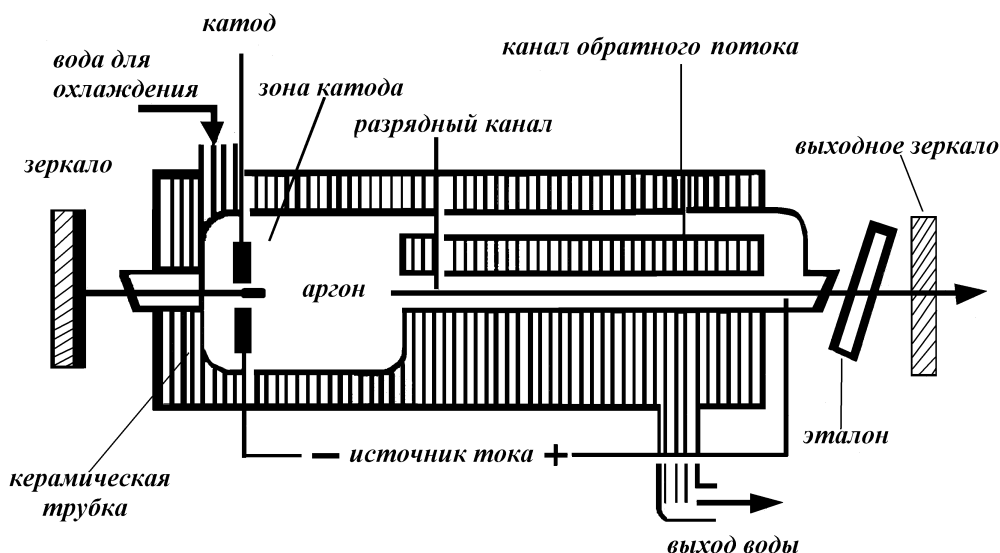


Рис. 2.13. Принципиальная схема газового ионного лазера

Лазерные трубки должны иметь хорошую теплопроводность и прочность по отношению к ударному воздействию ионов, поэтому наряду с кварцем применяются такие материалы, как графит или окись бериллия. Магнитные катушки, расположенные вокруг разрядной трубки, концентрируют плазму в центре трубки, благодаря чему уменьшается ударная нагрузка трубки и одновременно повышается эффективность лазерного процесса. Так как разряд происходит в узкой разрядной трубке по типу ионного насоса, то ионы аргона концентрируются перед анодом и отсутствуют в катодном пространстве, что препятствует повторному возбуждению.

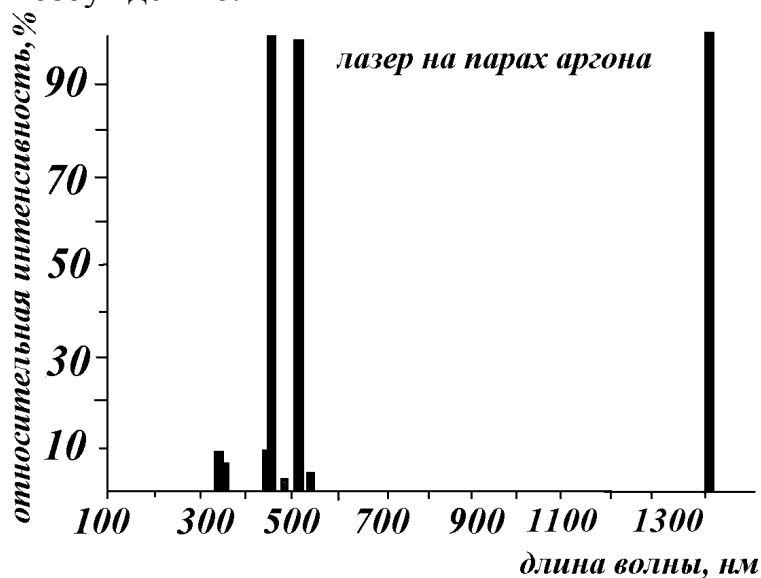


Рис. 2.14. Относительная интенсивность линий генерации лазера на ионах аргона

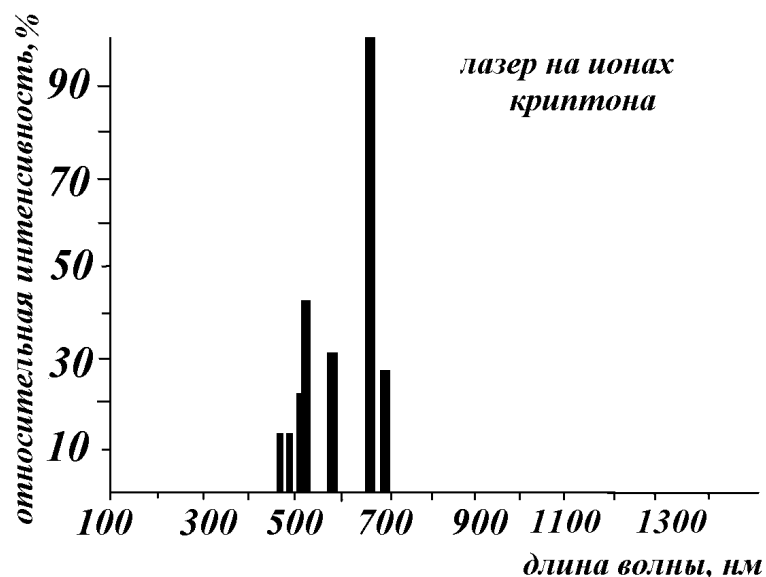


Рис. 2.15. Относительная интенсивность линий генерации лазера на ионах криптона

Подача энергии осуществляется электрическим разрядом. КПД аргонового лазера низок (около 0,001%), и возникает много неиспользованного тепла, что требует системы охлаждения.

Лазер на ионах криптона работает по тому же принципу. Лазер излучает в спектральном диапазоне от 350 до 800 нм. Наиболее интенсивные линии – 530,9 нм (в зеленой области спектра), 568,2 нм (в зелено-желтой области) и 676,4 нм (в красной области спектра). Предельная мощность криптонового лазера (5–10 Вт) меньше, чем у лазера на ионах аргона (до 30 Вт). Относительная интенсивность линий лазера на ионах аргона и лазера на ионах криптона показана на рисунках 2.14 и 2.15. Ионные лазеры, как правило, излучают в непрерывном режиме.

В медицине аргоновый лазер используется для коагуляции внутренних кровотечений, в дерматологии, известны примеры использования его для хирургических целей.

2.6. Лазеры на красителях

Лазер на красителе, в отличие от большинства других лазеров, дает возможность значительной перестройки длины волны. С помощью нескольких красителей можно перекрыть диапазон спектра 400-900 нм. Это открывает широкие возможности для применения данных лазеров в лазерной терапии и диагностике.

По конструктивной схеме различают два типа лазеров на красителе: это импульсный лазер с кюветой красителя и непрерывный струйный лазер.

На рисунке 2.16 показана схема лазера на красителе с накачкой от лампы-вспышки. Лампа-вспышка и кювета окружены эллиптическим зеркалом, благодаря чему весь свет лампы-вспышки фокусируется на кювете. Для увеличения срока службы красителя содержимое кюветы прокачивается и охлаждается.

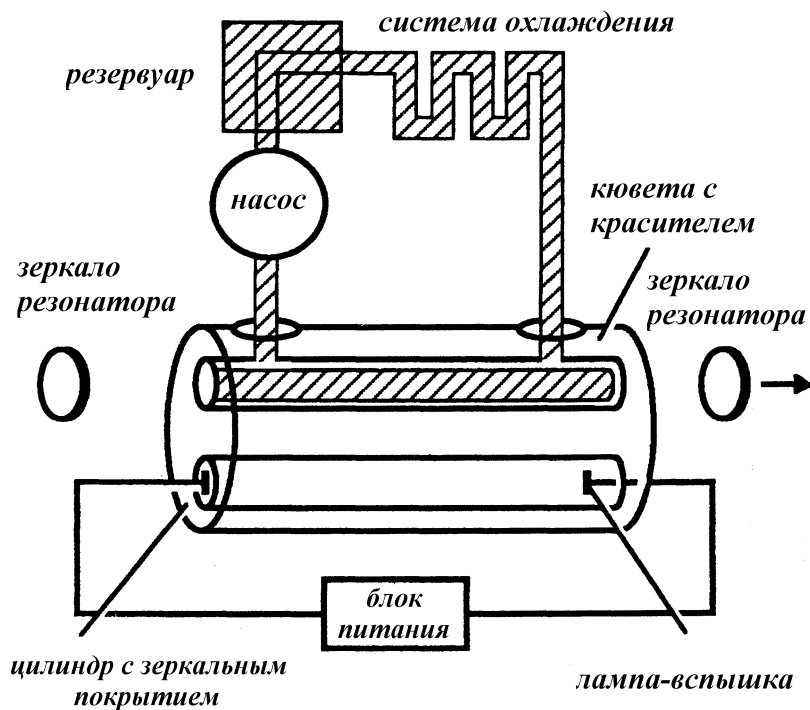


Рис. 2.16. Схема лазера на красителе с накачкой от лампы вспышки

В лазерах на красителе с непрерывным режимом работы применяют свободно распыляемую струю, так называемый «джет», когда краситель прокачивается через небольшое плоское сопло, а возбуждение осуществляется в свободной струе лазером накачки.

В качестве лазерной активной среды применяются различные красители. Типичный представитель этих ароматических молекул с сопряженными двойными связями – это родамин 6G (R 6G), структурная формула которого изображена на рисунке 2.17.

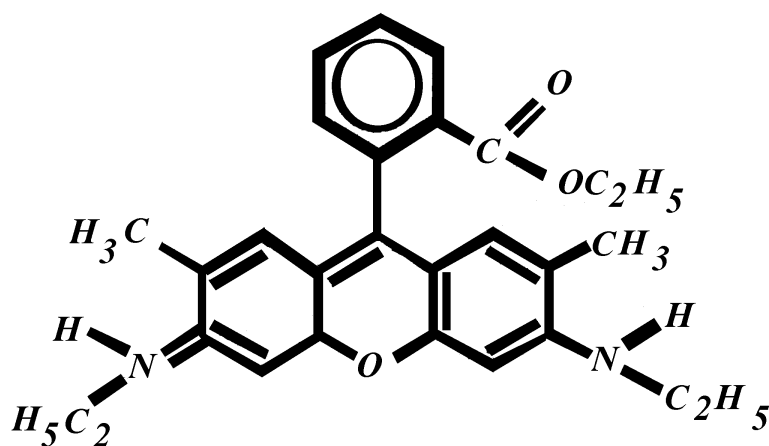


Рис. 2.17. Структурная формула красителя родамин 6G

На рисунке 2.18 указаны красители, генерирующие в видимой области и в ближней ИК области.

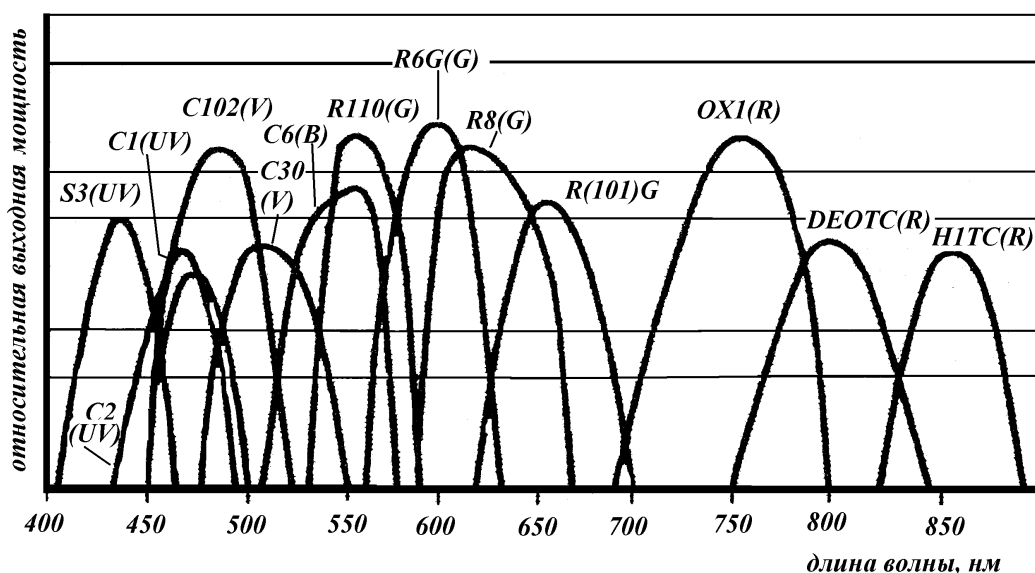


Рис. 2.18. Лазерные среды для видимой и ближней ИК области спектра [9]

Для накачки красителя используется:

а) возбуждение непрерывным источником света (в основном применяются лазеры на ионах аргона). Главный недостаток - очень высокая стоимость лазера накачки на ионах инертного газа;

б) возбуждение импульсным источником (применяются разные импульсные лазеры, а также лампы-вспышки с достаточной энергией). В коммерческих лазерах в качестве источников накачки широко применяют эксимерные лазеры (см. следующий подраздел) и *Nd:YAG* - лазеры.

Технические данные различных лазеров на красителе указаны в таблице 2.3.

Таблица 2.3.

Технические данные некоторых лазеров на красителе

Лазер накачки	Длительность импульса	Мощность (энергия) накачки	Мощность (энергия) лазера на красителе
<i>Ar</i> -лазер	непрерывный	10 Вт	3 Вт (R 6G)
Лампа-вспышка эксимерный лазер	0,2 - 1 с 20 нс	30 Дж 400 мДж	1 Дж 100 мДж

2.7. Эксимерные лазеры

Эксимерный лазер является газовым лазером, излучающим в УФ области спектра. Слово «эксимер» образовано сокращением двух английских слов *excited dimer* (возбужденный димер), т.е. эксимер – это молекула, возникшая при связывании возбужденного атома (или молекулы) с атомом (или молекулой) в основном состоянии. Конструктивная схема эксимерного лазера приведена на рисунке 2.19.

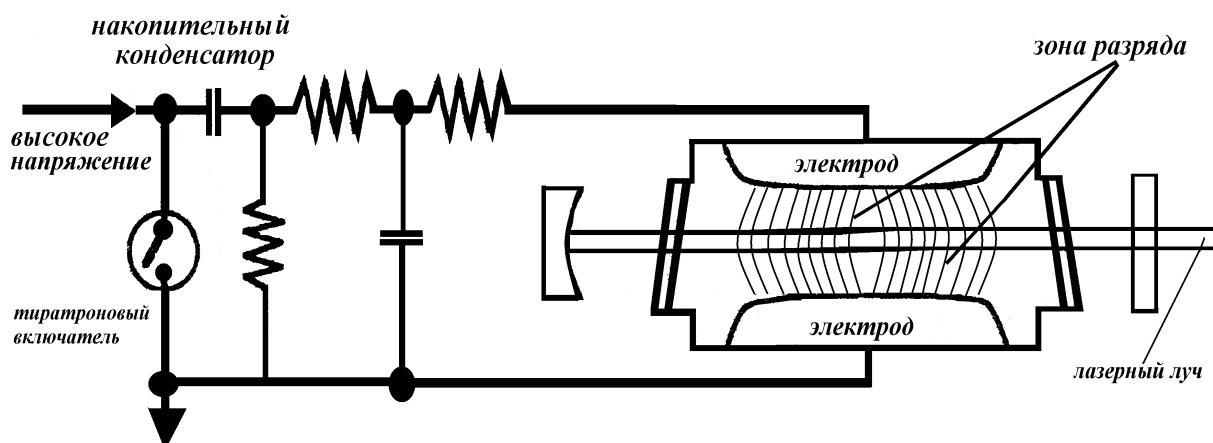


Рис. 2.19. Конструктивная схема эксимерного лазера

В качестве активной среды в эксимерном лазере используется инертный газ (аргон, криптон или ксенон), галоген (хлор или фтор) и буферный газ (гелий или неон). Таким образом, автоматически достигается эффективная очистка нижнего рабочего состояния, а поскольку лазерный переход реализуется в основное состояние, то этим обеспечивается высокий квантовый КПД эксимерного лазера.

В зависимости от комбинации инертных газов и галоидов реализуются различные длины волн генерации эксимерного лазера (см. таблицу 2.4).

Таблица 2.4.

Параметры некоторых эксимерных лазеров

Газовая смесь	Длина волны (нм)	Энергия в импульсе (мДж)
F_2	157	5
ArF	193	200
$KrCl$	223	35
KrF	148	250
$XeCl$	308	150
XeF	351	80

Эксимерный лазер обычно эксплуатируется при давлении активной среды 2–3 бар и с частотой повторения импульсов 1000 Гц. Типичная длительность импульса эксимерного лазера находится в диапазоне от десяти до нескольких сотен наносекунд, средняя мощность в настоящее время составляет до 200 Вт.

Одна заправка хлоридом ксенона обеспечивает генерацию около 10^7 импульсов. Это эквивалентно сроку службы около 10–20 дней, при эксплуатации лазера 4 часа в день с частотой 30 Гц. Одной заправки фтористым аргоном хватает примерно на один день работы при тех же условиях.

В медицине эти лазеры используются для разрушения бляшек в кровеносных сосудах, что предотвращает закупорку сосудов, для безболезненного вскрытия зубов, снятия зубного камня. Широкому использованию их в этой области в большей мере, чем где-либо еще, препятствует агрессивность рабочих

смесей и то, что УФ-излучение само по себе весьма опасно для биологических объектов, особенно если длины волн излучения оказываются менее 300 нм.

2.8. Лазеры на парах металлов. Лазер на парах меди

Лазер на парах меди является типичным представителем лазеров на парах металлов (меди, золота, свинца, марганца, бария и др.). Эти лазеры еще относят к так называемым лазерам на «самоограниченных переходах», когда инверсия, как правило, создается между первыми резонансными и первыми метастабильными (долгоживущими) уровнями атомов. Схема переходов в атоме меди приведена на рисунке 2.20.

Верхние уровни ${}^2P_{1/2}$ и ${}^2P_{3/2}$ оптически связаны с основным состоянием и эффективно возбуждаются электронами на переднем фронте импульса накачки. Переходы с нижних уровней ${}^2D_{3/2}$ и ${}^2D_{5/2}$ в основное состояние запрещены, и вероятность их заселения в соударениях атомов меди, находящихся в основном состоянии, быстрыми электронами очень мала. В результате этого на фронте импульса накачки создается инверсия сразу на двух переходах и, соответственно, генерация на зеленой (510.5 нм) и желтой (578.2 нм) линиях. Генерация носит импульсный характер и существует до тех пор, пока вынужденные переходы не уравнивают заселенности верхних и нижних уровней. Свободные атомы меди, необходимые для создания активной среды, могут создаваться различными способами, чаще всего простым нагревом, либо внешним независимым нагревателем, либо диссипацией части энергии импульсно-периодического разряда. Использование этого режима работы сразу поставило этот лазер в один из самых мощных и эффективных лазеров видимого диапазона спектра [12].

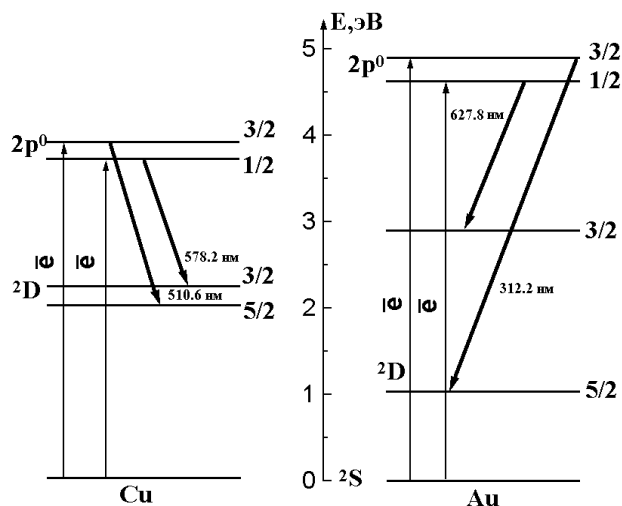


Рис. 2.20. Схема переходов в лазерах на парах меди и золота [1]

Достоинства лазера на парах меди:

1. Высокий коэффициент усиления на единицу длины активного объема.
2. Высокая средняя мощность излучения (до сотен Вт).

3. Относительно высокий КПД (до нескольких процентов), что на два порядка выше, чем у лазеров видимого диапазона на ионах благородных газов (аргон, криптон).

4. Возможность одновременной, либо поочередной генерации на двух и более переходах.

5. Возможность получения генерации не только в парах меди, но и других металлов, а также в смеси их паров позволяет получать генерацию в широком спектральном диапазоне (от ближнего УФ до ближнего ИК).

Недостатки:

Технологически лазеры на парах металлов сложны, поскольку для создания паров металла требуются высокие рабочие температуры (1500–1700°С).

В медицине лазер на парах меди не нашел пока широкого применения, потому, что, во-первых, промышленный выпуск этих лазеров освоен не так давно, во-вторых, он более сложен в эксплуатации, чем гелий-неоновый лазер. Вместе с тем, результаты исследований воздействия излучения лазера на парах меди на биологические объекты, животных, результаты клинических испытаний мелкосерийных установок на базе этого лазера в различных медицинских НИИ весьма обнадеживают. Так, в НИИ онкологии г. Томска в экспериментах на животных показано, что излучение лазера на парах меди (510.6 нм) тормозит рост злокачественных опухолей и процесс метастазирования. Эти результаты послужили основой для клинического применения излучения лазера на парах меди для лечения эмпиемы плевры, ускорения процесса заживления после радикальных операций по поводу рака легких и других органов, эффективного лечения язвенной болезни желудка и двенадцатиперстной кишки, предраковых заболеваний [14].

2.9. Полупроводниковые лазеры

К полупроводниковым лазерам относятся лазеры, в которых используются оптические переходы с участием свободных носителей тока в кристаллах (рис. 2.21). Первые полупроводниковые лазеры были созданы в 1962 г. почти одновременно несколькими группами исследователей (в том числе русским учеными) на основе р-п – перехода арсенида галлия (Ga-As). Впоследствии были использованы и другие полупроводниковые материалы (GaSb, InSb, InAs, PbS, PbSe, PbTe) [15].

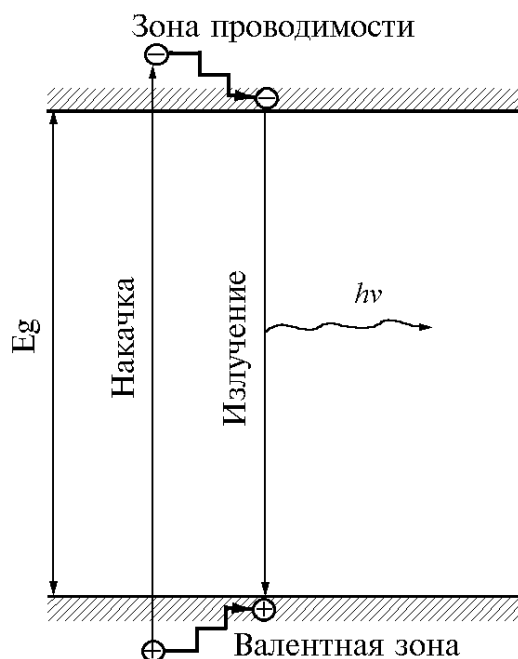


Рис. 2.21. Энергетические диаграммы междузонных оптических переходов

По способу накачки полупроводниковые лазеры делятся на следующие виды: инжекционные, с оптической накачкой, с электронной накачкой.

Первыми лазерами были лазеры инжекционного типа. В них возбуждение обеспечивается инжекцией носителей тока через p-n- переход. Этот способ накачки является основным и сегодня.

Обычно в полупроводниковых лазерах используют плоскопараллельные резонаторы, образованные параллельными гранями самого кристалла, например, резонатор Фабри-Перо.

Главное отличие светоизлучающих диодов от полупроводниковых лазеров состоит в том, что светодиоды используют спонтанное излучение, а не вынужденное. Соответственно, для вывода излучения не требуется установка резонатора, а спектральная полоса излучения у них шире и выше, чем у лазеров.

2.10. Волоконная оптика в лазерной медицине и диагностике

Основные типы волоконнооптических световодов и их применение

Волоконная оптика базируется на явлении полного внутреннего отражения, возникающем, когда свет падает из оптически более плотной среды в менее плотную.

Современный волоконный световод представляет собой нить из кварцевого стекла, снаружи покрытой полимерной оболочкой с показателем преломления меньше, чем у кварца. Тем самым, для достаточно большого диапазона углов падения света на торец световода реализуется условие полного внутреннего отражения (рис. 2.22). Максимальное значение угла падения, для которого достигается условие полного внутреннего отражения, определяет угловую апертуру световода.

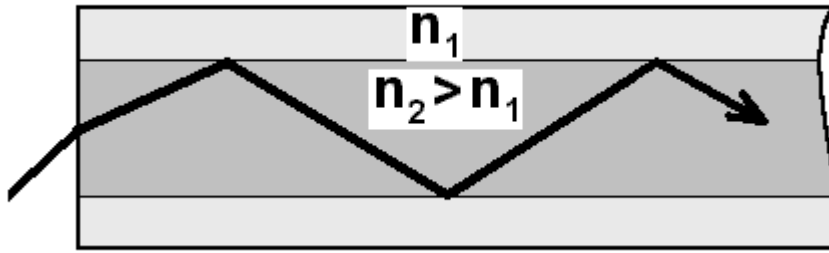


Рис. 2.22. Ход лучей в оптическом световоде

В световодах первого поколения центр нити представляет собой сердцевину из стекла с различными добавками (как правило, германия) для повышения показателя преломления. Диаметр сердцевины определяется типом световода.

Для дальних линий связи используется оптическое волокно с диаметром сердцевины 4-6 мкм. Такие световоды получили название одномодовых световодов. Их особенностью является сведение к минимуму временного расплывания передаваемого по волокну светового импульса, которое может возникать за счет частотной дисперсии среды.

Многомодовые световоды с толстой сердцевиной более удобны для стыковки, поэтому они преимущественно используются на коротких расстояниях, когда влияние частотной дисперсии не существенно. Оптическое волокно с толстой сердцевиной имеет ряд специальных применений, например, передача мощного излучения лазеров. Именно такое волокно используется в медицине. Применение волоконных световодов в медицинских оптических приборах позволяет значительно повысить освещенность исследуемых объектов, исключить тепло- и электротравму у пациента, дает возможность проникнуть в ранее недоступные осмотру полости, увеличивает зону осмотра исследуемого объекта. Приборы с волоконными световодами широко применяются в терапии, хирургии, урологии, офтальмологии, пульмонологии и других областях медицины. В них лазерный свет перемещается по волокну в похожей на карандаш манипуле (рис. 2.23).



Рис. 2.23. Современный лазерный световод для медицинских приложений

Существует две основных разновидности использования явления полного внутреннего отражения в световодах (рис. 2.24):

- ступенчатые световоды, в которых показатель преломления сердцевины постоянен;
- градиентные световоды, в которых показатель преломления сердцевины имеет неоднородное унимодальное распределение по сечению с максимумом на оси световода.

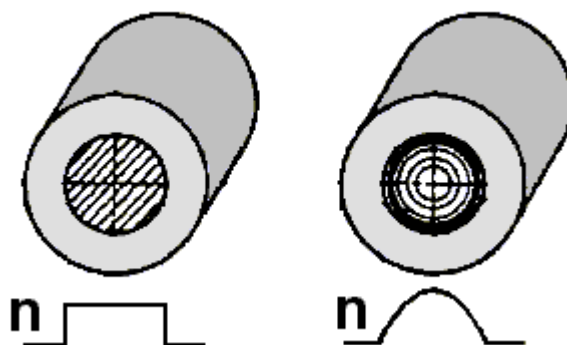


Рис. 2.24. Ступенчатые и градиентные световоды

Градиентные волноводы более сложны в изготовлении, однако они менее критичны к качеству изготовления границы между сердцевиной волокна и оболочкой за счет того, что в них наблюдается не отражение, а рефракция лазерных лучей в световоде (см. рис. 2.25). При этом уменьшаются возможные потери на границе между сердцевиной и оболочкой за счет неидеальности изготовления световода.

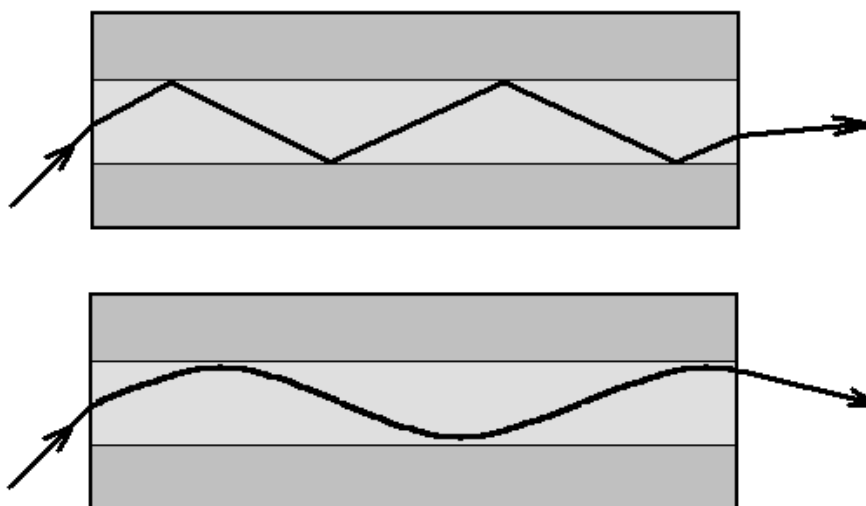


Рис. 2.25. Ход лучей в ступенчатом и градиентном световодах

Качество световода существенно зависит от его потерь. В твердом материале затухание света обуславливается тремя процессами: электронным поглощением, рассеянием света и поглощением на колебательных переходах молекул. Световод в своей основе состоит из атомов, соединенных между собой элек-

тронами, образующими химические связи. Когда излучение с некоторой длиной волны вводится в световод, оно может быть поглощено электронами. В твердых материалах энергиям химических связей соответствуют длины волн ультрафиолетового и близкого к нему видимого диапазонов, поэтому коротковолновое излучение будет поглощаться за счет этого процесса более интенсивно, чем длинноволновое. Одним из видов рассеяния, присущих всем средам, является рэлеевское рассеяние. Оно возникает из-за непостоянства показателя преломления среды, обусловленного флуктуациями ее плотности и состава, и уменьшается с ростом длины волны падающего света. Интенсивность рэлеевского рассеяния зависит от состава материала, причем к наиболее важным параметрам стекла, определяющим ослабление излучения за счет рэлеевского рассеяния, относятся показатель преломления и температура стеклования. При температурах, близких к температуре стеклования, расплавленная масса стекла затвердевает, «замораживая» в себе локальные неоднородности показателя преломления. Материалы с низкой температурой стеклования и низким показателем преломления будут иметь слабое рэлеевское рассеяние. Колебательное поглощение является основным фактором ослабления для излучения в видимой и ИК областях спектра. Оно сложным образом зависит от масс, размеров и эффективных зарядов атомов, из которых состоит данное твердое вещество. Длина волны колебательных переходов тем короче, чем меньше массы ионов и чем сильнее межатомные связи. В кварцевых стеклах кремний сильно связан с кислородом, а массы обоих атомов малы. Поэтому у кварцевого стекла наблюдается значительное поглощение в коротковолновой части инфракрасной области спектра, и оно может пропускать излучение только до 2,5 мкм.

При использовании мощных лазеров, например, для целей хирургии, может наблюдаться оптический пробой световода, одной из причин которого является поглощение в ИК диапазоне катионными вакансиями в кристаллах.

Электронное поглощение, рэлеевское рассеяние и колебательное поглощение считаются собственными видами оптических потерь, поскольку они присущи самому материалу. Существуют и несобственные оптические потери, обусловленные присутствием нежелательных примесей и несовершенством технологии его получения. К несобственным потерям относятся те, которые вызваны поглощением примесями, рассеянием на больших включениях или пустотах, а также потери за счет непостоянства диаметра световода по его длине и отклонений от требуемых значений показателя преломления по сечению световода.

Для многих биомедицинских приложений используются сравнительно короткие отрезки световода, их прозрачность в ближней УФ, видимой, и ближней ИК-области спектра оказывается вполне достаточной, при этом на первый план выдвигаются потери эксплуатационные – за счет неэффективности ввода излучения наличия крутых изгибов, микроизгибов, скрытых микротрещин и разрывов.

В настоящее время появляется второе поколение материалов для волоконной оптики, которые позволяют передавать излучение более длинноволновой инфракрасной области спектра. Имеется три класса таких материалов: галогенидные кристаллы, халькогенидные стекла и стекла на основе фторидов тяже-

лых металлов. Многие двухкомпонентные кристаллы: бромид серебра, селенид цинка и даже хлорид натрия имеют низкое собственное затухание. Однако на практике получение монокристаллов в виде волоконных световодов большой длины связано с рядом серьезных проблем. Скорости роста монокристаллических волокон очень малы и часто составляют всего несколько сантиметров в минуту. Трудноосуществимой также представляется задача формирования в процессе роста правильной волоконно-оптической структуры с высоким показателем преломления сердцевины и низким – оболочки. Значительно более перспективными являются поликристаллические материалы, главным образом, на основе галогенидов таллия и серебра. Высокий показатель преломления кристаллов галогенидов таллия (около 2,7) предполагает высокий уровень рассеяния в них. Однако граница колебательного поглощения в таких материалах сдвинута в длинноволновую инфракрасную область, что позволяет передавать инфракрасное излучение с длинами волн, на которых рассеяние уже значительно меньше. Согласно теоретическим оценкам, можно изготовить монокристаллы галогенидов таллия с коэффициентом затухания менее 0,01 дБ/км на длинах волн, близких к 7 мкм. В процессе получения поликристаллических световодов (или PIR-световодов, от Polycrystalline InfraRed fiber) в них создается зернистая микроструктура, которая сильно рассеивает свет. Этот несобственный механизм рассеяния в совокупности с поглощением, обусловленным присутствием примесей, приводит к затуханию в поликристаллических световодах на основе галогенидов таллия в пределах от 150 до 400 дБ/км. Такой относительно небольшой уровень затухания сохраняется в широком диапазоне длин волн, охватывающем примерно от 6 до 15 мкм. PIR-зонды и жгуты позволяют реализовать эндоскопическое тепловидение, а силовые PIR-кабели обеспечивают гибкую доставку излучения медицинских лазеров вместо громоздких шарнирно-зеркальных манипуляторов, которые часто используются в медицинских приложениях мощного лазерного излучения.

Другой материал для поликристаллических световодов состоит из серебра, хлора и брома. Световоды как из галогенидов таллия, так и из галогенидов серебра могут передавать излучение высокоэнергетических лазеров на CO_2 с длиной волны 10,6 мкм. Поэтому эти материалы пригодны для передачи мощного лазерного излучения, например для таких применений, как лазерная хирургия.

Второй класс прозрачных в инфракрасной области спектра материалов для волоконной оптики образуют халькогенидные стекла. Их получают соединением металлов с более тяжелыми элементами кислородной группы – халькогенами, то есть серой, селеном и теллуrom. Трисульфид мышьяка и триселенид мышьяка являются характерными представителями халькогенидных стекол. Электронное поглощение для трисульфида мышьяка лежит в середине видимой области спектра, для триселенида мышьяка – в ближней инфракрасной области. У халькогенидных стекол высокий показатель преломления (2,4–2,7) и низкая температура стеклования (примерно 150–175 °С), вследствие чего они имеют малое рэлеевское рассеяние. Трисульфид мышьяка прозрачен примерно до 10 мкм, тогда как стекла на основе селена, атомный вес которого примерно в два раза выше, чем у серы, прозрачен примерно до 14 мкм. В отличие от моно- и

поликристаллических материалов, халькогенидные стекла можно использовать для изготовления многокилометровых световодов с необходимыми диаметрами сердцевины и оболочки. Большая часть оптических потерь в производимых сейчас халькогенидных световодах обусловлена присутствием в них примесных молекул воды и других водородсодержащих примесей. Но еще более серьезным недостатком халькогенидных световодов является сильное собственное электронное поглощение на дефектах структуры стекла, которое может ограничить величину минимально достижимых оптических потерь в этих стеклах на уровне 10 дБ/км.

Третий класс материалов для инфракрасных световодов включает стекла на основе фторидов тяжелых металлов. С точки зрения прозрачности в инфракрасной области и простоты изготовления наиболее перспективны фторцирконатные, фторгафнатные и бариево-ториевые стекла. Измерения пропускания в образцах стекол из фторидов тяжелых металлов позволили выявить у них область высокой прозрачности, простирающуюся от 0,3 до 8 мкм. Эти стекла имеют небольшие температуры стеклования (около 300 °С) и близкие к кварцевому стеклу значения показателя преломления (1,5). Длинноволновая граница пропускания в инфракрасном диапазоне и низкий уровень рэлеевского рассеяния позволяют ожидать собственное затухание в стеклах из фторидов тяжелых металлов на уровне 0,01 дБ/км. Прозрачность реальных световодов значительно превосходит прозрачность других инфракрасных материалов, и все же пока она в семь раз хуже, чем у лучших кварцевых волоконных световодов в видимом диапазоне и существенно хуже собственного предела прозрачности фторидных световодов. Это связано с наличием несобственных потерь в световодах. Исследования показали, что на длинах волн от 0,5 до 2 мкм затухание частично обусловливается электронным поглощением на примесях меди, хрома, никеля и железа. Например, загрязнение одной частью железа на миллион частей стекла может вызвать затухание в 15 дБ/км на длинах волн вблизи 2,5 мкм. Ионы гидроксидов, попадающие в световод из исходных материалов или в процессе плавления стекла, сильно поглощают инфракрасное излучение. Оценки показывают, что присутствие одной миллионной части ионов гидроксидов в стекле может привести к затуханию порядка 10000 дБ/км на длине волны 2,9 мкм. Даже при существующем уровне прозрачности, стекла на основе фторидов тяжелых металлов располагают широкими возможностями для практического применения. Так, Д. Прусс из фирмы Drägerwerk AG (ФРГ) использовал фторидные световоды в хирургии для регулирования потребления пациентами анестезирующих газов во время операции. В спектрах пропускания эти газы имеют характерную полосу поглощения в инфракрасном диапазоне, которую можно передавать по световоду и контролировать. Таким образом, можно изменять концентрацию анестезирующего газа, подаваемого больному с каждым вдохом.

Для ИК-области кроме традиционных создаются полые световоды, в которых сердцевина из диэлектрика находится в металлической оболочке, например, из серебра, окислов меди. В частности, для полиимидного световода, включающего слой из серебра, пропускание составило 95% на длине 1 метр при

мощности до 25 Вт. Другой его особенностью является повышенная гибкость – радиус изгиба не превышает 5 см.

Контрольные вопросы

1. Классификация лазеров по физико-техническим параметрам.
2. Основные типы твердотельных лазеров.
3. Газовые лазеры на ионах благородных газов.
4. Лазеры на красителях.
5. Экцимерные лазеры.
6. Лазеры на парах металлов. Лазер на парах меди.
7. Полупроводниковые лазеры.
8. Волоконная оптика в лазерной медицине и диагностике.
9. Меры безопасности при работе с лазерами.

Литература

1. Евтушенко, Г.С., Аристов, А.А.. Лазерные системы в медицине – Томск: Издательство ТПУ, 1998.
2. Beck, R., English, W., Gurs, K. Table of laser lines in gases and vapors. - Berlin, Heidelberg, New York: Springer – Verlag, 1978. – 203 p.
3. Лазеры в хирургии. / Под ред. О.К. Скобелкина. – М.: Медицина, 1989. 256 с.
4. Лазеры в клинической медицине. /под ред. Плетнева С.Д. – М.: Медицина, 1981. – 339с.
5. Кавецкий, Р.Е., Чудаков В.Г., Сидорик, Е.П. и др. Лазеры в биологии и медицине - Киев: Наукова думка, 1969. - 231 с.
6. Илларионов, В.Е. Основы лазерной терапии - М.: Респект, объедин. Инотекс-Прогресс, 1992. - 123 с.
7. Крейман, М.З., Удалий, И.Ф. Низкоэнергетическая лазеротерапия. Практическое пособие - Томск: Изд. ТГУ, 1992. - 110 с.
8. Тютрин, И.И., Удут, В.В., Прокопьев, В.Е. и др. Лазерная фототерапия (теория и практика). - Томск: Граффити, 1994. - 252 с.
9. Прикладная лазерная медицина. Учебное и справочное пособие / под ред. Х.-П.Берлиен, Г.Мюллер - М.: Интерэксперт, 1997.
10. Meiman, T.H. Stimulated optical radiation in ruby // Nature, 1960. - Vol. 187. No 4736. - P. 493-494.
11. Snitzer, E. Optical maser action of Nd^{+3} in barium crown glass // Phys. Rev.Lett. - 1961. - Vol. 7. No 12. - P. 444-446.
12. Солдатов, А.Н., Соломонов, В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов - Новосибирск: Наука, 1985. - 152 с.
13. Беспалов, В.И., Пасманик, Г.А., Земской, К.И. и др. Оптические системы с усилителями яркости - Горький: Изд. ИПФ АН СССР, 1988. - 173 с.
14. Zyryanov, V.N., Evtushenko, V.A, Evtushenko, G.S. et al. Copper-Vapor Low-Intensity Laser Therapy // Proc. SPIE. - 1996. - Vol. 2728. - P.100-107.
15. Справочник по лазерам: В 2-х т. / под ред. А.М. Прохорова. Т. 2. - М.: Советское радио, 1978. - 400 с.

16. Бутов, О. [Электронный ресурс] - Режим доступа <http://www.cnews.ru/newcom/index.shtml?2003/01/10/139370>
17. Гучин, В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях - Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1998. - 384 с.
18. Nagli, L., Shalem, S., Burshtain, D., Bunimovich, D. et al. Laser-induced breakdown in silver halide crystals and polycrystalline fibers // SPIE Proceedings - 1996. - Vol. 2928. - P.12-18.
19. Дрекстейдж, Мартин Г., Мойнихэн, Корнелиус Т. // SCIENTIFIC AMERICAN, November 1988, v. 259, N. 5
20. Lezal, D., Pedlikova, J., Horak, J. Infrared materials and optical fibers for the transmission of Er:YAG and CO laser radiation // SPIE Proceedings. - 1996. - Vol. 2928.- P.67-75.
21. Wang, Y., Hiraga, H., Miyagi, M., Inberg, S. et al. Characterization of copper waveguides for mid-IR radiation with applications in medicine // SPIE Proceedings. - 1996. - Vol. 2928. - P.39-45.
22. Inberg, A., Oksman, M., Ben-David, M., Croitoru N. // Hollow waveguide for mid and thermal infrared radiation // J Clin Laser Med Surg. - 1998. - 16(2). P. 127-33.

Глава 3. ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Общая информация

Приемниками оптического излучения или фотоприемниками (ФП) называются приборы, предназначенные для преобразования информации, содержащейся в электромагнитной волне оптического диапазона (от ультрафиолетовой области спектра до дальнего инфракрасного диапазона), в соответствующие электрические или оптические сигналы.

Принцип действия всех фотоприемников основан на взаимодействии электромагнитной волны с веществом чувствительного элемента. Результатом этого взаимодействия является реакция (или отклик) фотоприемника на интенсивность излучения $I \sim E^2$ (где E – амплитуда электрического поля электромагнитной волны). Поэтому фотоприемник, как правило, является квадратичным детектором.

При поглощении энергии электромагнитной волны изменяется состояние вещества чувствительного элемента фотоприемника. В простейшем случае происходит повышение температуры, влияющее на параметры вещества (давление газа, электропроводность твердого тела, электрическую поляризацию диэлектрика и т. д.). Фотоприемники, работающие по этому принципу, называются тепловыми. К ним относятся болометры, термоэлементы, оптико-акустические (пневматические) и пироэлектрические приемники.

Более сложные процессы имеют место в фотонных приемниках, основанных на непосредственном влиянии поглощенных квантов поля электромагнитной волны на электронную подсистему твердого тела. Например, при облучении полупроводника возникают неравновесные носители заряда, которые могут либо выйти за пределы кристалла в вакуум, либо изменить его электропроводность и вызвать ряд более сложных эффектов.

В первом случае говорят о внешнем фотоэффекте или фотоэлектронной эмиссии, и соответствующие фотоприемники относят к эмиссионному типу. Наиболее важными из них являются фотоэлементы, фотоэлектронные умножители и электронно-оптические преобразователи. В качестве материалов фотоэмиттеров (фотокатодов) эмиссионных ФП используются главным образом антимониды щелочных металлов.

Во втором случае имеет место внутренний фотоэффект. По сути дела, это большая группа эффектов, в основе которых лежит возникновение неравновесных носителей заряда. К фотоприемникам на основе внутреннего фотоэффекта относятся фоторезисторы (фотосопротивления), фотодиоды, различные фоточувствительные микросхемы. Все они объединяются в класс фотоэлектрических полупроводниковых приемников (ФЭПП).

3.2. Фотонные приемники

Приемники этого типа подразделяются на два вида. Оба вида работают на принципе *фотоэффекта* – возбуждения электрона квантом электромагнитной энергии. При *внешнем* фотоэффекте падающий свет сообщает электрону такую энергию, что последний полностью отрывается от облучаемой поверхности, подобно тому, как это делает связанный электрон в атоме, когда он получает достаточное количество энергии. При *внутреннем* фотоэффекте, частным случаем которого является *фотопроводимость*, энергии падающего кванта недостаточно для того, чтобы вырвать электрон с поверхности приемника, но ее достаточно для возбуждения электрона, которое приводит к изменению электрической проводимости вещества.

Приемники, работа которых основана на внешнем фотоэффекте, называются *фотоэлементами*. Простейший фотоэлемент, вакуумный фотодиод, состоит из двух электродов, анода и *фотокатода*, помещенных в стеклянную оболочку, из которой откачан воздух. Фотокатод покрыт специальным веществом, слабо поглощающим электроны. На нем поддерживается отрицательный потенциал V_0 (рис. 3.1). Излучение с достаточно высокой энергией квантов, попадая на поверхность фотокатода, освобождает электроны, и через амперметр или последовательно включенное нагрузочное сопротивление R_L течет электрический ток (фотоэлемент является источником тока).

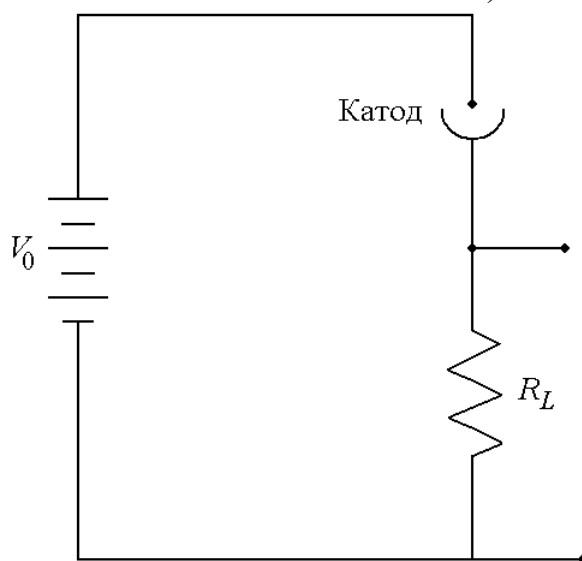


Рис. 3.1. Вакуумный фотодиод

Для увеличения чувствительности некоторые фотоэлементы заполняются газом при низком давлении. Если разность потенциалов между анодом и катодом достаточно велика, то электрон, испускаемый катодом, получает энергию, достаточную для ионизации атомов газа. Это приводит к возникновению второго свободного электрона, так называемого *вторичного электрона*. Вторичные электроны могут создавать другие вторичные электроны, что дает коэффициент усиления от 5 до 10. К сожалению, газонаполненные фотоэлементы являются относительно «медленными» приборами с временем срабатывания порядка миллисекунды.

Умножающие фотоэлементы, или *фотоумножители*, являются вакуумными фотоэлементами с высокоэффективным усилителем, размещенным внутри трубки. Этот усилитель имеет до двенадцати электродов, называемых *динодами* (*вторично-электронными катодами*). Вторичные катоды (диноды) покрыты веществом, которое способствует возникновению вторичных электронов подобно тому, как это делает газ в газонаполненном фотоэлементе. Типичная разность потенциалов между двумя последующими электродами примерно равна 100 В. Падение потенциала на всей трубке охватывает область от 500 В до нескольких киловольт.

Электроны, испускаемые катодом, электростатически фокусируются на первом диноде, что приводит к возникновению вторичных электронов, которые, в свою очередь, фокусируются на следующем диноде. Процесс повторяется до тех пор, пока электроны не достигнут анода. Напряжения на электродах должно быть хорошо регулируемым, потому что число вторичных электронов сильно зависит от его величины.

Полный коэффициент усиления фотоумножителя может быть очень велик (10^{10} или выше). Поэтому, чтобы в трубке не произошло перенасыщение, освещенность и соответствующий анодный ток должны оставаться достаточно малыми.

Быстродействие фотоумножителя, так же как и вакуумного фотодиода, ограничено временем перехода электронов от одного электрода к другому. В силу того, что таких электродов много, время срабатывания фотоумножителя больше, чем у вакуумного фотодиода. Тем не менее, удачные варианты фотоумножителей имеют постоянные времена, близкие к 10 нс.

Приемники на фотосопротивлениях являются полупроводниками. Такие вещества имеют энергетическую структуру, подобную представленной на рис. 3.2. Чистый, или *беспримесный*, полупроводник имеет *валентную зону*, или непрерывный набор энергетических уровней, образуемых связанными электронами, то есть электронами, удерживаемыми в узлах решетки твердого тела и неспособными двигаться свободно, подобно тому, как связанные электроны в атоме не могут свободно двигаться в газе. В полупроводнике имеется также область энергий, называемая *запрещенной зоной*, электроны в твердом теле не могут принимать энергии из этой области. *Зона проводимости* лежит выше запрещенной зоны. Электроны с энергиями из зоны проводимости могут свободно двигаться внутри кристаллической решетки (твердого тела). Однако они привязаны к твердому телу как целому и не могут покинуть его поверхность, как и в вакуумном фотодиоде.

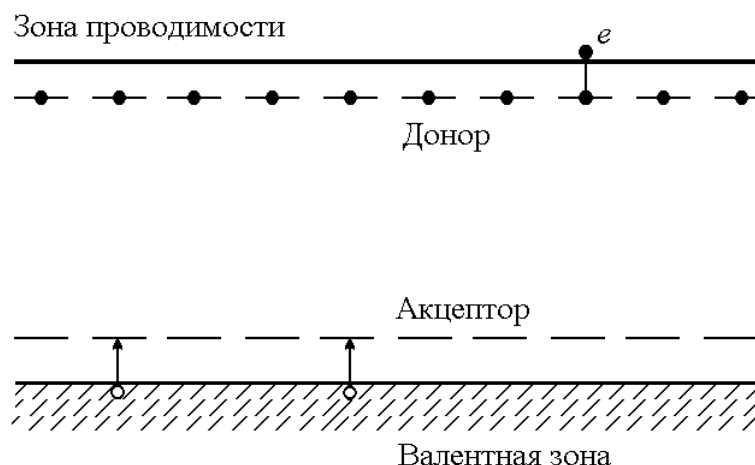


Рис. 3.2. Энергетическая структура примесного (несобственного) полупроводника

При комнатной температуре большинство электронов в беспримесном полупроводнике находится в валентной зоне. Полупроводники имеют высокое электрическое сопротивление. Если на вещество падает достаточно интенсивное излучение, энергия кванта которого намного больше ширины запрещенной зоны, то достаточное количество электронов может быть переведено в зону проводимости, что увеличит электрическое сопротивление вещества. К тому же положительные дырки, созданные в валентной зоне в результате ухода электронов, вносят свой вклад в проводимость вещества.

Ширина запрещенной зоны многих полупроводников больше энергии квантов инфракрасного излучения. Чтобы уменьшить энергию, необходимую для создания электрической проводимости, полупроводник можно *легировать* небольшим количеством примеси. Примесь создает дополнительные энергетические уровни внутри запрещенной зоны, как показано на рис. 3.2. В зависимости от примеси, уровни могут быть *донорными*, обеспечивающими электронами зону проводимости, или *акцепторными*, обеспечивающими дырками валентную зону (то есть принимающими электроны из валентной зоны). Примесные полупроводники, имеющие свободные электроны в зоне проводимости, называются *полупроводниками n-типа*. Те же, которые имеют дырки в валентной зоне, называются *полупроводниками p-типа*. Положение примесных уровней относительно валентной зоны или зоны проводимости определяет минимальную энергию кванта, которая может быть измерена с помощью приемника на легированном полупроводнике.

Наиболее распространенными полупроводниковыми фотоприемниками на фотосопротивлении, вероятно, являются сульфид свинца и сульфид кадмия; и тот, и другой могут использоваться при комнатной температуре. Сульфид кадмия работает только в видимой области, в то время как сульфид свинца имеет высокую чувствительность (малую инерционность) и в ИК-области вплоть до 3 или 4 мкм. Другими важными фоторезисторами являются германий, особенно легированный золотом или ртутью, антимонид индия, теллурид свинца и ртутно-кадмиевый теллурид. Обычные фоторезисторы чувствительны до длин волн порядка нескольких микрометров, но созданы и такие, которые имеют рабочую область до нескольких сотен микрометров.

Как правило, быстродействие фоторезисторов ниже, чем у вакуумных фотодиодов. Оно определяется частотой рекомбинации электронов и дырок и сильно различается для разных полупроводников. Самые быстродействующие полупроводниковые фотодиоды имеют постоянные времена порядка доли микросекунды; с другой стороны, постоянная времени некоторых приемников на сульфиде кадмия может составлять около десятой доли секунды.

3.3. Тепловые приемники

Это класс приемников, работа которых основана на нагреве приемного элемента падающим излучением. Если масса элемента достаточно мала, то изменения температуры, возникающие даже при небольших значениях освещенности, довольно велики и могут быть измерены.

Первыми инфракрасными приемниками были *термоэлементы*. Эти приборы до сих пор широко используются в инфракрасной спектроскопии. Современный их вариант просто необходим для точного измерения выходных сигналов мощных лазеров при всех длинах волн.

Термоэлемент представляет собой зачерненный участок поверхности приемника, обычно это небольшая тонкая пластинка материала, покрытая черным золотом – напыленной пленкой золота, почти равномерно черной при всех длинах волн от ультрафиолета до ИК-области (включая важную область 8–14 мкм).

Чтобы измерить увеличение температуры, возникающее в результате облучения, приемник подключают к небольшой термопаре – устройству, сделанному из тончайшей проволоки для уменьшения теплоотдачи приемника и представляющему собой простое соединение (спай) двух различных металлов. На таком спае всегда имеется разность потенциалов, истинное значение которой зависит от его температуры. Поэтому с помощью измерения этой разности потенциалов можно измерить температуру спае.

Термостолбик представляет собой в какой-то степени более чувствительный прибор, состоящий из ряда последовательно соединенных горячих и холодных спаев, подключенных к одному и тому же приемнику.

Термоэлементы и термостолбики являются относительно медленными приборами и почти всегда используются при постоянном токе или при скоростях изменения освещенности, соответствующих нескольким герцам. Их постоянная времени определяется тепловыми характеристиками приемного элемента; термоэлемент всегда можно заставить работать несколько быстрее, увеличив его площадь и, следовательно, чувствительность.

Массивные термостолбики, приемными элементами которых часто являются конусы из нержавеющей стали, используются для измерения выходной мощности мощных лазеров (или измерения энергии импульса в случае импульсных лазеров).

Термоэлементы и термостолбики должны быть откалиброваны с помощью эталонного источника, например, абсолютно черного тела при температуре 500 К. Термостолбики, используемые с лазерами, калибруются путем их теплового

нагрева известной электрической мощностью. Откалиброванный термостолбик может быть, в свою очередь, использован для калибровки других источников.

3.4. Рабочие характеристики и параметры приемника

Чтобы охарактеризовать работу любого приемника, нужно знать ряд параметров. С некоторыми из них мы уже сталкивались, здесь же мы рассмотрим более подробно следующие параметры: выход (выходной сигнал) приемника для данной освещенности, спектральную чувствительность, минимальное значение принимаемого сигнала и зависимость чувствительности приемника от частоты модуляции.

Чувствительность приемника R – это отношение выходного сигнала приемника к его входному сигналу. Точное определение зависит от конкретного случая. В инфракрасных приемниках чувствительность – это обычно вольты или амперы, деленные на ватт (на практике – микровольт или микроампер на микроватт), то есть отношение выходного напряжения или тока к входной мощности излучения. Для приемников, работающих в видимой области спектра, чувствительность иногда выражается в амперах на люмен; при этом предполагается использование в качестве источника вольфрамовой лампы накаливания.

Одним из параметров, определяющих чувствительность квантового приемника, является *квантовый выход* – число фотоэлектронов, созданных одним падающим квантом. Квантовый выход большинства фотокатодов низок, менее 10%, в то время как в кремниевых приемниках можно получить квантовый выход, приближающийся к 100%.

Чувствительность почти всех приемников зависит от длины волны. Эта зависимость называется *спектральной чувствительностью* R_λ приемника и является его второй важной характеристикой. Квантовые приемники имеют спектральную чувствительность, которая находится в достаточно узком диапазоне длин волн, поэтому выбор приемника зависит от природы источника излучения.

Часто используются импульсные источники или источники с модулированным излучением, при этом модуляция осуществляется механическим прерыванием светового пучка с помощью зубчатого колеса, вращаемого мотором. Выходной сигнал приемника усиливается широкополосным усилителем. Этот метод позволяет наблюдать сигнал от относительно слабого источника на ярком фоне, который не модулируется, и, следовательно, не регистрируется. Поэтому часто важно знать зависимость чувствительности приемника от частоты модуляции.

Переходные процессы во многих приемниках имеют экспоненциальный характер. Такие приемники ведут себя как фильтры с низким пропусканием, и соответственно их чувствительность дается формулой:

$$R(f) = \frac{R_0}{(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}}, \quad (3.1)$$

где R_0 — чувствительность при нулевой частоте и τ — *время срабатывания*, или *постоянная времени* приемника. Частоту $f_k = 1/2\pi\tau$ часто называют *критической частотой*. В диапазоне частот от 0 до f_k величина $R(f)$ почти постоянна. Приемники с критической частотой f_k или постоянной времени τ будут правильно отражать работу импульсного источника только тогда, когда длительность импульса много больше τ .

Следующей важной характеристикой фотоприемника является уровень шума. Электронные системы подвержены воздействию *шума*. Шумы могут быть обусловлены дискретной природой электрического заряда, тепловым движением носителей зарядов и другими причинами. Минимальный входной сигнал, который может зарегистрировать «шумящий» приемник (при условии, что в усилителе шумы отсутствуют), должен давать выходной сигнал, сравнимый по величине с шумами в самом приемнике. Условились, что это минимальное значение входного сигнала имеет место при точном равенстве величин выходного сигнала и шума в приемнике, то есть при отношении сигнал/шум, равном 1. Другими словами, для отчетливо различимого сигнала отношение сигнал/шум должно быть больше 1.

Для многих хорошо известных источников шума мощность шума пропорциональна ширине полосы Δf используемого электронного прибора. Такой шум называется *белым шумом*. Многие приемники являются составной частью электрической цепи, по которой протекает ток или в которой имеется напряжение, создаваемое приемником. Поскольку ток или напряжение пропорциональны квадратному корню из полной мощности, то шумовой ток или напряжение пропорциональны $\Delta f^{1/2}$. Поэтому минимум измеряемой мощности излучения в полосе частот Δf возрастает прямо пропорционально $\Delta f^{1/2}$.

Мощность теплового шума дается формулой

$$P_{\text{тепл}} = 4kT\Delta f. \quad (3.2)$$

Если нагрузочное сопротивление ФП равно R , то выражение для шумового тока на любой электрической частоте из полосы Δf имеет вид

$$i_{\text{тепл}} = (4kT\Delta f/R)^{1/2}. \quad (3.3)$$

Дискретная природа электрона и фотона приводит к возникновению *дробового шума*. Одни считают, и эту точку зрения иногда называют *полуклассическим представлением*, что электромагнитное поле служит причиной случайного испускания отдельных фотоэлектронов. Существует и другая точка зрения, заключающаяся в том, что электромагнитное поле само квантовано, а флуктуации этого поля и являются причиной случайного излучения фотоэлектронов, при-

чем эти флуктуации ассоциируются с частицами, называемыми фотонами. Поэтому дробовой шум, являющийся результатом случайной выборки набора фотонов, иногда называют *фотонным шумом*, или *квантовым шумом*.

Предположим, что в течение интервала Δt в среднем появляется N фотонов. Предположим также, что мощность пучка не меняется, и фотоэлектроны распределены случайно во времени. Согласно теореме теории вероятности, число электронов, появившихся в разные интервалы времени одинаковой длительности, будет различаться на $N^{1/2}$, то есть равно среднеквадратичному отклонению для распределения Пуассона. Таким образом, каждый раз, когда мы считаем фотоэлектроны в течение интервала Δt , мы с большой вероятностью получаем, что их число лежит в интервале между $N - N^{1/2}$ и $N + N^{1/2}$. Такие флуктуации в распределении фотоэлектронов приводят к возникновению дробового шума. В силу того, что величина N пропорциональна Δt , флуктуация $N^{1/2}$ пропорциональна $\Delta t^{1/2}$. Связывая Δt с величиной, обратной ширине полосы измерительной электронной аппаратуры, мы приходим к заключению, что шумовой ток $i_{\text{дроб.}}$, возникающий в результате действия дробового шума, так же как и тепловой шум, пропорционален $\Delta f^{1/2}$. А именно,

$$i_{\text{дроб.}} = (2ei\Delta f)^{1/2}, \quad (3.4)$$

где e – заряд электрона. Уравнение (3.4) дает связь тока дробового шума с установившимся фототоком i .

Полную классификацию других типов шумов можно найти в литературе по данной главе.

В системах, в которых имеется несколько источников шума приблизительно одинаковой интенсивности, для получения результирующего значения шума нужно сложить квадраты отдельных компонент. Например, когда в системе имеются тепловой и дробовой шум, то полный шумовой ток i_N определяется выражением

$$i_N = (i_{\text{тепл.}}^2 + i_{\text{дроб.}}^2)^{1/2} \quad (3.5)$$

Мощность излучения P_{min} , приводящая к возникновению фототока, равного i_N , называется *минимальной измеряемой мощностью* в полосе частот Δf . Поскольку фототок равен произведению мощности излучения на чувствительность R , то

$$P_{\text{min}} = (i_{\text{тепл.}}^2 + i_{\text{дроб.}}^2)^{1/2} / R. \quad (3.6)$$

Когда падающая мощность равна минимальной измеряемой мощности, отношение сигнал/шум равно 1. Это означает, что минимальная измеряемая мощность – это мощность излучения, необходимая для создания фототока, равного полному шумовому току в системе.

Производители часто характеризуют приемники их *эквивалентной мощностью шумов*, или NEP (от англ. *noise-equivalent power*), которая является мощностью излучения, необходимой для создания фототока, равного собственному

шуму приемника. Часто собственным шумом является тепловой шум нагрузочного сопротивления, или темновой ток. А именно эквивалентная мощность шумов – это минимум измеряемой мощности на данной электрической частоте из заданной полосы частот в случае, когда пренебрегают собственными источниками шума, такими как дробовой шум или относительный шум интенсивности. Некоторые авторы и производители определяют «эквивалентную мощность шумов» как минимум измеряемой мощности в единице ширины полосы. В этом случае «эквивалентная мощность шумов» не является минимальной измеряемой мощностью для данной ширины полосы, и минимальная измеряемая мощность в полосе Δf равна произведению NEP на $\Delta f^{1/2}$. Определенная таким образом NEP имеет единицы измерения ватты на (герц)^{1/2}, которые нужно произносить «ватты на корень квадратный из герца». Использование термина «эквивалентная мощность шумов» для обозначения наименьшей измеряемой мощности на единичном интервале частот в каком-то смысле не очень правильно, потому что единицей измерения мощности являются ватты.

Эквивалентная мощность шумов указывается для данной длины волны, частоты модуляции и ширины полосы, или для источника с заданными температурой черного тела, частотой модуляции и шириной полосы.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит различие между тепловыми и фотонными (квантовыми) приемниками оптического излучения?
2. Что такое тепловой шум ФП? Как можно уменьшить его?
3. Как рассчитывается суммарный шум ФП при наличии нескольких источников шума?
4. Дайте определение чувствительности ФП.

Литература

1. Справочник по лазерам. Т 2. /под ред. А.М. Прохорова. – М.: Сов. Радио, 1978. – С. 120–181.
2. Янг, М. Оптика и лазеры. – М.: Мир, 2005. – С. 79–116.

Глава 4. МЕТОДЫ И ТЕХНИКА АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

4.1. Спектрофотометрический метод

В этой главе рассмотрим физические основы методов и технику абсорбционной спектроскопии газовых сред. Совокупность обсуждаемых методов иллюстрируется схемой на рис. 4.1. Наибольшее внимание уделим наиболее бурно прогрессирующим методам лазерной и Фурье-спектроскопии, которые характеризуются высоким спектральным разрешением и высокой чувствительностью.



Рис. 4.1. Методы абсорбционной спектроскопии

Дополнительно к методам, представленным в схеме (рис. 4.1), будут кратко рассмотрены некоторые их разновидности или их комбинации, нашедшие также применение в атмосферных исследованиях.

Пропускание однородной газовой среды T_v для монохроматического излучения с частотой описывается законом Бугера-Беера-Ламберта

$$T_v = \left(\frac{I}{I_0} \right) = \exp(-k_v L) \quad (4.1)$$

где I и I_0 – спектральная интенсивность излучения на выходе и входе в поглощающую среду, соответственно, k_v (см^{-1}) – спектральный коэффициент поглощения, а L (см^{-1}) – длина оптического пути в среде.

Если в среде присутствует несколько поглощающих компонентов, то спектральный коэффициент поглощения может быть представлен в виде

$$k_\nu = P \sum_{j=1}^k X_j \sum_{i=1}^{N_j} S_{ij}(T) g_{\nu,i,j} \quad (4.2)$$

где P (атм) – полное давление, X_j – молекулярная фракция j -ой компоненты смеси, $S_{ij}(T)$ ($\text{см}^2/\text{атм}$) – интенсивность i -ой спектральной линии j -ой компоненты смеси на частоте центра линии $\nu = \nu_{0,i,j}$ (см^{-1}), а функция $g_{\nu,i,j}$ – описывает форму контура линии поглощения. Она нормируется таким образом, чтобы

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g_{\nu,i,j} d\nu \equiv 1 \quad (4.3)$$

Вид функции $g_{\nu,i,j}$ определяется типом уширения линии и формой ее контура, например, Лоренцовский контур.

В том случае, когда используется перестраиваемый по частоте узкополосный лазер с шириной линии $\gamma_{\text{л}} \ll \gamma_{\text{погл}}$, измеряемый спектр пропускания является практически неискаженным.

4.1.1. Конструкция лазерных абсорбционных спектрометров с поглощающей Бугеровской кюветой

Наиболее типичная схема реализации лазерного абсорбционного спектрометра высокого разрешения показана на рис. 4.2.

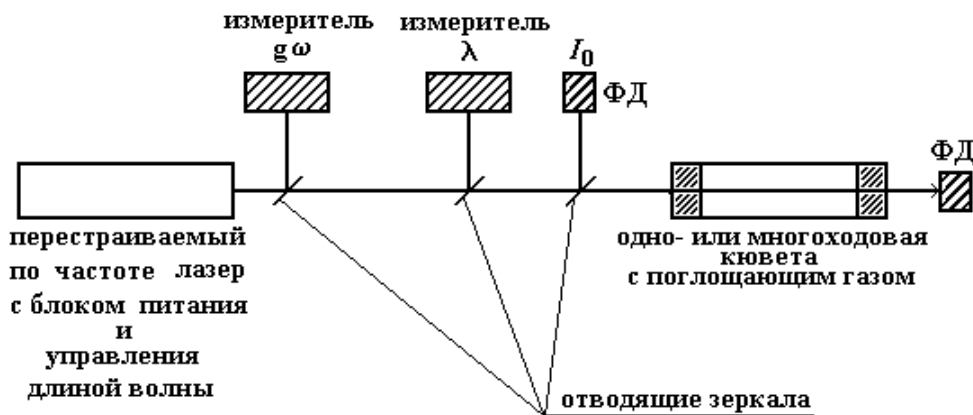


Рис. 4.2. Схема лазерного абсорбционного спектрометра

Принципиальная схема абсорбционного лазерного спектрометра.

Для получения исчерпывающей информации о спектре пропускания газовой среды, заполняющей поглощающую кювету, необходимо выполнить измерения:

- интенсивности излучения на входе (I_0) и выходе (I) из кюветы с помощью фотодетекторов, работающих в области генерации используемого лазера;
- измерить длину волны излучения лазера;

- измерить форму и ширину спектра лазерного излучения для учета ее влияния на искажение реального спектра пропускания исследуемой среды.

Основным достоинством метода абсорбционной Бугеровской спектроскопии является то, что только этот метод позволяет определить абсолютное значение спектрального коэффициента поглощения k_v без дополнительной калибровки спектрометра.

$$k_v = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{I_{0v}}{I_v} \right) \quad (4.4)$$

Из (4.4) следует, что чувствительность метода абсорбционной лазерной спектроскопии (как и спектроскопии с использованием широкополосных источников излучения) возрастает с возрастанием длины оптического пути в среде L , что достигается при использовании многоходовых поглощающих кювет, а также при использовании высокочастотных лазеров и малошумящих детекторов излучения, обеспечивающих регистрацию как можно меньших различий между величинами I_0 и I .

Минимально детектируемый спектральный коэффициент поглощения

k_v^{\min} при использовании метода абсорбционной спектроскопии определяется как

$$k_v^{\min} = \frac{\left(\frac{I_{0v} - I_v}{I_{0v}} \right)_{\min}}{L} \quad (4.5)$$

При возможности регистрировать величину $(I_{0v} - I_v)/I_{0v} \sim 10^{-4}$ и длине поглощающей ячейки 100 см, $k_v^{\min} \approx 10^{-6} \text{ см}^{-1}$.

Повышение чувствительности означает возможность детектирования все более малых значений величины k_v . В методе абсорбционной спектроскопии это достигается двумя способами.

4.1.2. Применение многоходовых газовых кювет

При создании высокочувствительного лазерного гигрометра с диодным лазером ближнего ИК-диапазона ($\lambda = 1.39 \text{ мкм}$) была использована техника балансного радиометрического детектирования. Принципиальная измерительная схема представлена на рис. 4.3. Минимальное детектируемое значение $(\Delta I/I_0)$ при работе в режиме частотной модуляции лазерного излучения равняется $10^{-5} \text{ Гц}^{-1/2}$.

Этот результат получен со специальным охлаждаемым балансным радиометрическим детектором, первоначально разработанным для ПЭВМ, а впоследствии адаптированным для измерений слабого поглощения в газах.

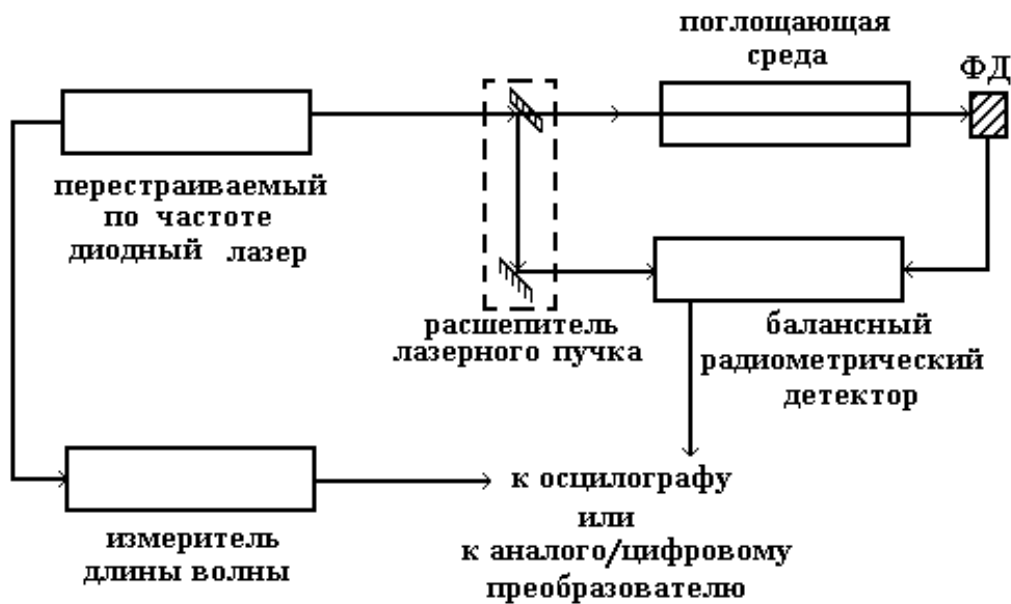


Рис. 4.3. Схема лазерного гигрометра

При частоте модуляции ~ 100 Гц и длине оптической кюветы 100 см описанная техника обеспечивает уверенную регистрацию коэффициентов поглощения $k_v \sim 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ при достаточно скромных габаритах измерительной системы.

4.1.3. Погрешность измерения абсолютных значений методом абсорбционной спектроскопии

При условии совпадения погрешностей измерения интенсивностей до и после поглощающей среды, то есть $dI_0 = dI$ относительная погрешность измерения k_v определяется, как

$$\frac{\Delta k_v}{k_v} = \frac{1}{k_v L} \left[1 + \frac{I_{0v}}{I_v} \right] \frac{dI_0}{I_0} \quad (4.6)$$

Если $dI_0/dI \sim 10^{-3}$ (0.1%), $k_v L \sim 1$, то $\Delta k_v/k_v \sim 3 \cdot 10^{-3}$, то есть 0.3%. Естественно, что малые погрешности измерений $\Delta k_v/k_v$ могут быть достигнуты с высокостабильными лазерами и при использовании прецизионных систем сравнения измеряемых интенсивностей при достаточном времени усреднения.

При работе с моноимпульсными лазерами, длина волны излучения которых изменяется от импульса к импульсу, относительная погрешность $\Delta k_v/k_v$ достигает величины $\sim 0.1 \div 0.5\%$ лишь при использовании многоходовых оптических кювет с большой базовой длиной (до 100 м), в которых с помощью многоходовых оптических систем можно реализовать длину оптического хода до 4-5 км. Такие системы удобны тем, что в них возможно моделировать условия, типичные для открытой атмосферы, а также изучать особенности взаимодействия с многокомпонентными газовыми средами излучения импульсных лазеров, которые применяются в спектроскопических лидарах для измерения профилей

концентрации молекулярных составляющих атмосферы, например, водяного пара, озона.

Схема лазерного спектрометра с тридцатиметровой многоходовой газовой кюветой и перестраиваемыми по длине волны импульсными твердотельными лазерами видимого и ближнего ИК-диапазона приведена на рис. 4.4., а сводка технических характеристик – в таблице 4.1.

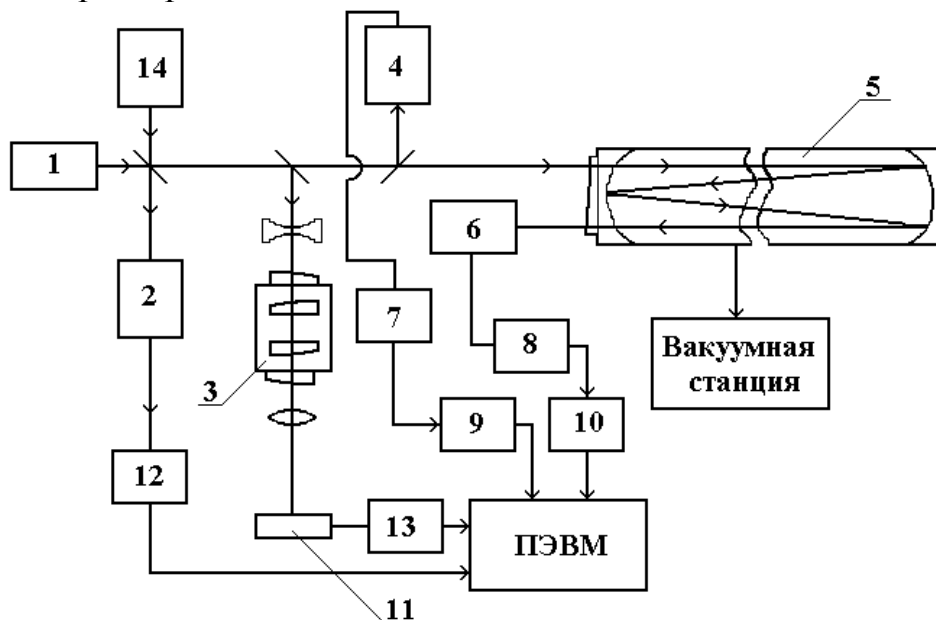


Рис. 4.4. Схема лазерного спектрометра

Таблица 4.1. Таблица технических характеристик спектрометра

Основные характеристики спектрофотометра

Параметры МГК

– длина, м	30
– диаметр, м	1,1
– диапазон давлений, мм рт.ст.	$5 \cdot 10^{-5} - 10^3$
– диапазон температур, К	288–350
– длина оптического хода, м	60–1800

Параметры лазера

– диапазон перестройки, нм	720–780
– ширина спектра излучения, см^{-1}	$< 5 \cdot 10^{-3}$
– шаг перестройки, см^{-1}	$\geq 5 \cdot 10^{-3}$
– частота следования импульсов, Гц	≤ 10
– длительность импульса, с	$\geq 180 \cdot 10^{-9}$
– энергия в импульсе, Дж	$\geq 10^{-3}$

Параметры системы регистрации:

– погрешность определения центров линий, см^{-1}	$\leq 5 \cdot 10^{-3}$
– погрешность измерения пропускания кюветы с газом, %	≤ 1
– погрешность измерения давления, мм рт.ст.	$\leq 0,1$
– пороговая чувствительность, см^{-1}	$5 \cdot 10^{-8}$

На рис. 4.5. и 4.6. представлен типичный вид записи участка спектра поглощения водяного пара в ближней ИК-области и образец измерения формы контура спектральной линии поглощения H_2O , полученные на кюветном спектрометре с импульсным лазером на александрите.

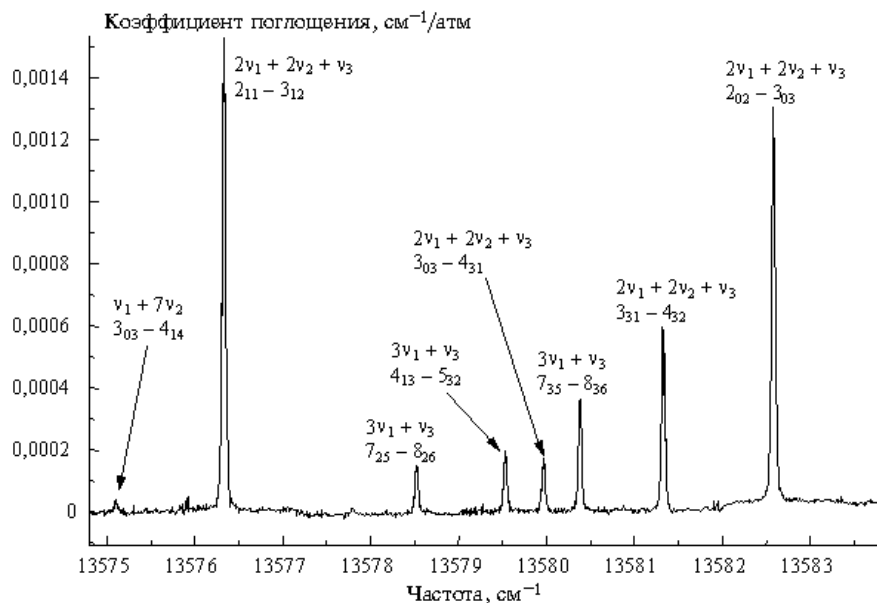


Рис. 4.5. Запись участка спектра поглощения водяного пара

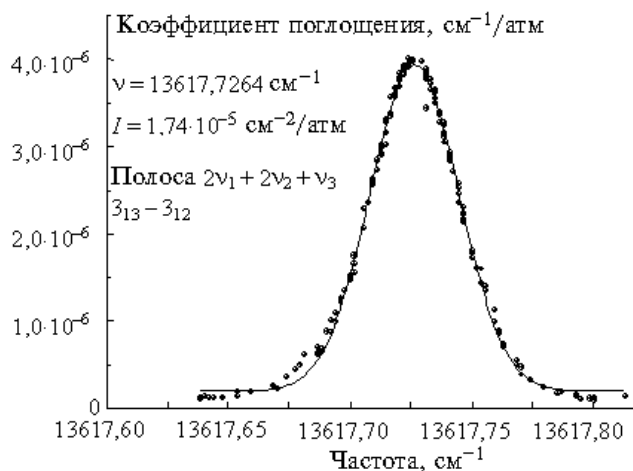


Рис. 4.6. Образец измерения формы контура спектральной линии поглощения водяного пара

4.1.4. Лазерные спектрометры с диодными лазерами

Бурный прогресс в создании малогабаритных диодных лазеров, перекрывающих практически весь оптический спектр от видимого диапазона до среднего ИК, обуславливает их возрастающее применение в лазерной спектроскопии. На рис. 4.7 представлены типы диодных лазеров и перекрываемых ими спектральных интервалов.

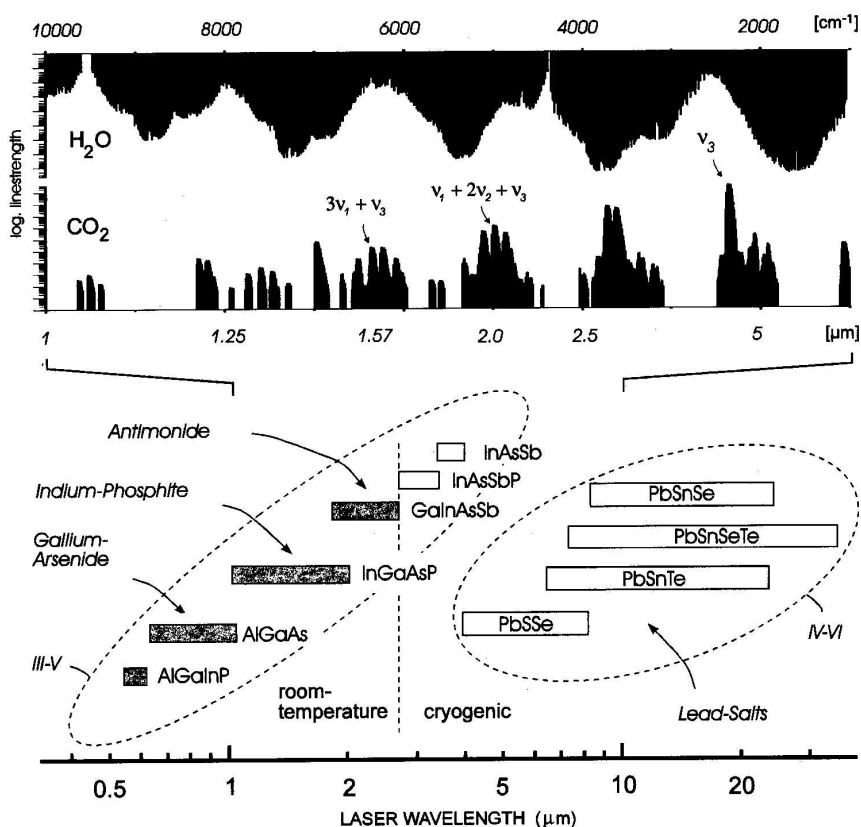


Рис. 4.7. Перекрываемые диодными лазерами спектральные интервалы

Перестройка длины волны излучения диодного лазера достигается изменением температуры кристалла, давления или за счет изменения напряженности внешнего магнитного поля. Наиболее распространена перестройка за счет изменения температуры рабочего элемента. Регулировка температуры осуществляется за счет изменения электрического тока, проходящего через лазерный диод.

Частота излучения диодного лазера изменяется в пределах ширины контура усиления, которая равняется нескольким обратным сантиметрам. Если зеркала нанесены на торцы кристалла, то при толщине кристалла ~ 0.5 мм область дисперсии $\sim 1.5 \text{ см}^{-1}$ и в полосу усиления попадают лишь несколько мод резонатора. При температурной перестройке происходит смещение максимума полосы усиления, что приводит к перескоку генерации из одной моды в другую, наиболее близкую в данный момент к максимуму коэффициента усиления.

Мгновенная ширина линии генерации диодного лазера обычно $\sim 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ см}^{-1}$, диапазоны перестройки частоты при сохранении одномодового режима составляет $\sim 0.2 \div 2 \text{ см}^{-1}$. На рис. 4.8. приведен диапазон перестройки длины волны диодного лазера (фосфат индия) в зависимости от тока через диод, а в таблице 4.2 – его технические характеристики.

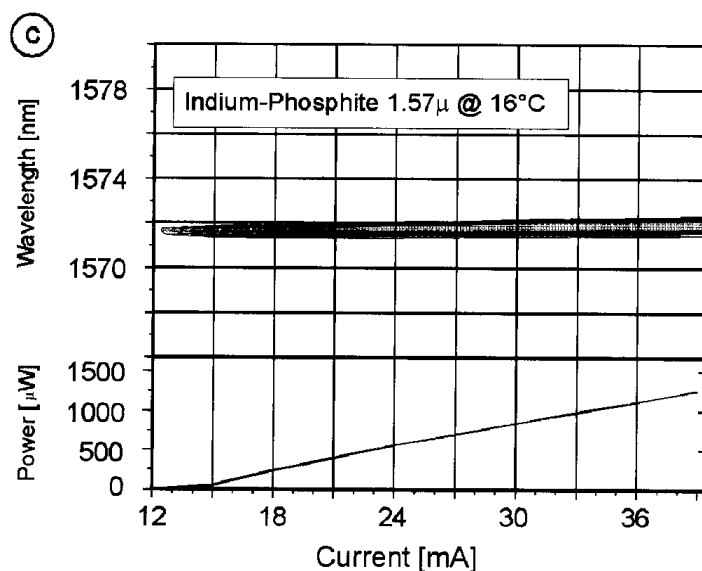


Рис. 4.8. Зависимость длины волны диодного лазера от величины тока

Таблица 4.2

Технические характеристики InP диодного лазера с распределенной обратной СВЯЗЬЮ

Предельный ток и температура	45 mA/40°C
Пороговый ток	12 mA/10°C
	22 mA/40°C
Максимальная выходная мощность	1.5 mA/10°C
	0.8 mA/40°C
Спектральная область перестройки при изменении температуры от 10 до 40°C	1571.5 –1574.4 нм
Область перестройки при фиксированной температуре	< 0.1 нм (< 0.4 см ⁻¹)
Коэффициент температурной перестройки	0.1 нм/К

Для стабилизации перестройки частоты генерации диодного лазера на уровне 10^{-4} см⁻¹/час применяют сложные электронные схемы с настройкой на реперную линию. Излучение диодных лазеров, в отличие от лазеров других типов, характеризуется малой величиной отношения вынужденного излучения к спонтанному шуму. Довольно интенсивная подкладка спонтанного излучения регистрируется фотоприемником и снижает точность определения нулевого сигнала. Погрешность определения уровня нулевого пропускания может достигать 10%. При погрешности определения базовой линии ~1% ошибка в определении интенсивности и столкновительной полуширины фойгтовского контура может достигать 6 и 12%, соответственно. Предложен метод коррекции измеряемого коэффициента поглощения и параметров контура Фойгта при наличии пьедестала спонтанного излучения.

В настоящее время именно с помощью диодных лазеров, обеспечивающих спектральное разрешение на уровне 10^{-4} см⁻¹, выполнены исследования трансформации контуров линий поглощения давлением и температурой, исследо-

ваны эффекты сужения доплеровского контура за счет столкновений, включая влияние сильных и слабых столкновений.

4.2. Метод Фурье-спектрометрии

В 1891 г. Майкельсон предложил схему двухлучевого интерферометра. Эта схема представлена на рис. 4.9. Чтобы яснее представить себе процессы, происходящие в таком интерферометре, рассмотрим вначале идеальную ситуацию, когда источник монохроматического излучения испускает хорошо коллимированный пучок света с длиной волны λ и соответствующим волновым числом $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$.

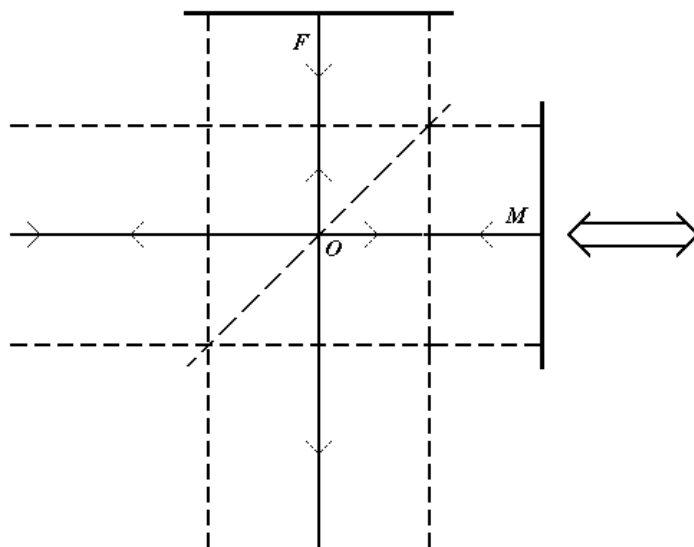


Рис. 4.9. Схема двухлучевого интерферометра

Предположим также, что расщепитель пучка не поглощает излучение и характеризуется 50% отражением и пропусканием. Определим вначале интенсивность пучка на фотодетекторе в том случае, когда подвижное зеркало фиксируется в нескольких стационарных положениях.

Разность хода лучей, отраженных от неподвижного и подвижного зеркала в плоскости детектора, равна $2(OM - OF) = \delta$. Когда неподвижное и подвижное зеркала находятся на одинаковом расстоянии от расщепителя пучка, $\delta = 0$, интенсивность луча в плоскости детектора равняется суммарной интенсивности пучков, пришедших от каждого из зеркал. Если подвижное зеркало переместится на расстояние $\lambda/4$, то разность хода пучков будет $\lambda/2$ и они интерферируют в противофазе, в результате чего интенсивность излучения на детекторе равна нулю (рис. 4.10). При следующей передвижке на $\lambda/4$ пучки вновь синфазны и $I = I_1 + I_2$.

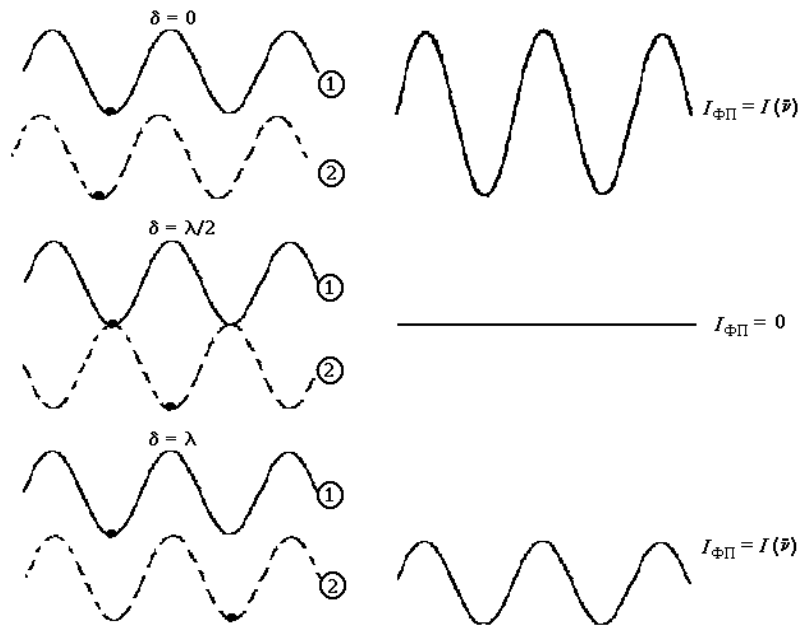


Рис. 4.10. Схематическое представление фазы электромагнитных волн от фиксированного 1 подвижного 2 зеркал

Если подвижное зеркало перемещается с постоянной скоростью, то сигнал с фотодетектора промодулирован по синусоиде, каждый максимум достигается, когда разность хода δ кратна длине волны λ . Интенсивность на фотоприемнике в каждой точке, где $\delta = n\lambda$ (n – целое число) равна интенсивности источника излучения $I(\bar{\nu})$, а при произвольной величине δ

$$I'(\delta) = 0.5I(\bar{\nu}) \left(1 + \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \right) = 0.5I(\bar{\nu})(1 + \cos 2\pi\bar{\nu}\delta) \quad (4.7)$$

$I'(\delta)$ состоит из постоянного $0.5I(\bar{\nu})$ и переменного $0.5I(\bar{\nu})\cos 2\pi\bar{\nu}\delta$ слагаемых. Переменное слагаемое в методе Фурье-спектрометрии является информативной величиной и называется интерферограммой. Амплитуда интерференционного сигнала в реальном интерферометре пропорциональна не только интенсивности источника излучения на входе в интерферометр, но также определяется качеством расщепителя пучка, чувствительностью детектора и другими факторами. Из всех перечисленных параметров от одного измерения к другому может изменяться только $I(\bar{\nu})$, и представляя (4.7) в виде

$$I(\delta) = B(\bar{\nu})\cos 2\pi\bar{\nu}\delta \quad (4.8)$$

где $B(\bar{\nu})$ соответствует интенсивности источника излучения с учетом характеристик интерферометра.

Математически $I(\delta)$ представляет собой косинусное Фурье-преобразование функции $B(\bar{\nu})$, а для определения вида истинного спектра $I(\bar{\nu})$ надо совершить обратное Фурье-преобразование функции $I(\delta)$, то есть синусоидально меняющегося сигнала фотодетектора при изменении положения движущегося зеркала.

В большинстве коммерческих образцов интерферометров Майкельсона подвижное зеркало перемещается с постоянной скоростью v и интерферограмму целесообразно представить как функцию времени t . Разность хода в момент времени t по сравнению с нулевой разностью хода равна

$$\delta = 2vt, \text{ см} \quad (4.9)$$

то есть

$$I(t) = B(\bar{\nu}) \cos 2\pi\bar{\nu}2vt \quad (4.10)$$

Для любой косинусоидальной волны с частотой f амплитуда сигнала в момент t выражается уравнением

$$A(f) = A_0 \cos 2\pi f \cdot t \quad (4.11)$$

откуда видно, что частота интерферограммы

$$f = 2v\bar{\nu} \quad (4.12)$$

В случае широкополосного (многоволнового источника) интерферограмма может быть представлена интегралом

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{\nu}) \cos 2\pi\bar{\nu}\delta d\bar{\nu} \quad (4.13)$$

$$B(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) \cos 2\pi\bar{\nu}\delta d\delta \quad (4.14)$$

Ввиду того, что $I(\delta)$ четная функция, мы можем записать

$$B(\bar{\nu}) = 2 \int_0^{+\infty} I(\delta) \cos 2\pi\bar{\nu}\delta d\delta \quad (4.15)$$

В том случае, когда мы можем обеспечить перемещение зеркала на бесконечно большое расстояние, мы получим бесконечно большое разрешение и неискаженный спектр.

Однако технически перемещение δ ограничено, и это, в свою очередь, ограничивает и определяет спектральное разрешение интерферометра.

Для того чтобы продемонстрировать, как ограниченность перемещения зеркала влияет на спектральное разрешение, рассмотрим модельную ситуацию, когда источник излучения испускает две монохроматические спектральные линии с волновыми числами $\bar{\nu}_1$ и $\bar{\nu}_2$.

Если линии разделены интервалом $\Delta\bar{\nu} = \bar{\nu}_1 - \bar{\nu}_2$, обе монохроматические волны будут не совпадать по фазе при разности хода $0.5(\Delta\bar{\nu})^{-1}$. Чем ближе линии дублета, тем больше разность хода необходимая для совпадения косинусоидальных волн по фазе, то есть чем большее спектральное разрешение мы хотим получить, тем большая разность хода необходима.

Две волны совпадут по фазе в первый раз после нулевой разности хода при $\delta = (\Delta\bar{\nu})^{-1}$, поэтому спектральное разрешение выражается через максимальную разность хода δ_{\max}

$$\Delta\bar{\nu} = (\delta_{\max})^{-1} \quad (4.16)$$

Чтобы учесть конечность перемещения зеркала, введем прямоугольную функцию $D(\delta)$

$$D(\delta) = \begin{cases} 1 & -\delta_{\max} \leq \delta \leq \delta_{\max} \\ 0 & \delta > |\delta_{\max}| \end{cases} \quad (4.17)$$

тогда

$$B(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) D(\delta) \cos 2\pi\bar{\nu}\delta d\delta \quad (4.18)$$

Чтобы Фурье-преобразование интерферограммы $I(\delta)$ воспроизводило истинный спектр, Фурье-образ $f(\bar{\nu})$ функции $D(\delta)$ должен иметь вид

$$f(\bar{\nu}) = \frac{2\delta_{\max} \sin(2\pi\bar{\nu}\delta_{\max})}{2\pi\bar{\nu}\delta_{\max}} = 2\delta_{\max} \operatorname{sinc} 2\pi\bar{\nu}\delta_{\max} \quad (4.19)$$

Вид функции $f(\bar{\nu})$ показан на рис. 4.11. Она симметрична относительно $\bar{\nu} = 0$ и пересекает ось $\bar{\nu}$ в точках $\bar{\nu} = n/2\delta_{\max}$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ целые числа. Функцию $f(\bar{\nu})$ называют инструментальной или аппаратной функцией интерферометра.

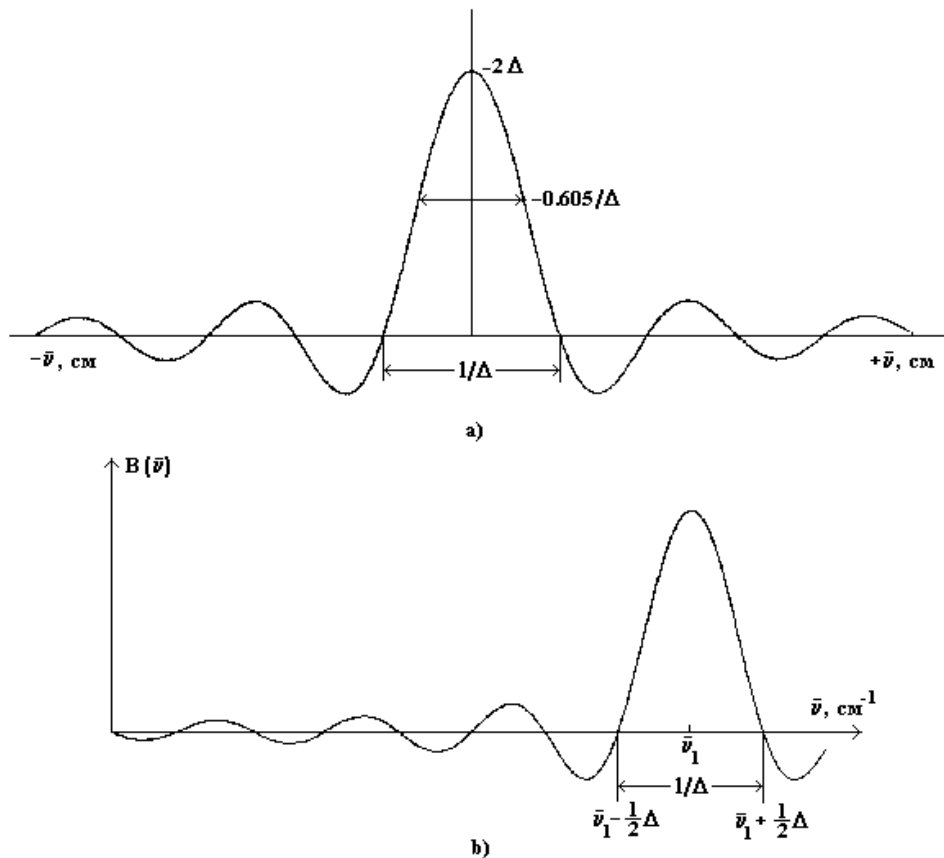


Рис. 4.11. Аппаратная функция интерферометра

Аппаратная функция, определяемая (4.19), имеет значительные вторичные максимумы, с целью сглаживания которых применяют процедуру аподизации. Для этого вместо ступенчатой прямоугольной функции $D(\delta)$ применяется также достаточно простая функция, например вида

$$\begin{aligned}
 A(\delta) &= 1 - \left| \frac{\delta}{\delta_{\max}} \right|, & -\delta_{\max} \leq \delta \leq \delta_{\max} \\
 A(\delta) &= 0, & \delta \geq |\delta_{\max}|
 \end{aligned}
 \tag{4.20}$$

В этом случае истинный спектр должен быть свернут с Фурье-образом функции $A_1(\delta)$. Наиболее общее выражение для аподизирующей функции подбирается в виде

$$A(\delta) = \sum_{i=0}^n C_i \left[1 - \left(\frac{\delta}{\delta_{\max}} \right)^2 \right]^i
 \tag{4.21}$$

с варьируемыми значениями C_i и i .

Рассмотрим два режима работы интерферометра Майкельсона.

Режим медленного сканирования

Он соответствует скорости передвижения зеркала, при которой $f = 2v\bar{\nu} \leq 1$ Гц.

Такой режим обычно используется в Фурье-спектрометрах дальнего ИК-диапазона, в котором наибольшее значение $\bar{\nu} \sim 500 \text{ см}^{-1}$.

Режим быстрого сканирования

Он характеризуется скоростью перемещения зеркала ≥ 0.1 см/сек и используется в Фурье-спектрометрах среднего и ближнего ИК-диапазонов, то есть в диапазоне волновых чисел $500 \div 1000 \text{ см}^{-1}$.

4.3. Метод лазерной оптико-акустической (ОА) спектроскопии

4.3.1. Физические основы ОА метода

В основе ОА метода спектроскопии лежит открытый Беллом, Тиндалем и Рентгеном в 1880–1881 гг. ОА-эффект, заключающийся в генерации звука газом, поглощающим солнечное излучение. Отсутствие подходящих источников звука задержало практическое применение метода до 1938 г., когда Вейнгероу выполнил ряд экспериментов, послуживших основой для создания недисперсионных ОА газоанализаторов. С появлением лазеров возможности использования ОА-эффекта резко возросли.

4.3.2. Принцип реализации и основные характеристики ОА метода

Общая схема ОА-спектрометра с непрерывными плавно перестраиваемыми лазерами рис. 4.12. Модулированное по амплитуде (или частоте) монохроматическое излучение лазера проходит через ячейку ОАД с прозрачными окнами, заполненную поглощающим излучение газом. В результате поглощения газ нагревается и создает в замкнутом объеме ячейки колебания давления (звук) на частоте модуляции источника излучения. При условии, что длина звуковой волны в газе больше внутренних размеров ячейки ОАД и выполняется закон поглощения Бугера, амплитуда ΔP колебаний давления (Па) пропорциональна средней по объему V ячейки мощности, выделяющейся при поглощении

$$\Delta P = \alpha W_{\text{погл}}/V = \alpha W_0 (1 - \exp(-\sigma_v n l))/V \quad (4.22)$$

где W_0 – мощность излучения, Вт; $V = \pi a^2 l$, a , l – объем, м^3 , радиус, м, и длина ячейки, м, α – коэффициент пропорциональности.

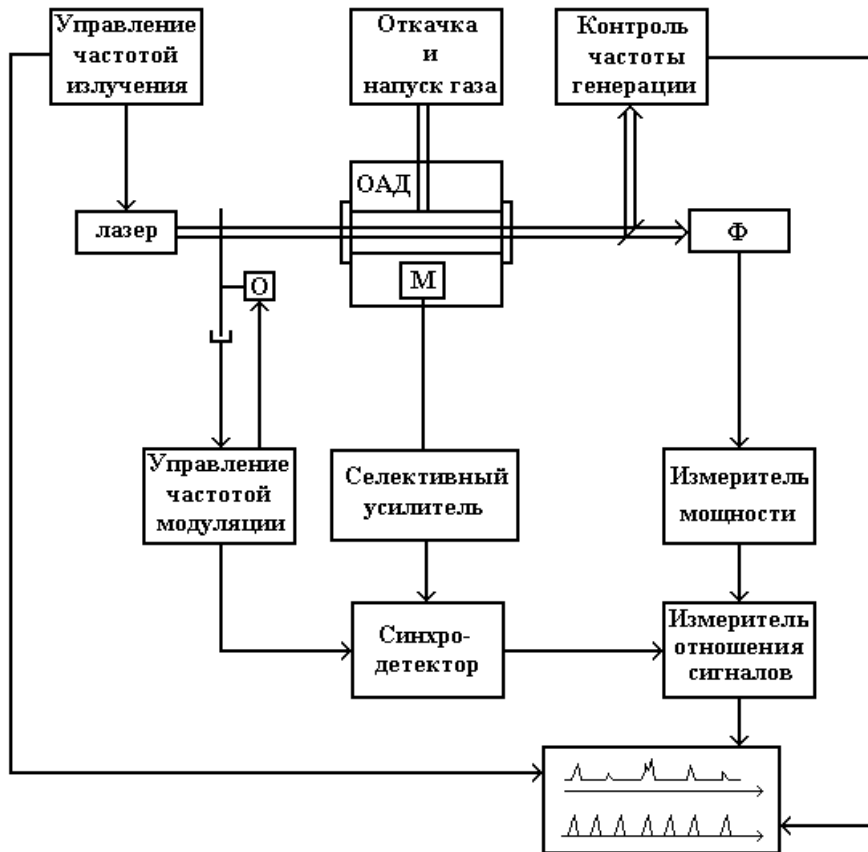


Рис. 4.12. Блок-схема ЛОАС: М – микрофон с предусилителем; Ф – приемник излучения; О – обтюратор

При слабом поглощении ($\sigma_v n l \ll 1$), с которым приходится иметь дело при решении задач, перечисленных во введении, соотношение (4.22) примет вид

$$\Delta P = \alpha W_0 \sigma_v n / \pi a^2 = R_c \sigma_v n W_0. \quad (4.23)$$

Колебания давления преобразуются помещенным в ячейку конденсаторным микрофоном М в переменный электрический сигнал амплитудой U и регистрируются:

$$U = R_m \cdot \Delta P = R_m R_c \sigma_v n W_0 = R \sigma_v n W_0. \quad (4.24)$$

Перестраивая частоту излучения лазера ν и откладывая ее значение по оси абсцисс, а по оси ординат – величину U/W_0 , получаем частотное распределение отношения амплитуды выходного сигнала микрофона к мощности лазера. Для получения интересующего нас спектра поглощения газа необходимо разделить это отношение на величину чувствительности R .

4.3.3. Чувствительность оптико-акустического метода

Общий вид основного уравнения (4.24), связывающего регистрируемый сигнал с исследуемым параметром, в данном случае коэффициентом поглощения $\kappa_\nu = \sigma_\nu n$, определяет представление важнейших параметров оптико-акустического детектора. Первым важным параметром является чувствительность ($\text{В} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$):

$$R = U / \sigma_v n W_0, \quad (4.25)$$

которая характеризует эффективность преобразования поглощенной мощности в электрический сигнал акустического датчика и представляет собой амплитуду электрического сигнала, генерируемого датчиком на единицу мощности, поглощенной исследуемой средой на единицу длины. Чувствительность $R=R_m \cdot R_c$ зависит от параметров ОА ячейки, микрофона, термодинамических свойств исследуемой среды, и очень слабо – от диаметра лазерного пучка (точнее, соотношения между ним и диаметром ячейки), и представляет собой произведение двух составляющих, где R_c – коэффициент преобразования поглощенной мощности в акустический сигнал, (чувствительность ячейки, Па·Вт⁻¹·см); R_m – коэффициент преобразования акустического сигнала в электрический (чувствительность микрофона в ОА ячейке, В·Па⁻¹).

Контрольные вопросы

1. Приведите классификацию методов абсорбционной спектроскопии высокого разрешения.
2. В чем состоят отличия метода лазерной спектроскопии от метода Фурье-спектроскопии?
3. Сравните выражения, описывающие связь определяемого коэффициента поглощения с измеряемыми параметрами в спектрофотометрическом и оптико-акустическом методе. Обсудите разницу.

Литература

1. Синица, Л.Н. Методы спектроскопии высокого разрешения. – Томск: Изд-во ТГУ, 2006. – 364 с.
2. Пономарев, Ю.Н., Агеев, Б.Г., Зигрист, М.В., Капитанов, В.А., Никифорова, О.Ю. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия межмолекулярных взаимодействий в газах. – Томск: МГП «РАСКО», 2000. – 199 с.

Глава 5. ЛАЗЕРНЫЙ ГАЗОАНАЛИЗ

В предыдущей лекции были рассмотрены физические основы лазерной спектроскопии и типы лазерных спектрометров. Задачей спектроскопии является исследование спектров поглощения (излучения или рассеяния, то есть определение зависимости характеристик поглощения, излучения или рассеяния от длины волны (частоты) оптического излучения).

Задачей газоанализа является определение концентрации того или иного вещества в исследуемом образце воздуха, жидкости, твердого тела. Любой спектрометр, рассмотренный выше, может быть использован как газоанализатор. Например, абсорбционный спектрометр измеряет значение коэффициента поглощения $k(\lambda)$ на заданной длине волны λ . В свою очередь, $k(\lambda) = n\sigma(\lambda)$, где n – концентрация поглощающих молекул, а $\sigma(\lambda)$ – сечение поглощения излучения с длиной волны отдельной λ молекулой.

Рассмотрим основные аспекты лазерного газоанализа на примере оптико-акустического (ОА) газоанализатора, используемого для определения газов-маркеров различных легочных заболеваний в выдыхаемом воздухе.

5.1. Принцип действия лазерного ОА газоанализатора

Принцип работы лазерного оптико-акустического (ОА) газоанализатора состоит в следующем. Лазерное излучение проходит через ОА-ячейку с анализируемым газом. Если длина волны излучения совпадает с одной из линий поглощения исследуемого газа, то в результате поглощения излучения в объеме ячейки появляются возбужденные молекулы, затем, благодаря вращательной и колебательно-поступательной релаксации, газ нагревается, и в замкнутом объеме ячейки возникает повышенное давление, которое регистрируется микрофоном. В эксперименте регистрируется также энергия лазерного излучения и отношение сигнала микрофона к энергии излучения, которое называется ОА-сигналом. Принципиальная схема ОА-газоанализатора представлена на рис. 5.1.

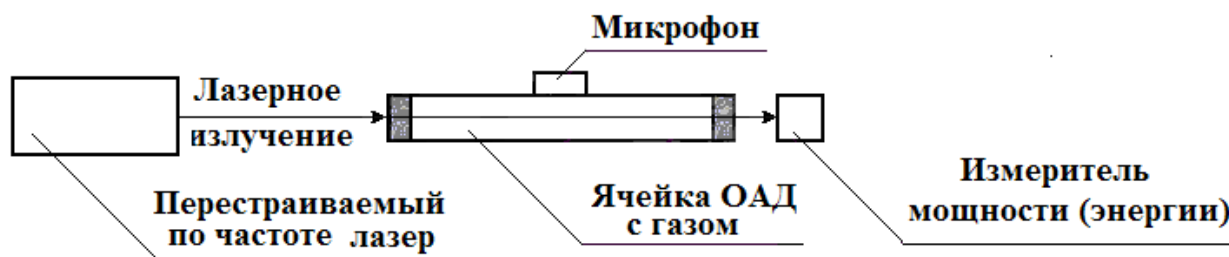


Рис. 5.1. Схема ОА-газоанализатора с лазерным источником

При прохождении лазерного излучения через ячейку ОА газоанализатора, заполненную исследуемой газовой смесью или воздухом с молекулярными примесями, часть энергии лазерного излучения поглощается газом, после чего

газ нагревается и импульс давления, возникающий вследствие нагрева, действует на мембрану микрофона. Это воздействие приводит к появлению электрического сигнала U на выходе микрофона

$$U = \alpha \sigma(\lambda) C E, \quad (5.1)$$

где E – энергия или мощность лазерного излучения, $\sigma(\lambda)$ – поперечное сечение поглощения, C – концентрация молекул поглощающего газа, α – чувствительность ОА-газоанализатора (она определяется типом микрофона, геометрией ячейки и т.п.).

При наличии в газе одной поглощающей примеси, концентрация молекул примеси определяется как

$$C = \frac{U}{\alpha \sigma(\lambda) \cdot E} \quad (5.2)$$

В ОА ячейке обычно генерируется и фоновый сигнал с амплитудой β . Он обусловлен поглощением другими газами, окнами ячейки и т.п. и, как правило, является неселективным, то есть очень слабо зависящим от длины волны излучения. Этот фоновый сигнал можно исключить, если провести измерения на двух длинах волн λ_1 (совпадает с линией поглощения детектируемого газа) и λ_2 (за пределами линии поглощения). Тогда получаем два сигнала, U_1 и U_2 .

$$\begin{cases} U_1 = \alpha (k(\lambda_1) C + \beta_1) E_1 \\ U_2 = \alpha (k(\lambda_2) C + \beta_2) E_2 \end{cases} \quad (5.3)$$

Близость λ_1 и λ_2 обеспечивает равенство слабо селективного фонового поглощения на двух длинах волн ($\beta_1 \approx \beta_2$), что позволяет определить концентрацию исследуемого газа:

$$C = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{U_1}{E_1} - \frac{U_2}{E_2} \right) \frac{1}{k(\lambda_1) - k(\lambda_2)}. \quad (5.4)$$

Такой способ устранения фонового поглощения лежит в основе метода дифференциального поглощения.

Однако на практике часто требуется определить концентрации нескольких поглощающих компонентов газовой смеси. Это можно сделать, например, путем спектрального сканирования газовой смеси, используя перестраиваемый по длине волны источник лазерного излучения. Если газовая смесь содержит K поглощающих компонентов, то ОА-сигналы при измерениях на M длинах волн можно описать системой линейных уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{j=1}^K k_{1j} C_j + \beta_1 = y_1 \\ \sum_{j=1}^K k_{2j} C_j + \beta_2 = y_2 \\ \dots\dots\dots \\ \sum_{j=1}^K k_{Mj} C_j + \beta_M = y_M \end{array} \right. , \quad (5.5)$$

где y_i – приведенный ОА-сигнал на длине волны λ_i (отношение ОА-сигнала к чувствительности ОА-приемника).

Если число длин волн M достаточно, K уравнений системы (5.5) служат для определения коэффициентов фонового поглощения β_i , а остальные – для определения концентраций газов. Однако при наличии шума измерения, а также из-за того, что коэффициенты поглощения газовых компонентов смеси известны с некоторой погрешностью, полученное решение не является устойчивым, то есть небольшие вариации данных измерений могут приводить к сколь угодно большим вариациям искомых величин, вплоть до получения физически бессмысленных отрицательных значений. По этой причине метод прямого решения системы линейных уравнений лазерного газоанализа не всегда удается эффективно использовать для количественного газоанализа многокомпонентных смесей. Для определения концентраций газов необходимо использование специальных алгоритмов обработки, основанных на методах решения некорректных математических задач.

5.2. Техническая реализация метода лазерного ОА газоанализа

Рассмотрим типичную схему лазерного ОА газоанализатора, в котором в качестве источника излучения используется дискретно перестраиваемый по длине волны лазер на углекислом газе, а оптико-акустическая ячейка расположена внутри резонатора лазера.

Внутрирезонаторный лазерный оптико-акустический газоанализатор (в дальнейшем – ОАГ) предназначен для детектирования газовых примесей, имеющих полосы поглощения в спектральном диапазоне длин волн 9,2–10,8 мкм, в воздухе. ОАГ рассчитан на применение в аппаратуре локального оперативного газоанализа.

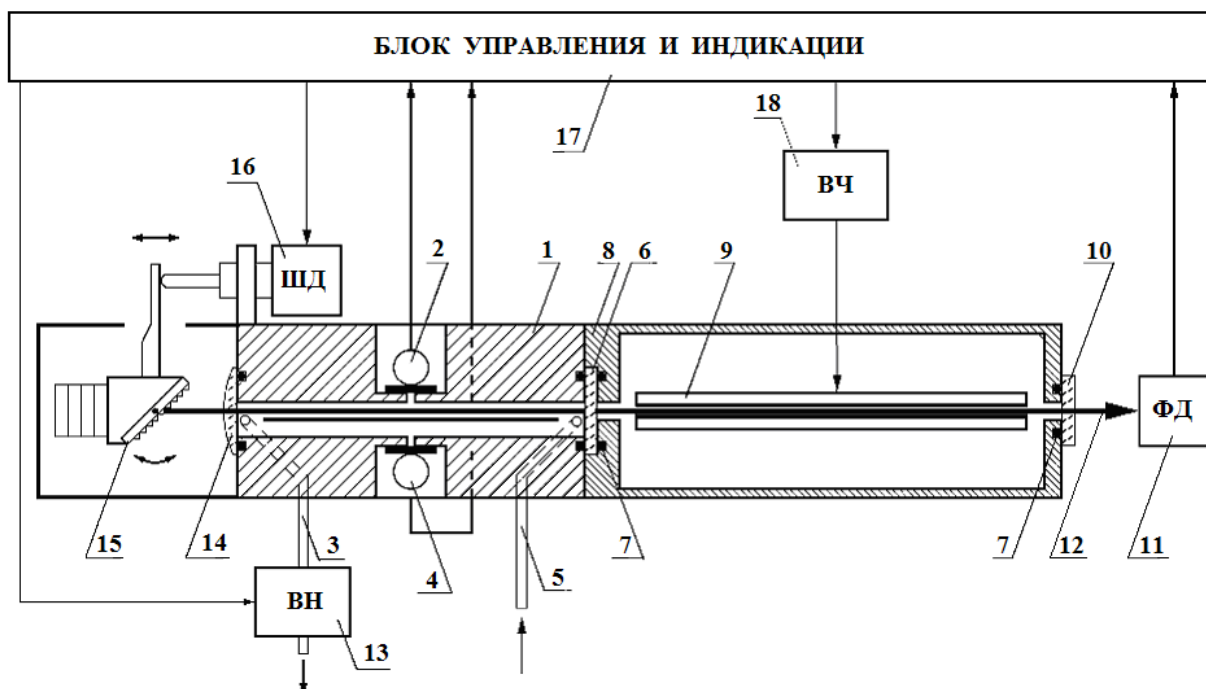


Рис. 5.2. Блок-схема внутриврезонаторного лазерного оптико-акустического газоанализатора: 1 – оптико-акустический детектор, 2, 4 – микрофоны, 3, 5 – ввод-вывод газовой пробы, 6 – проходное окно, 7 – уплотнение, 8 – корпус излучателя волноводного CO_2 лазера, 9 – волновод, 10 – выходное зеркало лазера, 11 – фотодетектор, 12 – выходное излучение лазера, 13 – воздушный насос, 14 – согласующая линза, 15 – узел перестройки длины волны излучения с дифракционной решеткой, 16 – шаговый привод узла перестройки, 17 – блок управления и индикации, 18 – ВЧ генератор накачки лазера

Принцип действия ОАГ основан на оптико-акустическом эффекте, возникающем в результате поглощения газами излучения CO_2 лазера. На рис. 5.2 представлена блок-схема ОАГ, а его внешний вид – на рис. 5.3.



Рис. 5.3. Внешний вид ОАГ

ОА детектор проточного типа 1 установлен внутри резонатора CO_2 лазера, благодаря чему мощность оптического излучения, взаимодействующая с молекулами газа в ОАД, достигает 100 Вт и более на различных линиях генерации CO_2 лазера. С помощью зонда, присоединенного к штуцеру 5, берется проба воздуха, которая воздушным насосом 13 прокачивается через ОАД. Молекулы газа,

имеющего линии поглощения на длине волны излучения CO₂ лазера, поглощают модулированное излучение CO₂ лазера, при этом внутри ОАД формируются акустические колебания на частоте модуляции, которые регистрируются микрофонами 4. Величина измеренного акустического сигнала пропорциональна концентрации молекул поглощающего газа в пробе воздуха. Информация о величине зарегистрированного сигнала отображается на мониторе блока управления и индикации, в качестве которого используется персональный компьютер.

Технические параметры ОАГ:

- | | |
|---|---|
| • Количество линий генерации лазера – | не менее 50 |
| • Пороговая чувствительность по поглощению – | не хуже 10 ⁻⁹ см ⁻¹ |
| • Скорость прокачки воздушной пробы – | 0.6-0.8 л/мин |
| • Частота повторения импульсов излучения – | 1170±50 Гц |
| • Регулировка скважности импульсов накачки лазера – | 4-8 |
| • Регулировка мощности импульсов накачки – | 50-150 Вт |

Контрольные вопросы

- Чем отличается лазерный спектрометр от лазерного газоанализатора?
- Назовите физические принципы работы ОА газоанализатора.
- Как можно убрать неселективный фоновый сигнал при измерении концентрации детектируемого газа?

Литература

2. Антипов, А.Б., Капитанов, В.А., Пономарев, Ю.Н., Сапожникова, В.А. Оптико-акустический метод в лазерной спектроскопии молекулярных газов. – Новосибирск: Наука, 1984. – 128 с.

3. Козинцев, В.И., Белов, М.Л., Городничев, В.А., Федотов, Ю.В. Лазерный оптико-акустический анализ многокомпонентных газовых смесей. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003. – 352 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

Изучение эффектов взаимодействия лазерного излучения с поглощающим веществом

Цель работы

Познакомиться на практике с эффектами, возникающими при взаимодействии мощного лазерного излучения с поглощающим веществом (регулярное испарение капель, взрыв аэрозольных частиц и оптический пробой), а также приобрести навыки идентификации данных процессов по регистрируемым оптическим и акустическим сигналам.

Задание

1. Изучение теории явлений нелинейно-оптических эффектов при воздействии лазерного излучения на вещество.
2. Ознакомление с принципами работы оптических квантовых генераторов, используемых в лабораторной работе.
3. Измерение амплитудно-временных характеристик акустического отклика.
4. Расчет концентрации частиц в объеме взаимодействия.
5. Расчет погрешности в определении концентрации частиц.
6. Анализ оптических и акустических измерений для идентификации, по их совокупности, режима взаимодействия.

1. Теоретическая часть

1.1. Взрывное вскипание частиц

Среди известных эффектов наименьшими энергетическими порогами обладают эффекты теплового расширения, испарения, горения. Под термином «энергетический порог» в данном случае понимается минимальное значение энергии, достаточной для реализации того или иного нелинейно-оптического эффекта. Наибольшие пороги имеют эффекты взрыва, пробоя. В результате нелинейного взаимодействия происходит существенная перестройка оптических свойств среды.

Взрыв частиц связан с быстрыми процессами появления и роста паровой фазы внутри частиц с центром вскипания в местах максимумов светового поля. В отличие от поверхностного испарения, процесс взрыва частиц является существенно пороговым. Величина энергетического порога взрыва зависит как от поглощающих свойств частицы и ее размера, так и от временных характеристик лазерного излучения. Взрывной режим испарения обусловлен быстрыми процессами появления и роста паровой фазы внутри вещества, так называемой гомогенной нуклеацией. Процесс связан с тем, что в результате быстрого нагрева за счет поглощения веществом энергии лазерного излучения происходит заход

вещества в так называемую метастабильную область – то есть в область, характеризующуюся состоянием неустойчивого равновесия (см. рис.1).

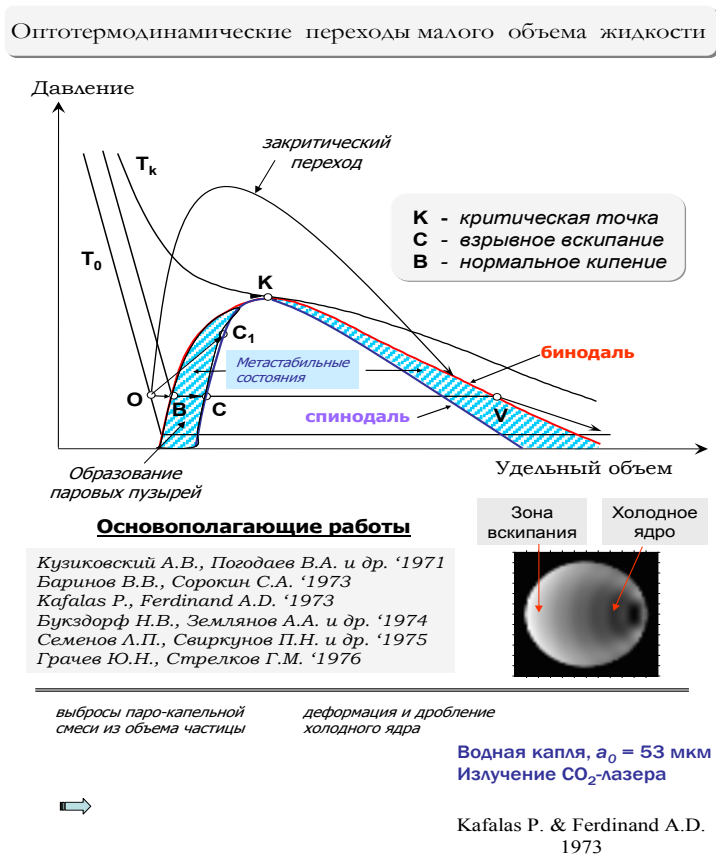


Рис. 1. Оптермодинамические переходы малого объема жидкости

Эта область ограничена, с одной стороны, бинодалью, на которой происходит нагрев и регулярный фазовый переход жидкость-пар, с другой стороны, – спинодалью – состоянием абсолютной неустойчивости, при котором любая внутренняя флуктуация (например, за счет теплового движения частиц внутри вещества) приводит к резкому снятию неустойчивости за счет того же фазового перехода. То есть вещество мгновенно, взрывообразно вскипает.

В зависимости от поглощательных способностей вещества, размера частиц и энергетических параметров излучения возможна реализация различных типов взрывов, как по характеру фазового перехода, так и по динамической картине разрушения.

Взрыв частицы наступает, когда температура внутри частицы становится близкой к температуре спинодали T_s , что при нормальном давлении $p = 1$ бар соответствует температуре 593 К. При таких перегревах в зонах энерговыделения активно генерируются и растут паровые пузыри, которые и являются причиной разрушения частицы, либо ее поверхностных слоев на более мелкие частицы и пар. При повышении скорости нагрева в зонах энерговыделения внутри частицы возможен рост давления, температура спинодали при этом возрастает. При определенных условиях для коротких энергоемких импульсов становится возможным однофазовый переход жидкость-пар. Взрыв таких областей, приле-

гающих к поверхности частицы, представляет собой течение квазисплошной среды.

1.2. Многофотонное поглощение

Многофотонное возбуждение представляет собой процесс, в котором электрон в квантовой системе (в атоме, молекуле) переходит из одного (начального) связанного состояния в результате поглощения нескольких фотонов внешнего поля (см. рис. 2).

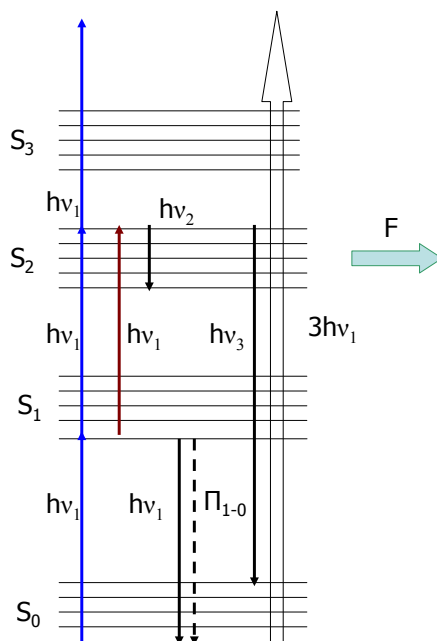


Рис.2. Принципиальная схема переходов электрона при воздействии внешнего оптического поля

При этом предполагается, что между начальным и конечным состояниями другие связанные электронные состояния отсутствуют, а если присутствуют, то в них не происходит реального перехода электрона при поглощении им фотона (или нескольких фотонов) по причине отсутствия резонанса между энергией фотона (нескольких фотонов) и энергией перехода или запретом такого перехода. Таким образом, многофотонное возбуждение представляет собой процесс, в котором отсутствуют промежуточные резонансы; резонанс существует лишь между энергиями нескольких фотонов и энергией перехода между начальным и конечным состояниями. Соответственно, многофотонное возбуждение противоположно каскадному (или ступенчатому) возбуждению, когда поглощение каждого последующего фотона переводит квантовую систему из одного связанного состояния в другое (более высокое) связанное электронное состояние.

Основная закономерность многофотонного возбуждения состоит в том, что вероятность возбуждения нелинейно (степенным образом) зависит от интенсивности излучения (числа падающих фотонов). Например, для двухфотонного поглощения эта вероятность пропорциональна квадрату интенсивности

падающей световой волны. Нелинейный характер многофотонного возбуждения качественно отличает этот процесс от однофотонного возбуждения, носящего линейный характер.

1.3. Ионизация и оптический пробой

Явление оптического пробоя, то есть формирования плазменного очага при распространении лазерного излучения, было открыто практически сразу после создания первых мощных лазеров. Модель возникновения плазмы, высокоионизованного состояния вещества, сводится к следующему. При воздействии лазерного излучения достаточной интенсивности в среде появляются свободные – затравочные – электроны.

Они могут появляться за счет разогрева среды, вследствие поглощения веществом лазерной энергии и повышения температуры среды при безизлучательной релаксации электронов с верхних уровней. Другой возможностью появления свободного электрона является механизм многофотонного поглощения, при котором за счет большой концентрации фотонов в интенсивном световом пучке возможно одновременное поглощение атомом не одного, а сразу нескольких фотонов, что позволяет электрону не просто переходить из основного состояния на один из верхних уровней, но и сразу уходить из атома (см. п. 2). Так, например, для рубинового лазера $h\nu = 1.78$ эв, а потенциал ионизации аргона $I = 15.8$ эв, то есть для отрыва электрона требуется девять фотонов. После этого происходит «разгон» свободного электрона в переменном электромагнитном, световом, поле. Механизм показан на рис. 3.

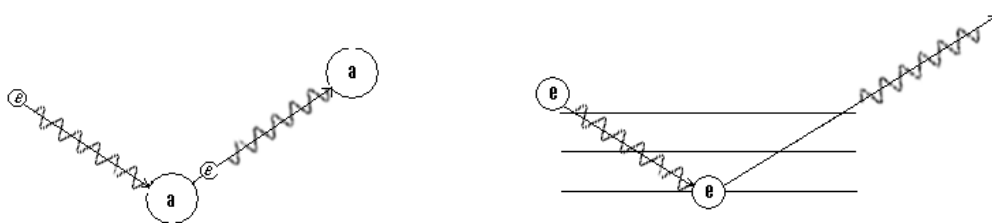


Рис. 3. Механизм «разгона» свободного электрона

За период между столкновением электрона с атомом электрон раскачивается переменным полем. То есть помимо энергии поступательного движения он приобретает от поля дополнительную порцию колебательной энергии. При упругом (без потерь на деформацию и нагрев) столкновении с атомом электрон меняет направление поступательного движения. При этом колебательная энергия переходит в энергию его поступательного движения, к которой он опять добавляет очередную порцию колебательной энергии, заново раскачиваемый переменным полем (рис. 4).

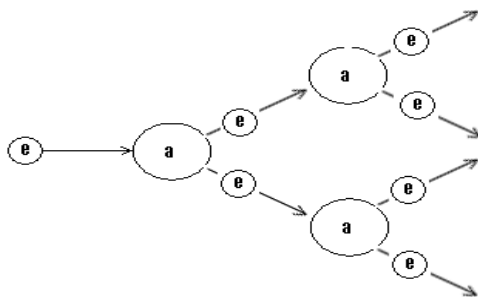


Рис. 4. Направление поступательного движения электрона

Так происходит до тех пор, пока через определенное количество столкновений электрон, ускоряемый полем, не наберет энергию достаточную для того, чтобы при столкновении с атомом «выбить» из него электрон. Такой процесс называется электронной лавиной и для его реализации необходимо лазерное излучение большой интенсивности.

1.4. Амплитудно-временные характеристики акустического отклика

В данном лабораторном эксперименте длительность импульса воздействующего излучения значительно меньше времени пробега звука через поперечник облучаемого объема $\tau_l \ll 2 \cdot a_d / c_0$, где τ_l – длительность лазерного импульса, a_d – радиус лазерного пучка, c_0 – скорость звука в воздухе. Поэтому длительность генерируемого акустического импульса полностью определяется пространственными размерами облучаемого объема, а наблюдаемый процесс сводится к задаче излучения акустических волн источником с начально заданным профилем давления. Для таких задач определение излучаемой акустической энергии оценивается как, $W_{ак} = P_a \cdot \Delta V$, где P_a – атмосферное давление, ΔV – объем вытесненного воздуха. Полагая, что объем вытесненного воздуха равен объему, вытесненному продуктами взрыва, получим:

$$W_{ак} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot a_0^3 \cdot N_n \cdot X_{вз} \cdot \frac{\rho_w}{\rho_n} \cdot P_0 \cdot V, \quad (1)$$

где $X_{вз}$ – степень регулярного испарения капель, a_0 – начальный радиус капли, ρ_w, ρ_n – плотность воды и пара на линии насыщения при атмосферном давлении, N_n – исходная концентрация аэрозоля, V – объем облучаемой области.

С другой стороны, по результатам регистрации оптико-акустического сигнала можно оценить генерируемую акустическую энергию. В частности, за первый период колебания в акустическом импульсе (согласно предварительным измерениям первый период колебания близок к гармоническому) получим:

$$W_{ак} = 4 \cdot \pi \cdot P_+^2 \cdot r^2 \cdot \tau_+ / (\rho_0 \cdot c_0), \quad (2)$$

где P_+ , τ_+ – максимальное акустическое давление и длительность положительной фазы оптико-акустического импульса, r – расстояние от микрофона до центра объема взаимодействия, ρ_0 – плотность воздуха.

Форма акустического сигнала представляет собой свертку профиля возникающего избыточного давления с расчетной переходной характеристикой пространственных условий регистрации сигналов. В соответствии с геометрией эксперимента и в допущении, что область возникновения акустического сигнала представляет собой сферу, форма колебаний поверхности сферы аппроксимируется функцией импульсного вида. С другой стороны, область генерации акустического импульса имеет существенное отличие по теплофизическим характеристикам от окружающего пространства и поэтому эта область является излучателем звука нулевого порядка (пульсирующая сфера) радиуса $a=a_n$, совершающая колебания с частотой $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ (f – частота акустических колебаний) и создающая звуковое давление

$$P = \xi_0 \cdot \rho_0 \cdot c_0 \frac{a^2}{r^2} \cdot \frac{jk r}{1 + jX} \cdot \exp jX \cdot \exp(j(\omega t - kr)), \quad (3)$$

где $X = ka$, $k = 2 \cdot \pi / \lambda$; ξ_0 – скорость поверхности сферы. Это соотношение показывает, что эффективность передачи энергии сферой при $k \cdot a < 1$ стремится к чисто мнимой величине и значительно снижается. Следовательно, для начального импульсного возмущения давления в объеме взаимодействия профиль акустической волны при $r \gg a$ представляет собой дипольный импульс (производная от функции начального возмущения давления), а эффективно излучаемая длина акустической волны будет связана с размером сферы соотношением: $\lambda \cong 2 \cdot \pi \cdot a$.

Таким образом, форма акустического сигнала, формируемого при взаимодействии лазерного излучения с малым объемом поглощающего вещества, определяется режимом взаимодействия и существенно от него зависит. Амплитудные и временные зависимости акустического давления позволяют, по их совокупности, проводить идентификацию режима взаимодействия лазерного излучения с поглощающим веществом. На рис. 5 представлены примерные амплитудные и временные зависимости, по которым можно идентифицировать тот или иной режим взаимодействия.

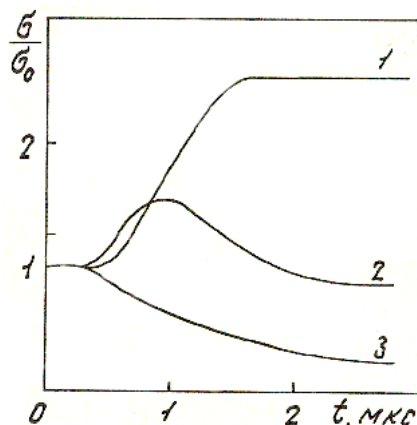


Рис. 5. Временной ход относительного коэффициента ослабления для зондирующего излучения ($\lambda = 0,63$ мкм). Для плотностей энергии воздействующего импульса CO_2 -лазера: 1- 20 Дж/см², 2 – 5 Дж/см², 3 – 1 Дж/см²

Кривая 3 на рис.3 указывает на то, что происходит процесс поверхностного испарения частиц аэрозоля, что приводит к уменьшению радиуса частиц и, соответственно, к увеличению прозрачности аэрозоля. Процесс взрывного вскипания частиц, приводящий к дроблению капель (замутнение среды) и последующему испарению осколков (просветление среды), показан на кривой 2. Оптический пробой, который влечет за собой образование плазмы и поглощение образовавшейся плазмой воздействующего и зондирующего излучения (замутнение среды), показан на рисунке кривой 1.

II. Практическая часть

2.1. Работа на рубиновом лазере

1. Включить переключатель на панели пульта управления, при этом должна загореться сигнальная лампа «сеть».

2. Нажать кнопку «пуск», при этом должна загореться лампа «накачка». Когда напряжение на конденсаторах достигнет требуемой величины, нажать кнопку «стоп». Заряд конденсаторов прекратится, а сигнальная лампочка «накачка» должна погаснуть.

3. Нажать выносную кнопку «поджиг» для запуска генератора.

4. Для отключения прибора выключить переключатель, при этом сигнальная лампа «сеть» должна погаснуть.

2.2. Последовательность работы с CO₂-лазером

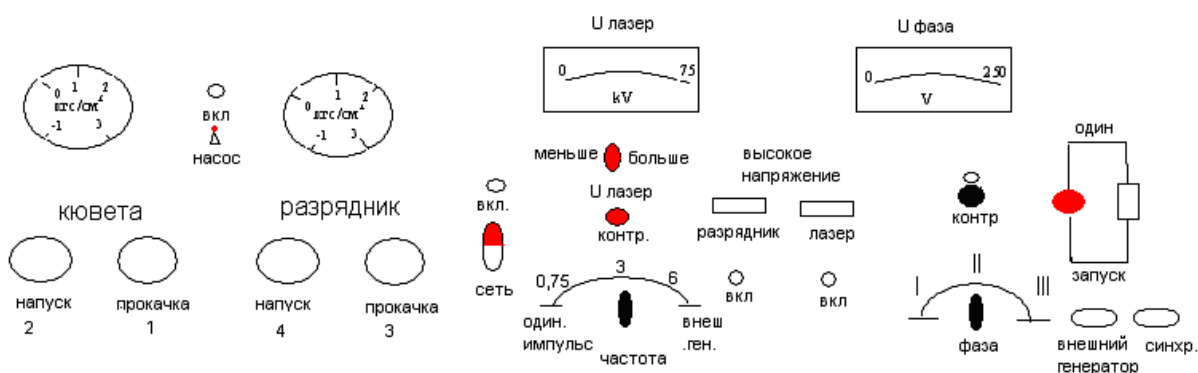


Схема пульта управления CO₂ лазера

1. Прокачиваем кювету гелием. Для этого:

- включаем вакуумный насос;
- открываем клапан 1 «прокачка»;
- ждем, когда стрелка на манометре «кювета» отклонится до -1 кгс/см^2 ;
- закрываем клапан 1 «прокачка», выключаем насос.

2. Открываем запорный клапан на баллоне с гелием, закручиваем винт на контрольном манометре. Медленно открывая клапан, выставляем давление не больше 2 атм. Затем открываем клапан 2 «напуск» на пульте управления лазера

и стрелка на манометре «кювета» должна отклониться до нуля. После этого закрываем клапан 2 «напуск», закручиваем винт на манометре баллона с гелием.

3. Перед тем, как закачать в кювету рабочую смесь, нужно отчистить кювету от буферного газа (гелий). Для этого прокачиваем кювету:

а) включаем вакуумный насос;

б) открываем клапан 1 «прокачка»;

в) ждем, когда стрелка на манометре «кювета» отклонится до -1 кгс/см^2 .

Теперь можно закачивать рабочую смесь. Рабочая смесь для CO_2 лазера состоит из $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$. Компоненты рабочей смеси закачиваются в кювету в соотношении 1/6:1/6:4/6, соответственно.

Закачиваем CO_2 газ (см. п.2), так, чтобы стрелка шкалы манометра «кювета» сместилась с начального значения «-1» на 1,7 минимального деления шкалы манометра «кювета», то есть до «-0,83». Закрываем клапан 2 «напуск», перекрываем поступление газа из баллона с CO_2 с помощью запорного винта и клапана на баллоне.

Закачиваем азот N_2 (см. п.2), так, чтобы стрелка шкалы манометра «кювета» сместилась с начального значения «-0,83» на 1,7 минимального деления шкалы манометра «кювета», т.е. до «-0,66», затем закрываем клапан 2 «напуск», перекрываем поступление газа из баллона с N_2 с помощью запорного винта и клапана на баллоне.

Закачиваем гелий He , соблюдая тот же порядок действий, что и с CO_2 газом и азотом N_2 , так, чтобы стрелка шкалы манометра «кювета» сместилась с начального значения «-0,66» до «0», затем закрываем клапан 2 «напуск», перекрываем поступление газа из баллона с He с помощью запорного винта и клапана на баллоне.

4. Для того чтобы создать в рабочей смеси инверсную заселённость энергетических уровней, нам нужен мощный искровой разряд. Чтобы сформировать в кювете искровой разряд с заданными характеристиками, в разрядник закачиваем азот N_2 до $2 \div 2,5 \text{ кгс/см}^2$. Для этого открываем баллон с азотом на несколько секунд, потом закрываем клапан 4 «напуск».

5. Зарядка емкости конденсатора. Включаем сеть тумблером «лазер» на пульте управления лазера, поворачивая рычаг «больше-меньше» вправо, и, контролируя уровень накачки по вольтметру «U лазер», устанавливаем напряжение примерно равное 40 кV, так как при большем напряжении может произойти пробой конденсатора. Проводя работу в режиме одиночного импульса, установив регулятор «частота» в крайне левое положение «один. имп.», включаем тумблер «вкл», расположенный под световым табло «разрядник», загорается табло «разрядник». Пуск лазерного импульса производим кнопкой «запуск», расположенной на пульте управления, либо кнопкой дистанционного управления. После окончания исследований выключаем лазер переключением тумблера «разрядник», тумблеры «лазер», «сеть» опускаем вниз, затем отключаем лазер от электросети.

2.3. Расчёт пропускания аэрозольного слоя

Пропускание аэрозольного слоя измеряется на двух длинах волн: воздействующего, мощного лазерного импульса с $\lambda = 0,69$ ($\lambda = 10,6$ мкм) мкм и зондирующего маломощного непрерывного излучения He-Ne лазера с $\lambda = 0,63$ мкм. Соосное введение зондирующего излучения, с известным коэффициентом ослабления, требуется для контроля концентрации частиц N в аэрозольной среде для каждого пуска импульса рубинового лазера (CO_2 лазера).

Коэффициент пропускания аэрозольного слоя рассчитывается, используя закон Бугера $E = E_0 e^{-\tau} = E_0 e^{-Nk_0 l}$, где τ – оптическая толщина, N – концентрация. Значение концентрации для каждого измерения восстанавливается по прозрачности для длины волны зондирующего излучения, так как для него заведомо не реализуются нелинейные эффекты, по формуле $N = -\ln(E/E_0) / (k_p + k_n + k_d)$ (k_0 – коэффициент ослабления, k_p – коэффициент рассеяния, взятый из таблицы Шифрина [1], k_n – коэффициент поглощения, k_d – коэффициент лучевого давления), l – толщина аэрозольного слоя. $T = E/E_0$ – прозрачность (E – энергия излучения прошедшего через слой аэрозоля, E_0 – энергия излучения без аэрозольного слоя). Типичная осциллограмма для восстановления концентрации аэрозольных частиц по измеренной прозрачности аэрозольного слоя для излучения He-Ne лазера показана на рисунке 6.

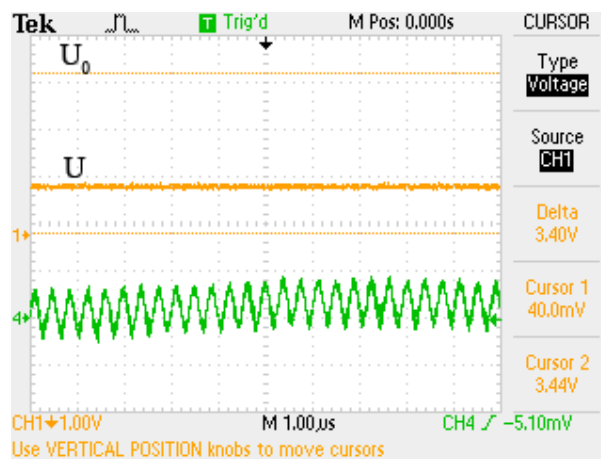


Рис. 6. Типичная осциллограмма прозрачности аэрозольного слоя без воздействия лазерного импульса

Второй канал регистрации (нижняя кривая) – акустический сигнал «шума» пьезоэлектрического генератора аэрозоля, регистрируемый шумомером. На осциллограмме мы видим, что единицей измерения уровня сигнала является вольт, а в формуле для вычисления прозрачности стоят джоули. Но, так как физический смысл прозрачности не зависит от размерности величин стоящих в формуле, то можно использовать вольты, то есть $T = U/U_0$. Примерная зависимость коэффициента пропускания аэрозольного слоя от концентрации частиц для зондирующего маломощного непрерывного излучения He-Ne лазера с $\lambda = 0,63$ мкм представлена на **рис. 7.**

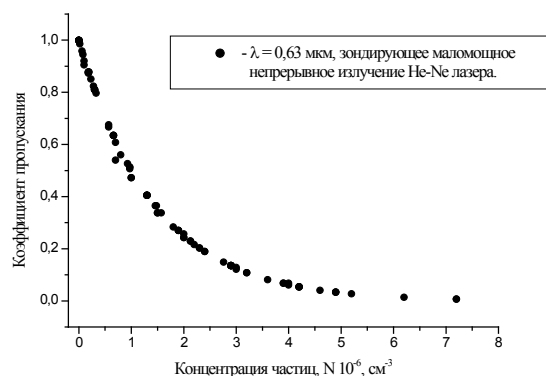


Рис. 7. Зависимость пропускания аэрозольного слоя от концентрации частиц

2.4. Методика расчета давления в акустическом сигнале

Для сравнения интенсивностей звука I или звуковых давлений P в акустике принято использовать специфическую безразмерную величину – децибел, [дБ]. Это не физическое, а математическое понятие, позволяющее сопоставить две однотипные значительно отличающиеся величины.

Уровнем интенсивности L_I называется умноженный на коэффициент 10 десятичный логарифм отношения двух интенсивностей звука, а уровнем звукового давления L_P называется умноженный на коэффициент 20 десятичный логарифм отношения звуковых давлений.

Для определения абсолютного уровня, по отношению к которому указывается интенсивность или звуковое давление, вводят стандартный порог слышимости человеческого уха на частоте $f = 1$ кГц по интенсивности I_0 или по звуковому давлению P_0 , соответствующий 0 дБ. Порог слышимости $I_0 = 10^{-12}$ Вт/м² или $P_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па, поэтому:

$$L_I = 10 \cdot \lg (I / I_0), \text{ [дБ]}, \quad (4) \quad L_P = 20 \cdot \lg (P / P_0), \text{ [дБ]} \quad (5)$$

Интенсивность I и давление P в звуковой гармонической сферической волне связаны соотношением:

$$I = P^2 / (2 \cdot \rho_0 \cdot c_0 \cdot r^2), \text{ [Вт/м}^2\text{]}, \quad (6)$$

где r – расстояние до источника звука, $\rho_0 = 1,29$ кг/м³ – плотность и $c_0 = 20.067 \cdot T^{1/2}$ м/с – скорость звука для сухого воздуха, T – температура в ⁰К.

Градуировка шумомера, к которому подключается микрофон, выполнена в [дБ] относительно величины P_0 . Нулевому значению шкалы прибора соответствует звуковое давление $P = P_0 \cdot 10^{A/20}$, где A – положение переключателя чувствительности шумомера в [дБ].

На основе проведенной с помощью эталонного источника звука (пистонфон – излучатель звуковой волны частотой 1 кГц и звукового давления $L = 94$ дБ, что соответствует $P = 1$ Па) калибровки микрофона, установлена следующая связь L_P с величиной максимума синусоидального напряжения V_{max} , регистрируемого на осциллографе: $P_0 \cdot 10^{(A+4)/20}$ [Па] \rightarrow 0,76 [V], где $A = 90$ дБ. Составив пропорцию:

$$1 \text{ [Па]} \rightarrow 0,76 \text{ [V]} \\ P_+ \text{ [Па]} \rightarrow V_{max} \text{ [V]}$$

определим искомую величину P_+ , в виде:

$$P_+ = V_{max} \cdot P_0 \cdot 10^{A/20} / 0,76 = 2,63 \cdot 10^{-5} \cdot V \cdot 10^{A/20}, [\text{Па}]. \quad (7)$$

Определенное по этой формуле звуковое давление соответствует давлению на мембране конденсаторного микрофона, либо на кристалле пьезокерамического микрофона. Поглощением акустической волны при ее распространении от объема взаимодействия до приемника звука можно пренебречь для исследуемого диапазона звуковых частот f и расстояний r . Сферическую расходимость звуковой волны для оценки давления в зоне взаимодействия $R_{ВЗ}$ можно учесть с использованием дополнительного множителя:

$$P_{ВЗ} = P_+ \cdot (r/a) \quad (8)$$

Доля энергии, поглощенной в объеме взаимодействия и перешедшая в акустическую энергию, оценивается по формуле (2).

2.5. Методика расчета погрешностей прямых измерений

1. Находим среднее арифметическое значение

$$\bar{x} = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

2. Находим среднеквадратическое отклонение

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n(n-1)}}$$

3. Находим соответствующим проведенным измерениям коэффициент Стьюдента $t_{n\alpha}$

n - количество измерений, $\alpha = 0.95$

4. Определяем случайную погрешность $\Delta x_{сл} = t_{n\alpha} \bar{\sigma}$

5. Определяем случайную погрешность $\Delta x_{суст} = \alpha \cdot l$, l - точность (1/2 минимальной цены деления), $\alpha = 0.95$

6. Находим общую погрешность

$$\Delta \bar{x} = \sqrt{\Delta x_{сл}^2 + \Delta x_{суст}^2}$$

7. Находим относительную погрешность $f = \frac{\Delta \bar{x}}{x} 100\%$

8. Записываем результат $x_{иск} = \bar{x} \pm \Delta \bar{x}$ с $\alpha = 0.95$ и $f = \frac{\Delta \bar{x}}{x} 100\%$

Замечания:

- Абсолютная погрешность записывается до двух значащих цифр.

Например: $0,0023 \approx 2,3 \cdot 10^{-3}$

- Среднее значение округляется до разряда, соответствующего разряду первой значащей цифры погрешности.

Например, $18,28 \pm 0,12 \approx 18,3 \pm 0,12$

Измерение – сравнение с эталоном. Измерения бывают прямыми и косвенными. Погрешности бывают систематические и случайные.

Систематические погрешности показывают точность прибора, методики измерений, неучет различных физических факторов, влияющих на результат.

Случайные погрешности отражают субъективный фактор наблюдателя, так как при многократном повторении опыта меняются случайным образом.

Борьба с систематическими погрешностями состоит в увеличении точности приборов, уточнении методики измерений. Борьба со случайными погрешностями возможна средствами статистики.

В данной лабораторной работе предлагается рассчитать погрешность (косвенную) в определении концентрации частиц по формуле (9). Где N – концентрация аэрозольных частиц, T – прозрачность, l – толщина аэрозольного слоя, k – коэффициент рассеяния, приведенный в таблице Шифрина [1].

Пропускание аэрозольного слоя рассчитывается по закону Бугера $T = e^{-Nkl}$, отсюда можно выразить концентрацию аэрозольных частиц $\bar{N} = -\frac{\ln \bar{T}}{kl}$, и тогда

$$\Delta N = \left[\left(\frac{\partial(-\frac{\ln T}{kl})}{\partial T} \Delta T \right)^2 + \left(\frac{\partial(-\frac{\ln T}{kl})}{\partial k} \Delta k \right)^2 + \left(\frac{\partial(-\frac{\ln T}{kl})}{\partial l} \Delta l \right)^2 \right]^{1/2} = \left[\left(\frac{\Delta T}{klT} \right)^2 + \left(\frac{\ln T}{lk^2} \Delta k \right)^2 + \left(\frac{\ln T}{l^2 k} \Delta l \right)^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

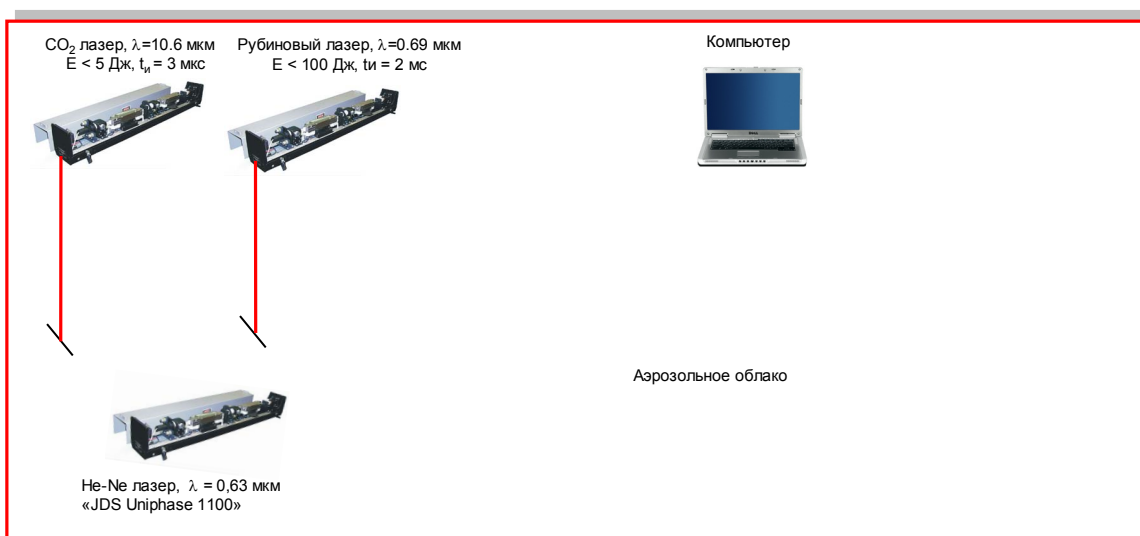
2.6. Содержание отчета по лабораторной работе

1. Наименование лабораторной работы.
2. Цель работы.
3. Краткая теория излагаемого вопроса:
 - а) основные соотношения;
 - б) определения физических величин и параметров;
 - в) методика проведения эксперимента.
4. Перечень оборудования к работе.
5. Таблицы результатов и графиков.
6. Вычисления искомой величины.
7. Вычисления абсолютной и относительной погрешности.
8. Выводы по работе.

2.7. Порядок выполнения лабораторной работы. Перед выполнением работы ознакомиться с перечнем инструкций по охране труда

1. Инструкция по пожарной безопасности
2. Инструкция по работе с газовыми баллонами высокого давления
3. Инструкция по работе с оптическими квантовыми генераторами (ОКГ)
4. Инструкция по электробезопасности

Принципиальная оптическая схема эксперимента



Внимание! Лабораторная работа выполняется только в присутствии преподавателя!!!

1. Включить электрощит.
2. Включить питание лазерной установки и приборов регистрации и анализа лазерного излучения (осциллограф Tektronix TDS-2014, He-Ne лазер, измеритель мощности OPHIR NOVA-2, рубиновый лазер (либо CO₂-лазер), генератор аэрозоля, цифровую фотокамеру Sony DSC-F828, персональный компьютер, микрофон).
3. Провести калибровку осциллографа Tektronix TDS-2014, включить режим автокалибровки.
4. Вводим соосно лучи рубинового (CO₂ лазера) и He-Ne лазера.
5. С помощью генератора аэрозоля создаем аэрозольное облако.
6. Регистрируем сигналы воздействующего излучения на длине волны $\lambda=0,69$ мкм ($\lambda=10,6$ мкм) и зондирующего излучения на длине волны $\lambda=0,63$ мкм без поглощающей среды (водный аэрозоль).
7. Регистрируем сигналы воздействующего излучения на длине волны $\lambda=0,69$ мкм и зондирующего излучения на длине волны $\lambda=0,63$ мкм ($\lambda=10,6$ мкм) с поглощающей средой (водный аэрозоль).
8. Полученные данные записываются в виде DATA файлов. Коэффициент пропускания аэрозольного слоя рассчитываем, используя закон Бугера $E=E_0e^{-\tau}=E_0e^{-Nk_0l}$, где τ – оптическая толщина, N – концентрация. Значение концентрации для каждого измерения восстанавливается по прозрачности для длины волны зондирующего излучения, так как для него заведомо не реализовывались нелинейные эффекты, по формуле $N = -lk_p \ln E/E_0$, $k_0=k_p+k_n+k_d$ (k_0 – коэффициент ослабления, k_p – коэффициент рассеяния, взятый из таблицы Шифрина [1], k_n – коэффициент поглощения, k_d – коэффициент лучевого давления), l – толщина аэрозольного слоя. $T=E/E_0$ – прозрачность.

9. Регистрируем акустический сигнал с помощью микрофона, данные с которого поступают на осциллограф.
10. Данные осциллографа записываются на модуль памяти, затем копируются в ПК.
11. Используем методику расчета давления в акустическом сигнале по измеренным параметрам (см. стр.18). По совокупности амплитудных и временных характеристик зарегистрированного оптического и акустического сигналов определяем режим нелинейного взаимодействия лазерного излучения с аэрозолем.
12. Выключение установки: перевести тумблер «Сеть» всех приборов в положение выключено, отключить электропит.

Контрольные вопросы

1. Какие основные нелинейно-оптические эффекты, возникающие при взаимодействии мощного лазерного излучения с аэрозольными частицами, вы знаете?
2. Механизмы образования оптического пробоя.
3. Процесс образования взрывного вскипания.
4. Объяснить принцип действия CO₂ лазера.
5. Объяснить принцип действия рубинового лазера.
6. Основные виды погрешностей, методика расчета.
7. Выведите рабочую формулу для расчета давления в акустическом сигнале по измеренным параметрам.
8. Порядок выполнения лабораторной работы.

Литература

1. Зельманович, И.Л., Шифрин, К.С. Таблицы по светорассеянию. Т. 3. - Л.: Гидрометеиздат, 1968. – 431 с.
2. Новик, А.Е. Газоразрядные лазеры. – М.: Радио и связь, 1982. – 120 с.
3. Анциферов, В.В., Рогов, И.И.. Оптика лазеров. – Новосибирск: СГУПС, 1997. – 243 с.
4. Гейнц, Ю.Э., Землянов, А.А., Зуев, В.Е., Кабанов, А.М., Погодаев, В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 260 с.
5. Бочкарев, Н.Н., Погодаев, В.А., Кабанов, А.М. Возможность акустической идентификации режимов взаимодействия лазерного излучения с поглощающим веществом // Изв. ВУЗов. Физика. 1997. – 13 с.
6. Бочкарев, Н.Н., Кабанов, А.М., Погодаев, В.А. Оптоакустика канала распространения мощного импульсного лазерного излучения в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. – 2003. Т. 16. №9. – С. 816–821.

Учебное издание

А.М. Кабанов, Ю.В. Кистенев, О.Ю. Никифорова, Ю.Н. Пономарев

**СОВРЕМЕННАЯ АППАРАТУРА
ЛАЗЕРНОГО ГАЗОАНАЛИЗА
ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ**

2-е издание, исправленное

Редактор Е.В. Антошина
Технический редактор С.Б. Гончаров

Издательство СибГМУ
634050, г. Томск, пр. Ленина, 107
тел. 8(3822) 51-41-53
E-mail: otd.redaktor@ssmu.ru

Издано в электронном виде